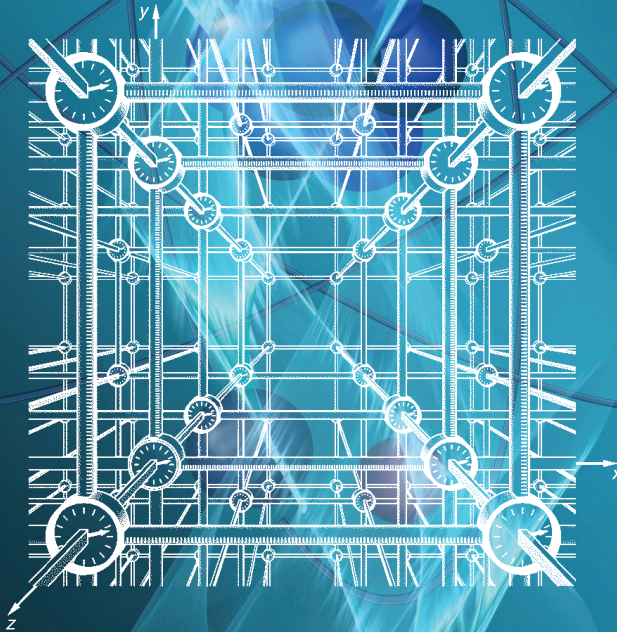


ანორ ხელაშვილი

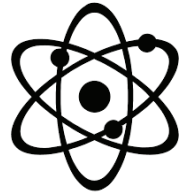
თანაგედროვე ფიზიკის საფუძვლები



ნაწილი I

ანზორ ხელაშვილი

თანამედროვე ფიზიკის საფუძვლები, ნაწ. I



ANZOR KHELASHVILI

**FOUNDATIONS OF
MODERN PHYSICS**

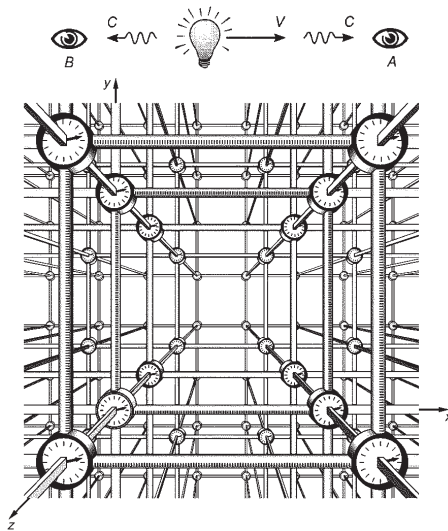
***VOL. I. ELEMENTS OF RELATIVITY
IN COURSE OF GENERAL PHYSICS***

TBILISI 2021

ანზორ ხელაშვილი

თანამედროვე ფიზიკის საფუძვლები

ნაწილი I. ფარდობითობის თეორიის
ელემენტები ზოგადი ფიზიკის კურსში



თბილისი 2021

წინამდებარე წიგნი წარმოადგენს საზღვარგარეთის წამყვან უნივერსიტეტებში დანერგილი დისციპლინის „თანამედროვე ფიზიკის“ (Modern Physics) ქართული შესატყვისის შექმნის პირველ მცდელობას და განკუთვნილია უნივერსიტეტების პირველი კურსის სტუდენტებისათვის, როგორც დამხმარე სახელმძღვანელო თანამედროვე ფიზიკის ძირითადი მიღწევების გასაცნობად საშუალო სკოლის შემდეგ. წიგნის მიზანია მიანოდოს ახალბედა სტუდენტებს ფუნდამენტური ფიზიკის ფუძემდებლური კონცეფციები, რომლებიც ჩამოყალიბდა უკანასკნელ დროს, განსაკუთრებით, მე-20 საუკუნეში და რომლებსაც ემყარება თანამედროვე საბუნებისმეტყველო მეცნიერებათა მთელი შენობა. ეს გახლავთ ფარდობითობის თეორია (სპეციალური და ზოგადი) და კვანტური მექანიკა. წიგნის წერის დროს მხედველობაშია მიღებული ამ ასაკის სტუდენტთა მომზადების დონე მათემატიკაში და, ამიტომ, მაქსიმალურად მარტივი მათემატიკური აპარატი არის გამოყენებული. ავტორი შეეცადა მათემატიკური გარდქმნების უკან არ დაჩრდილულიყო მოვლენების ფიზიკური შინაარსი. ამიტომ გამოყენებულია მრავალი საილუსტრაციო მასალა, ძირითადად, ამოცანების სახით. ამასთან, ტიპიური ამოცანები გადმოცემულია მათი ამოხსნებით, ნაწილი ამოცანებისა კი შეტანილია დამოუკიდებლად სამუშაოდ.

ვიმედოვნებთ, რომ წიგნი გარკვეულ სარგებლობას მოუტანს ახალგაზრდებს და, აგრეთვე ყველა დაინტერესებულ მკითხველს.

დაკაბადონება და ყდის დიზაინი: გიორგი ბაგრატიონი

© ანზორ ხელაშვილი, 2021

გამომცემლობა „ნეკერი“, 2021

ISBN 978-9941-501-01-2

წინასიტყვაობა

გასული საუკუნის მე-2 ნახევარში ევროპისა და ამერიკის წამყვან უნივერსიტეტებში შემოღებულ იქნა ახალი სასწავლო დისციპლინა, რომლის ძირითად მიზანს წარმოადგენდა ახალბედა (დამწყები) სტუდენტების შეყვანას ფიზიკის თანამედროვე მიღწევების კურსში. ტერმინი „თანამედროვე ფიზიკა“ – **Modern Physics** – გაჩნდა თანამედროვე ეპოქის ფიზიკის აღსანიშნავად – ეს გახლავთ ფარდობითობის თეორია და კვანტური მექანიკა, რომლებმაც განსაზღვრეს და განაპირობეს უდიდესი პროგრესი როგორც მეცნიერებასა და ტექნიკაში, ასევე კულტურასა და აზროვნებაში.

მე-19 საუკუნის ბოლოს და მე-20 საუკუნეში ფიზიკის მანამდე არნახულმა მიღწევებმა მეცნიერების ეს დარგი გადააქციეს ყველა საბუნებისმეტყველო მეცნიერებების ერთადერთ მაინტეგრირებელ საფუძვლად.

საქართველოს დამოუკიდებლობის პირველსავე დღეებში შეიქმნა იმის აუცილებლობა, რომ გამომუშავებულიყო და განხორციელებულიყო საქართველოში უმაღლესი განათლების გზები, რაკი ძალა დაკარგა საბჭოთა პერიოდის ინსტრუქციებმა და სწავლების მეთოდებმა. საჭირო გახდა ახალი სტრატეგიის შემუშავება. ეს საშვილიშვილო საქმე ითავა ივანე ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტმა, როგორც ავტონომიურმა დაწესებულებამ. 1994 წელს უნივერსიტეტის დიდმა სამეცნიერო საბჭომ მიიღო მნიშვნელოვანი დოკუმენტი – „საქართველოში საუნივერსიტეტო განათლების კონცეპცია“. ამ დოკუმენტის შექმნის იდეა პირველად წამოვიდა და განხორციელდა ფიზიკის ფაკულტეტზე. როგორც შემდგომმა მოვლენებმა აჩვენეს, ეს იყო უაღრესად დროული და წინგადადგმული ნაბიჯი. მოხდა არა მარტო გადასვლა ორსაფეხურიან (ბაკალავრიატი და მაგისტრატურა) სწავლებაზე,

არამედ დაიხვეწა სასწავლო პროგრამები, დაუახლოვდა რა ევროპის და აშშ მოწინავე უნივერსიტეტების პროგრამებს და სილაბუსებს. შედეგმაც არ დააყოვნა. ფიზიკის ფაკულტეტზე მომზადებული კუსდამთავრებულები ადვილად ებმებოდნენ საზღვარგარეთის უნივერსიტეტების სამეცნიერო საქმიანობაში და მნიშვნელოვან წარმატებებსაც აღწევდნენ.

სწორედ ამ რეფორმის დროს შემოღებულ იქნა ახალი დისციპლინა – „შესავალი ფიზიკაში“, რომელიც იყო საზღვარგარეთული Modern კურსების ანალოგი და მიზნად ისახავდა პირველ კურსზე შემოსული სტუდენტებისათვის ფიზიკის თანამედროვე მიღწევების გაცნობას.

წამოწყებულმა ექსპერიმენტმა აშკარად გაამართლა და, სავსებით ბუნებრივია, რომ გაჩნდა საჭიროება სათანადო სახელმძღვანელოების შექმნისა.

წინამდებარე წიგნი სწორედ ამ მიზანს ემსახურება. მისი პირველი ტომი ეძღვნება ფარდობითობის სპეციალური და ზოგადი თეორიების საწყისების გადმოცემას რაც შეიძლება მარტივად, სათანადო მათემატიკური აპარატის მინიმალური გამოყენებით.

წიგნის მეორე ტომი მიეძღვნება მეორე ფუნდამენტს – კვანტურ მექანიკას. იმედი მაქვს, რომ ისიც მალე იხილავს დღის სინათლეს.

წინასიტყვაობა პირველი ტომისათვის

100 წელზე მეტი გავიდა ალბერტ აინშტაინის მიერ ფარდობითობის თეორიის ჩამოყალიბებიდან. ამ ხნის მანძილზე ფარდობითობის თეორიამ მტკიცედ დაიმკვიდრა ადგილი ფიზიკაში და, საზოგადოდ, მსოფლმხედველობაში. მთელი გასული საუკუნე აღინიშნა ფარდობითობის თეორიის არნახული მიღწევებით, განსაკუთრებით, ელემენტარულ ნაწილაკთა ფიზიკის სფეროში, სადაც საქმე გვაქვს სინათლის სიჩქარის შესადარი სიჩქარეებით მოძრაობასთან და ამკარად მყლავნდება ფარდობითობის თეორიის ეფექტები. მე-20 საუკუნის დასასრულს მნიშვნელოვნად გაფართოვდა ინტერესი აინშტაინის თეორიის მიმართ ასტროფიზიკის მიღწევებთან დაკავშირებით. ერთმანეთს გადაეჯახვა მიკროსამყაროს და კოსმოსის ამოცანები, რომლებიც დღეს ღრმა ურთიერთკავშირში განიხილება.

დადგა დრო, როდესაც ფარდობითობის თეორიის ძირითად კონცეფციებს უნდა იცნობდეს მეტნაკლებად განათლებული თანამედროვე ადამიანი. დღეს, ინტერნეტის ეპოქაში გაცილებით გაადვილდა ინფორმაციის მოპოვება ცოდნის ნებისმიერ სფეროში. მიუხედავად ამისა, წიგნებს არ დაუკარგავთ თავისი მნიშვნელობა. უნდა აღინიშნოს, რომ ქართულ ენაზე ფარდობითობის თეორიას მიძღვნილი აქვს რამდენიმე წიგნი. მათ შორის დავასახელებდით აკად. მათე მირიანაშვილის პოპულარულ წიგნს „ფარდობითობის თეორია“, რომელიც ორჯერ გამოიცა (1972, 2008), აგრეთვე პროფ. გურამ ქილაშვილის დამხმარე სახელმძღვანელოს „რელატივისტური მექანიკა“ (თსუ, 1997). სამწუხაროდ, დღეს ეს წიგნები ბიბლიოგრაფიულ იშვიათობას წარმოადგენს. გარდა ამისა, ფიზიკის განვითარების კვლადკვალ ზოგიერთი კონცეპტუალური საკითხი დღეს განსხვავებულად გაიზრება. ამიტომ აუცილებლად მიგვაჩნია მათი ასახვა თანამედროვე სახელმძღვანელოებში.

წინამდებარე წიგნი არის ავტორის მცდელობა რამდენადმე შეავსოს ქართულ ენაზე სტუდენტებისთვის სახელმძღვანელოების არსებული დანაკლისი. წიგნი გათვლილია მკითხველთა ფართო წრისათვის. წიგნით სარგებლობა შეუძლიათ საბუნებისმეტყველო სპეციალობების სტუდენტებს და მათ პროფესორებს, განსაკუთრებით ფიზიკისა და მათემატიკის სპეციალობის სტუდენტებს, რომელთა სასწავლო პროგრამებში გათვალისწინებულია თანამედროვე ფიზიკის სწავლება ზოგადი კურსის დონეზე. წიგნი დააინტერესებს აგრეთვე სკოლის მასწავლებლებს, უფროსი კლასების მოსწავლეებს, რომლებიც განიზრახავენ თანამედროვე მეცნიერების საფუძვლების შესწავლას.

ბუნებრივია, წიგნი ვერ იქნება თავისუფალი ნაკლოვანებებისგან. ავტორი სიამოვნებით მიიღებს ყველა საქმიან შენიშვნას და გაითვალისწინებს პრაქტიკაში.

**ავტორი, პროფესორი ანზორ ხელაშვილი,
ფიზ. -მათ. მეცნიერებათა დოქტორი, პროფესორი,
საქართველოს მეცნიერებათა ეროვნული აკადემიის
წევრ-კორესპონდენტი**

**რეცენზენტი და რედაქტორი,
პროფესორი თ. ნაღარაიშვილი**

შინაარსი

შესავალი.....	12
ფარდობითობა კლასიკურ ფიზიკაში.....	14
ფარდობითობის სპეციალური თეორიის აგება.....	21

თავი I. ფარდობითობის სპეციალური

თეორიის კინემატიკა.....	23
-------------------------	----

გალილეის გარდაქმნები:.....	23
----------------------------	----

ამოცანები; გალილეის გარდაქმნების შეზღუდული ხასიათი; აინშტაინის პოსტულატები; ერთდროულობის ფარდობითობა; განივი ზომების უცვლელობა; მოძრავი და უძრავი საათების ჩვენებების შედარება; სხეულის სიგრძის ცვლილება მოძრაობის მიმართულებით; **ამოცანები** სივრცისა და დროის შემოკლების ეფექტების გამოყენებაზე: საკუთარი დრო და საკუთარი სიგრძე;

ლორენცის გარდაქმნები:.....	53
----------------------------	----

ლორენცის გარდაქმნა დროისათვის; ინტერვალი, მინკოვსკის სივრცე; ლორენცის გარდაქმნებიდან გამომდინარე შედეგები: დროის ინტერვალების გარდაქმნა, ერთდროულობის ფარდობითობა; მიზეზობრიობა; სივრცული მანძილების შემცირება ლორენცის გარდაქმნებისას; ინტერვალების კლასიფიკაცია; **ამოცანები;** ინტერვალის კავშირი საკუთარ დროსთან;

მოვლენების გრაფიკული გამოსახვა:.....	71
--------------------------------------	----

მსოფლიო წირები, სინათლის კონუსი; სიჩქარეთა შეკრების (გარდაქმნის) ფორმულები ფარდობითობის თეორიაში; **ამოცანები.**

მინკოვსკის სივრცე:.....	90
-------------------------	----

ლორენცის გარდაქმნები მინკოვსკის კოორდინატებ-

ში; ოთხგანზომილებიანი და სამგანზომილებიანი სიჩქარეები მინკოვსკის სივრცეში; ტალღური ოთხვექტორი.

დოპლერის ეფექტი: 98

დოპლერის ეფექტი ბგერით ტალღებში; დოპლერის ეფექტი სინათლის ტალღებში; წითელი წანაცვლება.

აჩქარების გარდაქმნა: 103

თანაბარაჩქარებული მოძრაობა; კოსმოსური რაკეტის მოძრაობა; **ამოცანები** რელატივისტური კინემატიკიდან.

ფარდობითობის თეორიის პარადოქსები: 111

ჭოკის და ფარდულის პარადოქსი; სინათლეზე მეტი სიჩქარე; ვავილოვ-ჩერენკოვის გამოსხივება; ტახიონები. დროის პარადოქსი; ტყუპთა პარადოქსი; მოძრაობა კოსმოსურ სამყაროში; კოსმოსური რაკეტის მოძრაობა; **ამოცანები**.

თავი II. რელატივისტური დინამიკა 129

იმპულსის შენახვის კანონი და რელატივისტური იმპულსი: 129

ტოლი მასის ბურთულების დრეკადი დაჯახება; მოძრაობის რელატივისტური განტოლება; მუშაობა და ენერგია; გარდაქმნის ინვარიანტი; ინტერვალი; ენერგია-იმპულსის შენახვის კანონი.

რელატივისტური დინამიკის ზოგიერთი გამოყენება: 145

ნაწილაკის დაშლა ორ ნაწილაკად: $A \rightarrow B+C$; ნაწილაკის დაბადება და ანიჰილაცია; ბმის ენერგია. მასის დეფექტი. **ამოცანები და მაგალითები**.

რელატივისტური პროცესები (რეაქციები): 151

კომპტონის ეფექტი. რეაქციის ზღურბლი (threshold); რელატივისტური ინვარიანტების გამოყენება რეაქციის ზღურბლის დასადგენად; ნაწილაკის დაბადების

ზღურბლი; მასათა ცენტრის სისტემა რელატივისტურ მექანიკაში; რეაქტიული მოძრაობა; ციოლკოვსკის ფორმულა; ამოცანები.

თავი III. ფარდობითობის ზოგადი თეორიის ულამენტები	173
არაინერციული სისტემები ნიუტონის მექანიკაში:	174
ა) წრფივად და თანაბარაჩქარებულად მოძრავი არაინერციული სისტემები. ინერციის ძალების რეალურობის შესახებ; ინერციის ძალების პოვნა; ბ) თანაბრად მბრუნავი არაინერციული სისტემები ფარდობითობის თეორიაში;	
დრო და სივრცე გრავიტაციულ ველში მყოფ ინერციულ სისტემაში:	186
გრავიტაციული „ნითელი ნანაცვლება“; დროის შენელება გრავიტაციულ ველში; სიგრძის ცვლილება გრავიტაციულ ველში; სივრცისა და დროის გამრუდება არაინერციულ სისტემაში და გრავიტაციულ ველში; სინათლის სხივი გრავიტაციულ ველში; მესბაუერის ეფექტის გამოყენება სიხშირის ნანაცვლების შესამონ-მებლად.	
დასკვნის ნაცვლად	200

შესავალი

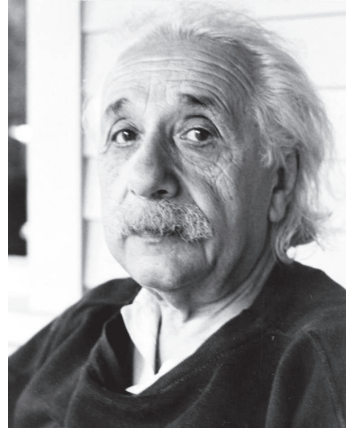
მე-20 საუკუნე აღინიშნა უდიდესი აღმავლობით ინტელექტუალურ სფეროში. განსაკუთრებით სწრაფი ტემპებით განვითარდა ფიზიკა – ამ საუკუნესაც ხომ ფიზიკის საუკუნედ მოიხსენიებენ. ამ საუკუნეში შეიქმნა ორი დიდი მოძღვრება, რომლებმაც ძირფესვიანად შეცვალეს არსებული წარმოდგენები სივრცის, დროისა და მატერიის ფუნდამენტურ თვისებებზე. პირველი გახლავთ აინშტაინის ფარდობითობის თეორია –ჯერ სპეციალური (1905), ხოლო შემდეგ – ზოგადი (1916). ამავე პერიოდში წარმოიქმნა კვანტური მექანიკა, თვისებრივად რადიკალურად განსხვავებული მოძღვრება ატომურ და სუბატომურ მოვლენებზე. მის შექმნასაც ისევ ა. აინშტაინის სახელს უკავშირებენ. საუკუნის შუა წლებიდან დაწყებული ამ ორი მოძღვრების სინთეზმა გამოიწვია ველების კვანტური თეორიის წარმოშობა და განვითარება. ველის კვანტური თეორია საფუძვლად უდევს ელემენტარულ ნაწილაკთა ფიზიკას, რომელსაც დღეს მაღალი ენერჯიების ფიზიკასაც უწოდებენ და მისი დღევანდელი თეორია, ე. წ. სტანდარტული მოდელი, დამყარებულია ლოკალური სიმეტრიების სპონტანური დარღვევის მექანიზმებზე, დამაკმაყოფილებლად აღწერს დღეისათვის ყველა დაკვირვებულ მოვლენას და არის მისი შემდგომი გაფართოების ძიების პროცესში.

ამ მოკლე ინფორმაციიდან გამომდინარე ნათელი უნდა იყოს იმის გააზრება, რომ ყველაფრის სათავეში დგას სწორედ აინშტაინის ფარდობითობის სპეციალური თეორია, სახელდობრ, რელატივისტური მექანიკა. ადრინდელ პერიოდში ამ თეორიის შესწავლა უნივერსიტეტის კურსებში იწყებოდა ზოგადი ფიზიკის გარკვეული თავების (მექანიკა, ელექტროდინამიკა, ოპტიკა და ა. შ.) გავლის შემდეგ. პარალელურად მაღლდებოდა სტუდენტების მათემატიკური მომზადების დონეც. ბოლო პერიოდში სპეციალისტები თანხმდებიან, რომ არ არის აუცილებ-

ბელი თანამედროვე თეორიის სწავლების გადატანა ასე დაგვიანებით. ყოველ შემთხვევაში, ფარდობითობის სპეციალური თეორიის საწყისების შესწავლა სკოლის ასაკშიც შეიძლება. მითუმეტეს, რომ ა. აინშტაინმა სპეციალური თეორია შექმნა საკმაოდ ახალგაზრდა ასაკში.



ალბერტ აინშტაინი 1905 წელს



ალბერტ აინშტაინი სიცოცხლის ბოლო წლებში

წინამდებარე ლექციების კურსი ავტორის მიერ აპრობირებული იყო სხვადასხვა წლებში ფიზიკის ფაკულტეტის სტუდენტებისათვის, როგორც ფაკულტატური კურსი, სწავლების პირველსავე წელს. ამჟამად ავტორი თვლის, რომ ამ კურსს ადვილად დაძლევენ როგორც ფიზიკის, ასევე მათემატიკის და სხვა საბუნებისმეტყველო სპეციალობების სტუდენტები. კურსი ისეა აგებული, რომ მოითხოვს მხოლოდ ელემენტარული მათემატიკის ცოდნას და ანალიზის ზოგიერთ ჩვევებს (ნარმოებული, დიფერენციალი, ელემენტარული ინტეგრალები).

კიდევ ერთ თავისებურებას მივაქცევთ მკითხველის ყურადღებას. წიგნში უხვადაა მოცემული პრაქტიკული მასალა – ამოცანები, ექსპერიმენტების აღწერა. ამოცანების დიდი ნაწილი ამოხსნებითაა თანხლებული, ხოლო ნაწილი განკუთვნილია დამოუკიდებელ სამუშაოდ.

ზარდობითობა კლასიკურ ფიზიკაში

მოკლედ განვიხილოთ სამყაროს სურათი **კლასიკურ ფიზიკაში**.

მე-19 საუკუნის ბოლოს და მე-20 საუკუნის დასაწყისში ჩვენი ცოდნა სამყაროს შესახებ ჩამოყალიბდა წარმოდგენათა მწყობრი სისტემის სახით, რომელმაც მიიღო **კლასიკური ფიზიკის** სახელწოდება. ამ წარმოდგენებს საფუძვლად ედო **ორი მეცნიერული ჰიპოთეზა**, რომლებიც ხსნიდნენ და წინასწარმეტყველებდნენ დაკვირვებადი ფაქტების კოლოსალურ რაოდენობას და ითვლებოდნენ ხელშეუხებლად.

პირველი მათგანი იყო ატომისტური ჰიპოთეზა, რომლის მიხედვითაც ბუნებაში ყველა ნივთიერება უნდა შედგებოდეს უმცირესი ნაწილაკებისაგან – ატომების და მოლეკულებისგან.

მეორე იყო წარმოდგენა ეთერის შესახებ, ე. ი. განსაკუთრებული დრეკადი სუბსტანციისა, რომელიც ავსებს გარემოს ატომებს შორის მთელ სივრცეს და რომლის მიხედვით ხდება ურთიერთქმედება ატომებს შორის.

ატომისტური ჰიპოთეზა სათავეს იღებს შორეული წარსულიდან. ის წამოაყენეს ბერძენმა ნატურფილოსოფოსებმა – დემოკრიტემ (მე-4 საუკ. ჩვენს წელთაღრიცხვამდე), ეპიკურემ (მე-3 საუკ. ჩ. წ. -მდე) და რომაელმა სწავლულმა ლუკრეციუს კარამ (პირველი საუკ. ჩ. წ.-მდე). ამ უკანასკნელის ფუნდამენტური წიგნი „საგანთა ბუნებისათვის“ ლათინურიდან ნათარგმია ქართულ ენაზე პროფესორ პანტელეიმონ ბერაძის მიერ (იხ. სახ. გამომცემლობა „საბჭოთა საქართველო“, თბილისი, 1958). ისინი ემყარებოდნენ უმარტივეს ფიზიკურ დაკვირვებებს – სითხეების აორთქლება, სითხეების და გაზების ურთიერთდიფუზია, სხეულთა სითბური გაფართოება და სხვ.

მე-18 საუკუნეში მ. ვ. ლომონოსოვმა (1711-1765) პირველმა მკაფიოდ განასხვავა ატომები მოლეკულებისგან და განავითარა წარმოდგენა სითბოზე, როგორც ნივთიერების უმცირესი

ნანილაკების ქაოტურ მოძრაობაზე. მე-19 საუკუნის დასაწყისში ქიმიკოსების მიერ ექსპერიმენტულად დაგროვილი მასალის საფუძველზე შესაძლებელი გახდა ატომების და მოლეკულების ფარდობითი მასების განსაზღვრა და შემოყვანილ იქნა გრამ-ატომისა და გრამ-მოლეკულის ფუნდამენტური ცნებები (ავოგადრო, 1776-1856).

სითბოს მექანიკური ბუნების შესახებ შეხედულების განვითარებამ მე-19 საუკუნის შუა წლებისთვის მიგვიყვანა გაზების კინეტიკური თეორიის, შემდეგ კი, სტატისტიკური ფიზიკის შექმნამდე (მაქსველი, ბოლცმანი, გიბსი). მე-19 საუკუნის მეორე ნახევარში შესწავლილ იქნა რეალური გაზების თვისებების გადახრა იდეალურისაგან (ვან დერ-ვაალსის განტოლების შესწორებები), აგრეთვე მოლეკულების დაჯახების პრობლემები (სითბოგამტარობა, დიფუზია, სიბლანტი), პირველად შეფასდა მოლეკულების და ატომების ზომები ($1 \text{ \AA} = 1 \text{ ანგსტრემი} = 10^{-8} \text{ სმ}$).

და ბოლოს, 19-20 საუკუნეთა მიჯნაზე სხვადასხვა სახის ფლუქტუაციების ექსპერიმენტული შესწავლით საბოლოოდ დადგინდა ნივთიერების ატომისტური ჰიპოთეზა. სმოლუხ-ვსკიმ და აინშტაინმა შექმნეს ბროუნის მოძრაობის თეორია.

რელეიმ (1842-1919) შექმნა ცის ფერის თეორია, ხოლო პერენმა სითხეში მოტივტივე ბროუნის ნანილაკების განაწილების შესწავლით დაადგინა ავოგადროს რიცხვის სიდიდე, რომელიც დაემთხვა ამ რიცხვის ქიმიური მეთოდებით განსაზღვრულს, $N \sim 6 \cdot 10^{23} 1/\text{მოლ}$.

უნდა აღინიშნოს, რომ მე-20 საუკუნის ფიზიკამ უდავოდ დაამტკიცა ატომების და მოლეკულების რეალური არსებობა. ასე, რომ ატომისტური ჰიპოთეზა მე-20 საუკუნის დასაწყისისთვის წმინდა გონებაჭყრეტი კონცეფციიდან გადაიქცა მეცნიერულად დადგენილ ფაქტად.

მეორე ჰიპოთეზა, რომელიც საფუძველად უდევს კლასიკურ ფიზიკას – ეთერის ჰიპოთეზა – წარმოიშვა აგრეთვე საკმაოდ ადრე, მაგრამ ფიზიკაში განმტკიცდა მე-19 საუკუნის დასაწყისში, როდესაც გაიმარჯვა სინათლის ტალღურ ბუნებაზე შეხედულებამ (იუნგი -1822, ფრენელი -1827). სინამდვილეში,

ეთერის არსებობის შესახებ წარმოდგენა სინათლის ტალღური ბუნების თვალსაზრისით გამოიყურებოდა როგორც ბუნებრივი და აუცილებელი.

ზუსტად ისე, როგორც ბგერა წარმოადგენს ჰაერის ნაწილაკების ტალღურ მოძრაობას, სინათლეს განიხილებოდა, როგორც დრეკადი გარემოს – ეთერის ტალღური მოძრაობა.

ინტერფერენციული და დიფრაქციული მოვლენების შესწავლით დადგინდა სინათლის ტალღების სიგრძე – ატომის ზომებზე ათასჯერ ნაკლები (4600 \AA – უკიდურესი იისფერიდან 7600 \AA – უკიდურეს წითლამდე ხილულ სპექტრში).

მაქსველმა აჩვენა, რომ სინათლის ტალღები არიან ელექტრომაგნიტური ტალღების კერძო შემთხვევა, რის შემდეგაც ნათელი გახდა, რომ ეთერი უნდა განვიხილოთ როგორც არა მარტო გარემო, რომელშიც ვრცელდება სინათლე, არამედ როგორც ელექტრომაგნიტური ტალღების მატარებელი. ელექტროდინამიკის და ელექტრომაგნიტური ოპტიკის წარმოუდგენელმა წარმატებებმა თითქოსდა სავსებით დაადასტურეს ეს დებულება. სინათლის გავრცელების სიჩქარის გაზომვებმა დაადასტურეს მისი თანხვედრა ე. წ. ელექტროდინამიკურ მუდმივასთან (რომელიც არის ელექტრული მუხტის $CGSM$ და $CGSE$ ერთეულების შეფარდება) – გამოვიდა $c = 3 \cdot 10^{10}$ სმ/წმ.

მაქსველის წინასწარმეტყველება სინათლის წნევის არსებობის შესახებ დადასტურდა ლებედევის (1912) კლასიკური ცდებით. ელექტრომაგნიტური ტალღები ექსპერიმენტულად მიიღო ჰ. ჰერცმა (1895), ხოლო შემდგომ რადიოგადაცემებში იქნა გამოყენებული და ა. შ. ყოველივე ამან გააძლიერა რწმენა მაქსველის განტოლებების სისწორეში და ეთერის არსებობის იდეაში.

მე-19 საუკუნის ბოლოს ატომისტიკის განვითარებამ გამოიწვია ატომური ფიზიკის და ეთერის წარმოდგენების დაახლოვება. აღმოჩნდა კათოდური სხივები. ნათელი გახდა, რომ ნივთიერების ატომები არ არიან განუყოფადი ნაწილაკები, არამედ წარმოადგენენ დადებითი და უარყოფითი მუხტების რთულ სისტემებს. ამის საფუძველზე ჯ. ლორენცმა (1853-1928)

ააგო ნივთიერების ელექტრონული თეორია, რომლის მიხედვითაც ატომების მიერ სინათლის გამოსხივება წარმოადგენს ატომებში შემავალი ელექტრონების რხევების შედეგს: ატომის შიგნით მყოფი ელექტრონები ასრულებენ რხევებს, მერხვევი ელექტრონი კი მაქსველის ელექტროდინამიკის თანახმად მათ გარშემო ეთერში ქმნის ელექტრომაგნიტურ ტალღებს.

ამრიგად, მე-19 საუკუნის ბოლოსთვის ჩვენი გარემომცველი სამყაროს მწყობრი სურათი თითქოსდა საიმედოდ იყო დასაბუთებული ექსპერიმენტულად და გამოიყურებოდა ასე:

არსებობს უსასრულოდ განფენილი, მთელი სივრცის შემავსებელი დრეკადი ეთერი, რომელშიც მოთავსებულია ელექტრული მუხტებისგან შედგენილი ატომების რთული სისტემები. ამ მუხტების რხევები იწვევენ ეთერის დეფორმაციებს, რომლებიც ვრცელდება დრეკადი ტალღების სახით და განაპირობებენ ატომებს შორის ელექტრომაგნიტურ ურთიერთქმედებას.

თუმცა სამყაროს ამ მწყობრ სურათში იყო ღია პრობლემებიც, ხარვეზები. ატომისტიკის მხარეში წარმოიქმნებოდა სირთულეები ატომების მდგრადობის ასახსნელად. კერძოდ, ვერ ხსნიდნენ ატომების სპექტრებს.

არც ეთერის ფიზიკაში იყო ყველაფერი გლუვად. ეთერის შესახებ წარმოდგენა წაანყდა სერიოზულ სირთულეებს – ცდები ადასტურებდნენ, რომ ელექტრომაგნიტური ტალღები არიან განივი (მაგ. , სინათლის პოლარიზაცია). რადგან განივი ტალღები ვრცელდებიან მხოლოდ გარემოში, რომელიც ენინალმდეგება წანაცვლების დეფორმაციებს, ამიტომ ეთერი უნდა ყოფილიყო მყარი დრეკადი გარემო. მაშინ კი, გაუგებარია პლანეტები თავის მოძრაობის გზაზე რატომ არ ხვდებიან რაიმე წინააღმდეგობას. ამიტომ ეთერს უნდა მივანეროთ მცირე სიმკვრივე მინიშვნელოვან დრეკადობასთან ერთად. გარდა ამისა, მხოლოდ ხელოვნური არგუმენტების მოშველიება იყო საჭირო იმის გასარკვევად, თუ განივ ტალღებთან ერთად რატომ არ წარმოიშვებოდა გრძივი ტალღები.

ასე, რომ ეთერის მექანიკური მოდელი შეხვდა გადაულახავ წინააღმდეგობებს. გარდა ამისა, ვერ მოხერხდა ექსპერიმენ-

ტზე ეთერის მიმართ სხეულთა მოძრაობის დაკვირვება. აქ მიიღებოდა ერთმანეთის სანინაალმდეგო შედეგები. ამ ნინაალმდეგობათა დაძლევის მიზნით გადაიხედა მთელი რიგი ფუნდამენტური წარმოდგენებისა, რამაც საბოლოო ჯამში მე-20 საუკუნეში მიგვიყვანა თანამედროვეობის ორი უდიდესი ფიზიკური თეორიის შექმნამდე – კვანტური მექანიკის და ფარდობითობის თეორიისა.

მე-20 საუკუნეში ჩვენ ვიყავით სამყაროს ფიზიკური სურათის ორი მთავარი რევოლუციის პრივილეგირებული მონაწილე. პირველმა შეცვალა ჩვენი წარმოდგენები სივრცესა და დროზე, გააერთიანა რა ეს ორი ერთ კონცეფციად, რასაც ახლა ჩვენ ვუნოდებთ დრო-სივრცეს. დრო-სივრცე გამრუდებულია და თავს იჩენს ისეთ მისტიკურ მოვლენაში, როგორცაა გრავიტაცია.

მეორე რევოლუციამ მთლიანად შეცვალა ჩვენი წარმოდგენა იმის შესახებ, თუ როგორ გვესმის მატერიისა და გამოსხივების ბუნება: ნაწილაკები იქცევიან როგორც ტალღები, ხოლო ტალღები – როგორც ნაწილაკები. აქ ჩვენი ნორმალური აღწერა ხდება არსებითად განუზღვრელობის საგანი და ინდივიდუალური ობიექტები თავის თავს ამულავნებენ სხვადასხვა ადგილას ერთსა და იმავე დროს. დავინწყეთ გამოყენება ტერმინებისა – „ფარდობითი“ (პირველი რევოლუციისთვის) და „კვანტური“ თეორია (მეორე რევოლუციის სახელად). ახლა ორივე მათგანი დადასტურებულია ისეთი სიზუსტით, რაც უპრეცედენტოა მეცნიერების ისტორიაში.

ითვლება, რომ მანამდე კაცობრიობის ინტელექტუალურ ისტორიაში ადგილი ჰქონდა მხოლოდ სამ რევოლუციას:

პირველი მათგანისათვის უნდა დავუბრუნდეთ ძველი საბერძნეთის ეპოქას, როდესაც შემოვიდა **ევკლიდური გეომეტრიის** ცნება და დაიწყო შესწავლა მყარი სხეულებისა და სტატიკური კონფიგურაციებისა. ეს იყო დასაწყისი მათემატიკური წარმოდგენების კრიტიკული როლისა ბუნების შემეცნებისათვის.

მეორე რევოლუციად უნდა ჩაითვალოს უკვე მე-17 საუკუნე, როდესაც გალილეიმ და ნიუტონმა გვასწავლეს, რომ სხეულთა სისტემის მოძრაობის დასახასიათებლად მათ შემადგენელ ნაწილაკთა შორის ურთიერთქმედების ძალები უნდა შემოვიტანოთ.

მესამე რევოლუცია მოგვცა მე-19 საუკუნემ, როცა ფარადიმ და მაქსველმა აჩვენეს, რომ მარტო ნაწილაკები არ არის საკმარისი, და რომ უნდა განვიხილოთ უწყვეტი გარემოც (ველები), რომლებიც ავსებენ სივრცეს და რომ მათი რეალურობა იმდენადვე აუცილებელია, როგორც ნაწილაკებისა. ეს ველები ერთიანდებიან ცალკე აღებულ სუბსტანციად – ელექტრომაგნიტურ ველად და რომ სინათლე არის მისი რხევების (ოსცილაციების) გავრცელება. თუ მე-20 საუკუნეს და იმ ორ რევოლუციას დავუბრუნდებით, აღმოვაჩინთ (და სწორედ ეს არის უჩვეულო და შესანიშნავი), რომ ამ ორივეს ნამომწყები არის ერთადერთი ფიზიკოსი – **ალბერტ აინშტაინი**, რომელსაც აღმოაჩნდა ბუნების განჭვრეტის ექსტრაორდინალურად ღრმა შეცნობის უნარი. მან დაუდო ყოველივე ამას საფუძველი ერთსა და იმავე **1905** წელს. ამასთან მანვე მოგვცა ფუნდამენტალურად ახლებური გაგება კიდევ ორ სხვა სფეროში 1) თავის სადოქტორო დისერტაციაში მოლეკულების ზომების განსაზღვრის შესახებ, რომლის საფუძველზე პერენმა ცდებით განსაზღვრა მოლეკულების ზომა (როგორც ზემოთ უკვე იყო ნახსენები) და 2) ბროუნის მოძრაობის მისეული ხედვა და ანალიზი.

ა. აინშტაინის ეს 5 შრომა შემდეგია:

1. A New determination of Molecular Dimensions (PhD)
2. On the Motion of small Particles Suspended in liquids at Rest Required by Molecular Kinetic Theory of Heat.
3. On Electrodynamis of Moving Bodies.
4. Does the Inertia of a Body Depend on its Energy Content?
5. On the Heuristic Point of View Concerning The Production and Transformation of Light.

ამ შრომებში: 1) ეხება მოლეკულების ზომების განსაზღვრას, 2) ეძღვნება ბროუნის მოძრაობას, 3) საფუძველს უყრის ფარდობითობი სპეციალურ თეორიას (შემოტანილია დროის ფარდობითობა), 4) ეხება მისი ცნობილი ფორმულის $m = E / c^2$ გამოყვანას, 5) სტატიას აინშტაინმა თვითონ უწოდა

რევოლუციური, მასში იგი გარკვეული შინაარსით დაუბრუნდა ძველ (ნიუტონისეულ) წარმოდგენას სინათლეზე, როგორც ნაწილაკების (ფოტონების) ნაკადზე.

აინშტაინის ზემოხსენებულმა ორმა ნაშრომმა 3) და 4) სათავე დაუდო სივრცისა და დროის თანამედროვე სურათს, რამაც განაპირობა შექმნილიყო ჯერ ფარდობითობის სპეციალური (კერძო) თეორია და შემდეგ – ფარდობითობის ზოგადი თეორია.

ნიშანდობლივია, რომ ამ თითქმის ერთდროულად გამოქვეყნებულ სტატიებს, რომელმაც მოიცვა 3 ძირითადი სფერო: ფოტოეფექტი, ბროუნის მოძრაობა და ფარდობითობის სპეციალური თეორია, ჰყავთ ერთადერთი ავტორი. ეს სამი დიდი თეორია დაიბადა თითქმის ერთდროულად **ერთი ადამიანის თავში**, როცა ა. აინშტაინი სულ ახალგაზრდა, 26 წლისა იყო. ფოტოეფექტის თეორიის შექმნისთვის (რაც გაგებულა, როგორც კვანტური მექანიკის შექმნა, აინშტაინს 1921 წელს მიენიჭა ნობელის პრემია). 2005 წელს გაეროს და იუნესკოს ეგიდით აღინიშნა აინშტაინის საკვირველი (ზებუნებრივი) წელი: **Einstein's Annus mirabilis ≡ Miraculos Year**. ეს ღირსშესანიშნავი თარიღი საქართველოშიც დიდი პატივით აღინიშნა. ივ. ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტში და ქუთაისის ა. წერეთლის სახელობის უნივერსიტეტში ჩატარდა სამეცნიერო კონფერენციები საქართველოს ცნობილ ფიზიკოსთა მონაწილეობით. ლონისძიებათა მთავარი ორგანიზატორი იყო მეცნიერების ისტორიის საქართველოს საზოგადოება, მეცნიერებათა აკადემიის ფიზიკის ინსტიტუტი და ივ. ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტის ფიზიკის ფაკულტეტი. ამ კონფერენციის მასალები გამოიცა კრებულის სახით „**და იყო დღე ფიზიკისა**“ (თბ. 2005, გამომც. „ინტელექტი“). ჩატარდა აგრეთვე სტუდენტთა კონფერენციები.

წინამდებარე კურსში პირველ რიგში ადგილს დავუთმობთ ფარდობითობის კერძო (ანუ სპეციალური) თეორიის კონცეფციების ანალიზს.

ფარდობითობის სპეციალური თეორიის აგების გზები

ფარდობითობის თეორიის აგების უამრავი გზა არსებობს. როგორც წესი, კეთდება ხოლმე ვრცელი ანალიზი სინათლის სიჩქარის თავისებურებების გადმოსაცემად, მისი გავრცელების გარემოს (ე. წ. ეთერის) უარსაყოფად. მაგრამ როგორი გზაც არ უნდა ავირჩიოთ, ვერ ავუვლით გვერდს ფარდობითობის თეორიის პოსტულატიურ ხასიათს. ამიტომ ამ კურსში ვირჩევთ უმარტივეს გზას – აინშტაინის პოსტულატებით ვაკუუმში სინათლის სიჩქარის მუდმივობის შესახებ და ინერციის პრინციპის გავრცობით მთელ ფიზიკაზე. თუმცა სისრულისათვის ზოგიერთი პრინციპული ექსპერიმენტები მაინც არ გვაქვს გვერდავლილი. საკითხები გადმოცემულია საკმაოდ გამჭვირვალედ და ამის შემდეგ იწყება აქედან გამომდინარე მნიშვნელოვანი შედეგების ანალიზი. მიგვაჩნია, და ამას აჩვენებს მრავალწლიანი პედაგოგიური გამოცდილება, რომ, ასეთი მეთოდიკა ადვილად აღწევს მიზანს – სტუდენტები, ერთი მხრივ იჩენენ ცხოველ ინტერესს და, მეორე მხრივ, საკმაოდ ადვილად ეუფლებიან ფარდობითობის თეორიის ფილოსოფიას.

წინამდებარე სახელმძღვანელოში ფარდობითობის სპეციალური თეორია პირობითად ორ თავად არის წარმოდგენილი: რელატივისტური კინემატიკა და რელატივისტური დინამიკა. თეორიული საკითხები უხვად არის ილუსტრირებული ფიზიკური მაგალითებით და ამოცანებით.

წიგნზე მუშაობის დროს ავტორი ძირითადად ეყრდნობოდა შემდეგ ლიტერატურას:

1. მათე მირიანაშვილი. „ფარდობითობის თეორია“, გამომც. „ნეკერი“, თბ. 2009.
2. გურამ ჭილაშვილი, „რელატივისტური მექანიკა“, თსუ გამომც. თბ. 1997.

3. А. В. Астахов, Курс физики, т. 1. Механика, ФМ, Москва, 1977.
4. Paul A. Tipler, Ralph A. Llewelyn, „Modern Physics“ 4th Ed. W. H. Freeman and Company. New York, 2008.
5. А. Н. Матвеев, Механика и Теория относительности. ВШ, Москва, 1986.
6. John Morison, „Modern Physics“, For Scientists an Engineers, New York, 2015
7. A. Zee, Einstein Gravity in a Nutshell, Prinestone Univ. Press, Prinestone, 2013.
8. Ю. Б. Румер, М. С. Рывкин, Теория относительности, М. 1960.
9. И. И. Воробьев, Теория относительности в задачах, М. Наука, 1959.
10. А. Н. Малинин, Теория относительности в задачах и упражнениях. М. 1983.
11. И. И. Голденблат, Парадоксы времени в релятивистской механике. М. 1972.
12. Я. П. Терлецкий, Парадоксы теории относительности. М. 1966.
13. J. D. Jackson, Classical Electrodynamics. 3rd Edition, 1998.
14. A. Liddle, An Introduction to modern Cosmology, 3rd Ed. J. Wiley, 2015.
15. P. Coles and F. Lucchinn, Cosmology, 2nd Ed. J. Wiley 2002.
16. S. Weinberg. The First Three Minutes. 2nd Ed. Austin, 1993.
17. S. Weinberg, Gravitation and Cosmology, J. Wiley and Sons, Inc. , 1972.
18. S. Weinberg, Cosmology, Oxford Univ. press, 2008.
19. K. N. Mukhin, Experimental Nuclear Physics, V1. Mir, Moscow, 1987.
20. A. Bettini, Elementary Particle Physics, Cambridge, 2008.
21. ი. ვაშაკიძე, გ. ნიკობაძე, თანამედროვე ფიზიკა ყველასათვის, თსუ, 1999.

თავი I.

ფარდობითობის სპეციალური თეორიის კინემატიკა

1. გალილეის გარდაქმნები

ათვის ინერციული სისტემების თანაბარუფლებიანობა საშუალებას გვაძლევს თითოეულ კონკრეტულ შემთხვევაში ავირჩიოთ კოორდინატთა სისტემა, რომელიც ყველაზე მოსახერხებელი აღმოჩნდება დასმული ფიზიკური ამოცანის გადასაწყვეტად. გავადევნოთ თვალი, თუ როგორ ხდება საჭირო სისტემის არჩევა ჯერ კლასიკურ ფიზიკაში, ხოლო შემდეგ გადავიდეთ ფარდობითობის თეორიაზე.

პირველ რიგში აუცილებელია დავადგინოთ, რომ არჩეული სისტემა არის ინერციული. ამის შემდეგ უნდა ამოვარჩიოთ მათ შორის ყველაზე მოსახერხებელი შემდეგი გარდაქმნების გამოყენებით:

- a) დროის სათავის არჩევა,
- b) კოორდინატების სათავის არჩევა,
- c) კოორდინატების ღერძების ორიენტაციის არჩევა,
- d) გადასვლა კოორდინატთა სისტემაში, რომელიც გადატანით მოძრაობას ასრულებს არჩეული სისტემის მიმართ რაიმე მუდმივი სიჩქარით.

ერთი სისტემიდან მეორეზე გადასვლისას ნაწილაკის კოორდინატები, მისი სიჩქარის კომპონენტები და სხვა სიდიდეები იცვლებიან. ამიტომ წარმოიქმნება ამოცანა ერთი სისტემიდან მეორეზე გადასვლის შესახებ, ანუ ერთ სისტემაში მოცემული სიდიდეების მეორე სისტემაში იმავე სიდიდეებით გამოხატვის შესახებ. მოყვანილი ჩამონათვალიდან პირველ სამის შემთხვევაში ასეთი გარდაქმნების სახე ცნობილია.

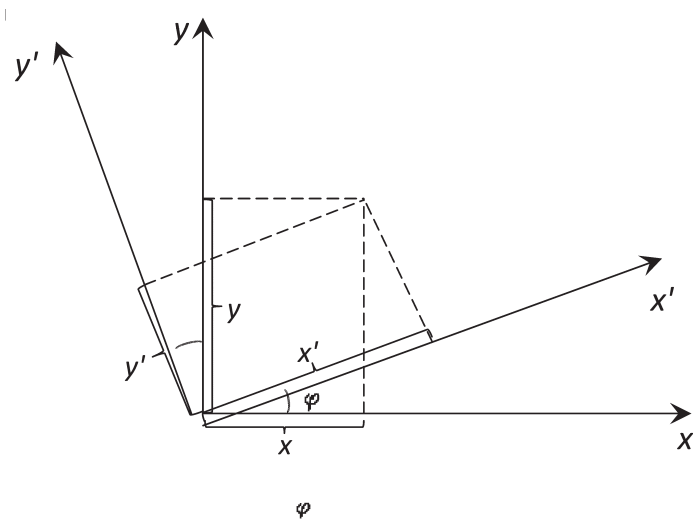
- დროის ათვლის სათავის წანაცვლება t_0 შუალედზე და კოორდინატა სათავის წანაცვლება r_0 ვექტორზე იწვევს t დროის და r რადიუს-ვექტორის შემდეგნაირ გარდაქმნას

$$t = t' + t_0, \quad r = r' + r_0$$

აქ შტრიხები ანერია სათანადო სიდიდეებს ახალ სისტემაში. ეს გარდაქმნები ცნობილია, როგორც დროის და სივრცის ერთგვაროვნების გამოხატულება.

- კოორდინატა ღერძების მობრუნებისას, მაგალითად, φ კუთხეზე xy სიბრტყეში თავდაპირველი კოორდინატები გამოიხატებიან ახალი კოორდინატებით შემდეგი ფორმულების მიხედვით (იხ. ნახაზი 1):

$$x = x' \cos \varphi - y' \sin \varphi; \quad y = x' \sin \varphi + y' \cos \varphi \quad (1)$$



ნახაზი 1. კოორდინატების გამოხატვა მობრუნებულ სისტემაში

გარდაქმნის ამ ფორმულის გამოყვანა საკმაოდ მარტივია. საკმარისია ზედა ნახაზზე სათავიდან გავატაროთ დამხმარე

დიაგონალი ჰიპოტენუზის სახით და გამოვსახოთ კოორდინატები მიღებული მართკუთხა სამკუთხედებიდან:

$$\begin{aligned}x' &= r \cos \alpha, & y' &= r \sin \alpha \\x &= r \cos(\alpha + \varphi), & y &= r \sin(\alpha + \varphi)\end{aligned}$$

სადაც α არის დიაგონალის მიერ x' ღერძთან შედგენილი კუთხე. ამ უკანასკნელი სტრიქონიდან მიიღება

$$x = r[\cos \alpha \cos \varphi - \sin \alpha \sin \varphi] = (r \cos \alpha) \cos \varphi - r(\sin \alpha) \sin \varphi$$

ანუ, პირველი სტრიქონის გათვალისწინებით გვაქვს

$$x = x' \cos \varphi - y' \sin \varphi$$

ზუსტად ასევე,

$$y = r[\sin \alpha \cos \varphi + \cos \alpha \sin \varphi] = (r \sin \alpha) \cos \varphi + (r \cos \alpha) \sin \varphi$$

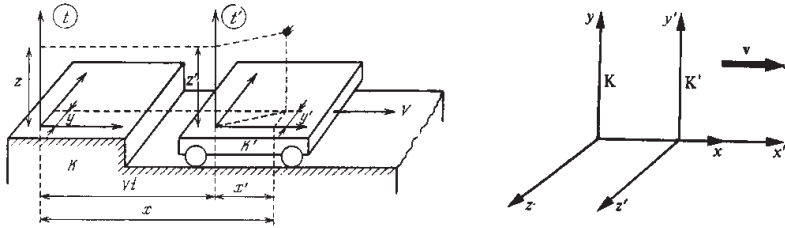
ანუ, $y = y' \cos \varphi + x' \sin \varphi$

სისტემის ბრუნვის მიმართ ინვარიანტულობა ცნობილია, როგორც სივრცის ერთგვაროვნების გამოხატულება.

რჩება კიდევ ერთი მნიშვნელოვანი გარდაქმნა – გადასვლა მოძრავ კოორდინატთა სისტემაზე, ანუ გადასვლა ერთი ინერციული სისტემიდან მეორეზე.

ის უფრო რთულია და საჭიროებს გარკვეულ დაშვებებს დროსა და სივრცეს შორის კავშირების შესახებ. ეს დაშვებები, ცხადია, უნდა ემყარებოდეს ცდისეულ ფაქტებს. ამის მიხედვით ვღებულობთ განხვავებულ ფიზიკურ თეორიებს.

უპირველეს ყოვლისა უნდა აღინიშნოს, რომ ამ გარდაქმნებს აქვთ განსაკუთრებით მარტივი ფორმა, როცა ამოსავალი სისტემა (რომელსაც პირობითად ვუწოდოთ K სისტემა), საკოორდინატო ღერძებით x, y, z და დროით t , ჩავთვალოთ უძრავად ჩვენს (დამკვირვებლის) მიმართ, ხოლო ახალი სისტემა K' კოორდინატებით x', y', z' და დროით t' მოძრაობდეს V სიჩქარით x -ღერძის გასწვრივ თანაბრად (იხ. ნახაზი 2). ყველა სხვა გადასვლა მოძრავ სისტემაზე დაიყვანება ზემოაღნიშნული გარდაქმნების რაიმე კომბინაციაზე.



ნახაზი 2. უძრავი და მოძრავი სისტემები

ცდებიდან გამომდინარეობს, რომ $(V/c)^2$ სიზუსტით, სადაც c – სინათლის სიჩქარეა, საათების მსვლელობა არ იცვლება მოძრავ სისტემაზე გადასვლისას. ყველა სხეულისათვის, რომელთა ზომები საგრძნობლად აღემატება ატომურ ზომებს, როგორც წესი, $(V/c)^2 \ll 1$. დედამიწაზე უძრავი საათი ისევე მიდის, როგორც საათები მფრინავ თვითმფრინავში ან თანამგზავრზე. **ჩავატაროთ შეფასება:** დედამიწის ხელოვნური თანამგზავრის სიჩქარე (ერთ-ერთი ყველაზე მეტი სიჩქარე დიდი ზომის სხეულებისათვის) დაახლოებით არის 8×10^3 მ/წმ (ამას უწოდებენ პირველ კოსმოსურ სიჩქარეს). აქედან გამომდინარეობს, რომ თანამგზავრზე მოთავსებული საათის სვლის ცვლილება შეადგენს დაახლოებით $(8 \cdot 10^3 / 3 \cdot 10^8)^2 \approx 7 \cdot 10^{-10}$ -ს, რაც ძალიან მცირეა.

მაგრამ, მიკროსამყაროში ელემენტარული ნაწილაკები შეიძლება მოძრაობდნენ დიდი (სინათლესთან შესადარი) სიჩქარეებით. სხვადასხვა თანამედროვე ტექნიკური საშუალებებით (მაგ., ამაჩქარებლებით) ნაწილაკთა აჩქარება ხერხდება თითქმის სინათლის სიჩქარემდე.

არარელატივისტური სიჩქარეებისათვის შეგვიძლია დავეყრდნოთ ცდას და ვამტკიცოთ, რომ K და K' სისტემებში დრო ერთნაირად მიმდინარეობს. რაც სხვათაშორის ნიშნავს, რომ თუ საათები ამ სისტემებში იყო სინქრონიზებული იმ მომენტში, როცა ამ სისტემების ღერძები ერთმანეთს უთავსდებოდა, შემდგომშიც საათების ჩვენება ერთნაირი იქნება.

ამრიგად: (კლასიკურ ფიზიკაში) **დროის მსვლელობას აქვს აბსოლუტური ხასიათი ყველა ინერციულ სისტემებში, რომ-**

ლებიც ერთმანეთის მიმართ მოძრაობენ არარელატივისტური სინქარეებით, ანუ

$$t = t' \quad (2)$$

ახლა გავარკვიოთ K და K' სისტემების სივრცული კოორდინატების დამაკავშირებელი გარდაქმნების სახე, მას შემდეგ, რაც საათები ორივე სისტემაში ითვლება სინქრონიზებულიად.

ვთქვათ, t მომენტში K სისტემის საათის მიხედვით მოხდა რაიმე მოვლენა ნერტილში კოორდინატებით x, y, z . მაგალითად, ამ ნერტილში დავაფიქსირეთ რომელიღაც ნაწილაკი (იხ. ნახაზი 2). K' სისტემასთან დაკავშირებული დამკვირვებელი დააფიქსირებს იმავე მოვლენას თავისი საათით $t' = t$ მომენტში. ამ მოვლენის შტრიხიანი კოორდინატები დაკავშირებული იქნება ძველ კოორდინატებთან შემდეგნაირად: $y' = y$; $z' = z$, ხოლო x' კოორდინატა ნაკლები იქნება x -ზე იმ მანძილის სიდიდით, რომელიც გაიარა K' სისტემის O' სათავემ K სისტემის O სათავის მიმართ. ეს გზა ტოლია სიდიდისა Vt (ნახაზი 2).

ამრიგად, K და K' სისტემების კოორდინატებს შორის წარმოიშვება თანაფარდობანი

$$t' = t, \quad x' = x - Vt, \quad y' = y, \quad z' = z \quad (3)$$

ამ თანაფარდობებს უწოდებენ **გალილეის გარდაქმნებს**.

- გალილეის გარდაქმნები გამოხატავენ დროსა და სივრცეზე არარელატივისტურ წარმოდგენებს. ფიზიკური კანონების ინვარიანტობას (უცვლელობას) გალილეის გარდაქმნების მიმართ უწოდებენ **გალილეის ფარდობითობის პრინციპს ანუ გალილეის ინვარიანტულობის მოთხოვნას**. ის ვრცელდება მხოლოდ არარელატივისტურ (მათ შორის, კვანტურ) მოძრაობებზე.

დროის მსვლელობის აბსოლუტურობასთან ერთად გალილეის გარდაქმნების მნიშვნელოვან თვისებებს მიეკუთვნება შემდეგი:

a) გალილეის გარდაქმნები არ ცვლიან მანძილს ორ წერტილს შორის. ეს თვისება იმ ცდისეულ ფაქტს გამოხატავს, რომ არარელატივისტურ არეში სხეულთა ზომები არ არის დამოკიდებული მოძრაობაზე.

მართლაც, ვთქვათ K სისტემაში ერთსა და იმავე მომენტში დაფიქსირდა ორი შემთხვევა წერტილებში კოორდინატებით x_1, y_1, z_1 და x_2, y_2, z_2 . დროის სვლის აბსოლუტური ხასიათის გამო ეს ორი შემთხვევა მოხდება ერთდროულად K' სისტემის დამკვირვებლის თვალსაზრისითაც $t' = t$ მომენტში. ამავე დროს K' სისტემის მიმართ წერტილთა კოორდინატები, რომლებშიც ეს ორი შემთხვევა მოხდა, გალილეის (3) გარდაქმნების თანახმად ტოლი იქნება:

$$\begin{aligned} x'_1 &= x_1 - Vt, & y'_1 &= y_1, & z'_1 &= z_1 \\ \text{და } x'_2 &= x_2 - Vt, & y'_2 &= y_2, & z'_2 &= z_2 \end{aligned}$$

K სისტემის მიმართ მანძილი ამ წერტილებს შორის ტოლია

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

K' სისტემაში გაზომილი მანძილი კი იქნება

$$\begin{aligned} l'_{12} &= \sqrt{(x'_2 - x'_1)^2 + (y'_2 - y'_1)^2 + (z'_2 - z'_1)^2} = \\ &= \sqrt{(x_2 - Vt - x_1 + Vt)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2} = l_{12} \end{aligned}$$

ამრიგად, ორ წერტილს შორის მანძილი არ იცვლება.

b) თუ ერთ სისტემაში მოძრაობის სიჩქარე არის \mathbf{v} , ხოლო მეორეში \mathbf{v}' , მაშინ

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}' + \mathbf{V}, \quad (4)$$

თუ კი ათვლის მეორე სისტემა მოძრაობს პირველის მიმართ \mathbf{V} სიჩქარით.

ამაში მდგომარეობს სიჩქარეების შეკრების კლასიკური კანონი. მისი გამოყენება შეიძლება მხოლოდ არარელატივისტური მოძრაობებისთვის და ამ არეში შემონმბებულია უამრავ

ფაქტებზე დაყრდნობით.

სიჩქარეთა შეკრების ამ კანონის თანმიმდევრული გამოყვანა ეყრდნობა გალილეის გარდაქმნებს.

დავუშვათ, რომ ვაკვირდებით ნაწილაკის გადაადგილებას x -მიმართულებით. ეს ნიშნავს, რომ ნაწილაკის სიჩქარის მართო ერთი, სახელდობრ, x -მდგენელი იცვლება. ვთქვათ, K სისტემაში ნაწილაკის მდებარეობა აღინერება $x(t)$ კოორდინატით, ხოლო K' სისტემაში $x'(t')$ კოორდინატით. ამიტომ ნაწილაკის სიჩქარის x მდგენელს მოვძებნით კოორდინატის განარმოებით:

$$v_x = \frac{dx(t)}{dt} - K \text{ სისტემაში}$$

და

$$v'_x = \frac{dx'(t')}{dt'} - K' \text{ სისტემაში}$$

გალილეის გარდაქმნას თუ გამოვიყენებთ, დავწერთ

$$v_x = \frac{dx(t)}{dt} = \frac{d}{dt} [x'(t') + Vt] = \frac{dx'(t')}{dt} + V = \frac{dx'(t')}{dt'} + V = v'_x + V$$

ამ ფორმულის გამოყვანისას ვისარგებლეთ იმით, რომ ორივე სისტემაში დრო ერთნაირად მიმდინარეობს და რომ მუდმივის წარმოებული ნულის ტოლია, $dV / dt = 0$.

გ) ყველა სხეული სხვადასხვა ინერციული სისტემების მიმართ მოძრაობს ერთნაირი აჩქარებით.

ამ თვისებას ადვილად დავადგენთ, თუ გავიხსენებთ, რომ აჩქარების გამოსათვლელად უნდა გავანარმოოთ სიჩქარე, და რაკი V მუდმივია, გვაქვს

$$\frac{dv}{dt} = \frac{dv'}{dt} = \frac{dv'}{dt'} \quad (5)$$

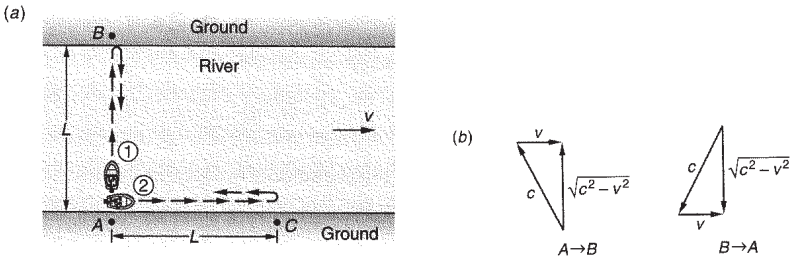
ისტორიულად სწორედ სიჩქარეთა შეკრების კანონი გახდა ის ქვაკუთხედი, რომელმაც განსაზღვრა სივრცეზე და დროზე არსებული წარმოდგენების გადახედვა. გალილეის გარდაქმნების შეზღუდული ხასიათი პირველ რიგში გამოძინ-

არეობს სინათლის სიჩქარის დამოუკიდებლობიდან ვაკუუმში სისტემის თუ წყაროს მოძრაობაზე, რაც დადასტურდა ზუსტი ცდებით მე-19 საუკუნის ბოლოს.

გალილეის გარდაქმნები (განსაკუთრებით სიჩქარეთა შეკრება) ხშირად გამოიყენება კინემატიკურ ამოცანებში. საილუსტრაციოდ, ჩვენც განვიხილოთ ერთი ასეთი ამოცანა:

ამოცანა 1.

ორი მენავე მიცურავს მდინარეში ნახაზზე ნაჩვენები კურსით. ორივე მათგანი დამდგარ წყალში ნავს ამოძრავებს u სიჩქარით. მდინარე მიედინება v სიჩქარით. პირველი მენავე მიემგზავრება A -დან B -სკენ და უკან. მეორე კი A -დან C -სკენ და უკან. ორივე მანძილი ერთნაირია და უდრის L -ს. მათი ტრაექტორიები აღნიშნულია (b) ნახაზზე ვექტორებით. რომელი მენავე უფრო ადრე დაბრუნდება A -ნერტილში? (ცხადია, უნდა გავითვალისწინოთ, რომ $u > v$. წინააღმდეგ შემთხვევაში მეორე ნავი უკან ვერ დაბრუნდება).



ნახაზი 3. ნავის მოძრაობა მდინარეში და სიჩქარეთა კონფიგურაცია

ამოხსნა: უნდა გვახსოვდეს, რომ $u > v$.

ცხადია, უნდა გამოითვალოს ორივეს დაბრუნების დრო და შედარდეს ერთმანეთს. სიჩქარეთა კლასიკური შეკრების წესის თანახმად პირველი მენავის სიჩქარე ნაპირის მიმართ არის (b) ნახაზის მიხედვით $v_1 = \sqrt{u^2 - v^2}$. (ნახაზზე u აღნიშნულია c ასოთი) ამიტომ მგზავრობის დრო მისთვის იქნება

$$t_1 = t_{A \rightarrow B} + t_{B \rightarrow A} = \frac{L}{\sqrt{u^2 - v^2}} + \frac{L}{\sqrt{u^2 - v^2}} = \frac{2L}{\sqrt{u^2 - v^2}} = \frac{2L}{u} \left(1 - \frac{v^2}{u^2}\right)^{-1/2}.$$

მეორე ნავი დინების გასწვრივ მოძრაობს $u + v$ სიჩქარით, ხოლო უკან ბრუნდება $u - v$ სიჩქარით. ამიტომ მგზავრობის დრო მისთვის იქნება

$$t_2 = t_{A \rightarrow C} + t_{C \rightarrow A} = \frac{L}{u+v} + \frac{L}{u-v} = \frac{2Lu}{u^2 - v^2} = \frac{2L}{u} \left(1 - \frac{v^2}{u^2}\right)^{-1}$$

ამ ორ გამოსახულებას ადვილად შევადარებთ, თუ გავიხსენებთ, რომ ერთზე ნაკლები რიცხვი მეტ ხარისხში აყვანისას უფრო ნაკლებ რიცხვს იძლევა, პასუხი კი შეიცავს მამრავლად უარყოფით ხარისხებს. ამიტომ $t_2 > t_1$, ე. ი. გაიმარჯვებს პირველი მენავე.

ამოცანები დამოუკიდებელ სამუშაოდ:

2. სიჩქარის გარდაქმნის კლასიკურ კანონზე დაყრდნობით აჩვენეთ, რომ სამართლიანია მტკიცება: ერთ სისტემაში უსასრულოდ დიდი სიჩქარე ასეთივედ დარჩება ათვლის მეორე სისტემაში, ანუ უსასრულოდ დიდი სიჩქარე არის ინვარიანტი გალილეის გარდაქმნების მიმართ.
3. K ათვლის ინერციული სისტემის მიმართ ერთმანეთის შესახვედრად მოძრაობს ორი ნაწილაკი U_1 და U_2 სიჩქარეებით. პირდაპირი გამოთვლით დარწმუნდით, რომ ამ სისტემაში მათი დაახლოების სიჩქარე არის ტოლი ნებისმიერი მათგანის სიჩქარისა მეორე ნაწილაკთან დაკავშირებულ სისტემაში.
4. დაამტკიცეთ ორი ნაწილაკის ფარდობითი სიჩქარის ინვარიანტულობა,

გალილეის გარდაქმნების შეზღუდული ხასიათი

1905 წელს ა. აინშტაინმა უარი თქვა ყოველგვარ მცდელობაზე აეხსნათ თუ რატომ არის სინათლის სიჩქარე ერთი და იგივე ყველა ინერციულ სისტემაში და გამოთქვა მეტად გაბედული მოსაზრება იმის შესახებ, რომ სინათლის სიჩქარე

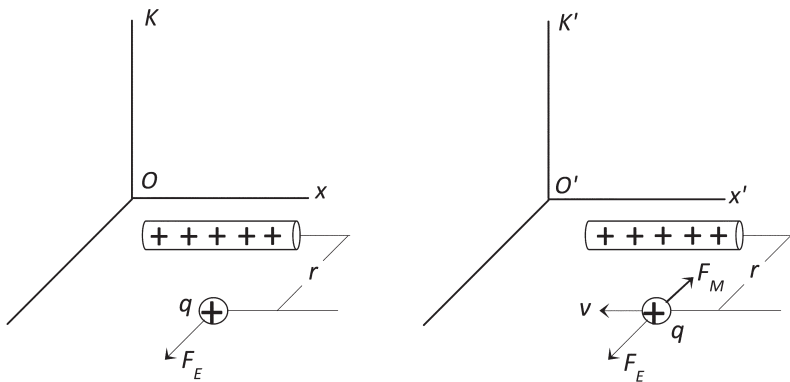
რის მუდმივობა შეიძლება ყოფილიყო ბუნების **ფუნდამენტური თვისება**, რაც უნდა ვალიართ როგორც ცდისეული ფაქტი.

- **სინათლის სიჩქარის მუდმივობის მოთხოვნა ყველა ინერციულ სისტემაში ცნობილია როგორც აინშტაინის პოსტულატი. ეს პოსტულატი შედის ბუნების ყველაზე ფუნდამენტური კანონების რიცხვში. მისი სამართლიანობა დღემდე უტყუარ ფაქტად ითვლება.**

აინშტაინის პოსტულატმა მოითხოვა არსებული წარმოდგენების ძირეული გადახედვა. ამ პოსტულატთან შეთანხმებული წარმოდგენები დროის, სივრცისა და მოძრაობის შესახებ შეადგენს აინშტაინის ფარდობითობის სპეციალური თეორიის შინაარსს.

პირველ რიგში შევნიშნოთ, რომ გალილეის ფარდობითობის პრინციპი წინააღმდეგობაში მოდის ელექტროდინამიკურ მოვლენებთან და შემოისაზღვრება მხოლოდ არარელატივისტური მექანიკის პრობლემებით.

კლასიკური მექანიკის ფარდობითობის პრინციპი, გალილეის გარდაქმნების და დროის და სივრცის აბსოლუტურობის ჩათვლით, აღწერს ჩვეულებრივ მექანიკურ მოვლენებს, მაგრამ განიცდის კრახს ელექტროდინამიკური მოვლენების აღწერისას. ეს სიტუაცია შეგვიძლია განვმარტოთ შემდეგი მაგალითით (იხ. ნახაზი 4).



ნახაზი 4. დამუხტული ლერო მოძრავ სისტემაში

გრძელი თანაბრად დამუხტული გამტარი ძევს x -ღერძის პარალელურად ათვლის K სისტემაში და უძრავია ამ სისტემის მიმართ. გამტარიდან რაიმე r მანძილზე იმყოფება უძრავი დადებითი მუხტი q . ცხადია, რომ გამტარი ამ მუხტზე მოქმედებს განზიდვის ძალით F_E . იგივე კონფიგურაცია განვიხილოთ K' სისტემაში, რომელიც მოძრაობს K სისტემის მიმართ. K' სისტემაში მყოფ დამკვირვებელს მოეჩვენება, რომ მუხტი და გამტარი მოძრაობენ მარცხნივ. რადგან გრძელი გამტარი დამუხტულია ერთგვაროვნად, K' დამკვირვებელი აღმოაჩენს, რომ მოძრავი გამტარი, ანუ მასთან ერთად მოძრავი მუხტები, წარმოადგენს მუდმივ დენს, რომელიც გარდა ზემოთ ნათქვამი ელექტრული ძალისა, q მუხტზე იმოქმედებს მაგნიტური ძალით F_M – ეს ძალები ნაჩვენებია ნახაზზე 4. ამის შედეგად მოძრავ სისტემაში მყოფი დამკვირვებელი დაასკვნის, რომ q მუხტზე მოქმედი ძალა ნაკლებია, ვიდრე ის იყო განსაზღვრული K სისტემაში. ეს კი დაუშვებელია, რადგან მეტყველებს მექანიკის და ელექტროდინამიკის კანონების პრინციპულ განსხვავებაზე, რომლებიც ერთნაირი უნდა ყოფილიყო ყველა ინერციულ სისტემაში.

აინშტაინის კოსტულატები

გამომდინარე ამ და კიდევ სხვა ფაქტებიდან, ა. აინშტაინმა ჩამოაყალიბა ახალი თეორია – **ფარდობითობის სპეციალური თეორია**, რომელიც აღწერს ბუნებაში მიმდინარე ყველა ფიზიკურ მოვლენას გრავიტაციის გარდა. შემდგომში მანვე შექმნა გრავიტაციის თეორიაც, სადაც უკვე არაინერციული სისტემებიც განიხილება. ამ თეორიას უწოდებს **ფარდობითობის ზოგადი თეორია**. მის ელემენტებსაც გადმოვცემთ წიგნის ბოლოს. ახლა კი მარტივი ლოგიკური ცდების საფუძველზე ავაგოთ სპეციალური თეორიის შენობა.

როგორც უკვე აღვნიშნეთ, ფარდობითობის სპეციალურ

თეორიას საფუძვლად უდევს აინშტაინის ორი პოსტულატი*:

1. **ყველა ფიზიკური (და არა მარტო მექანიკური) მოვლენა ერთნაირად მიმდინარეობს ათვლის ინერციულ სისტემებში.** – ესაა ფარდობითობის პრინციპი.
2. **სინათლის სიჩქარე ვაკუუმში არის უნივერსალური სიდიდე – ის დამოუკიდებელია წყაროს ან დამკვირვებლის მოძრაობის სიჩქარეზე.** – ესაა სინათლის სიჩქარის მუდმივობის პრინციპი.

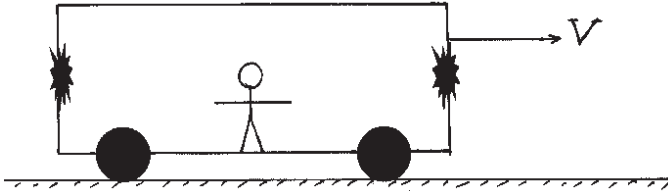
თუ ფარდობითობის ანუ ინერციის პრინციპი რამდენადმე მისაღები დებულებაა, და ფილოსოფიური თვალსაზრისით ყოველმხრივ გამართლებულია ვალიაროთ ინერციული სისტემების ეკვივალენტურობა ყველა ფიზიკური მოვლენისათვის (და არა მხოლოდ მექანიკური მოძრაობისთვის), მეორე პრინციპი – სინათლის სიჩქარის მუდმივობა ძირეულად ეწინააღმდეგება „ჩვეულებრივ“ წარმოდგენებს. ამიტომ მისი შემოტანა მოითხოვდა სწავლულისაგან განსაკუთრებულ გამბედაობას. ის ხომ ეხებოდა ფიზიკის საფუძვლებს და გამოინგვედა ძირეულ გარდაქმნებს, რაც მოხდა კიდეც სინამდვილეში. შემდგომში ამ დებულებამ გაუძლო მრავალრიცხოვან ექსპერიმენტებს, რაც მისი მთავარი დასაბუთებაა. ამ პრინციპიდან გამომდინარე შედეგების შემონმება მიმდინარეობს ყოველდღიურად მაღალი ენერგიების თანამედროვე ფიზიკაში ელემენტარული ნაწილაკების ამარჩქარებლებზე ჩატარებულ ექსპერიმენტებში. მიუხედავად ამისა, თავისი აბსოლუტური სახით ეს დებულება არის პოსტულატი, ე. ი. დაშვება, რომელიც გამოდის პირდაპირი ექსპერიმენტული შემონმების სფეროდან, რაც ძირითადად დაკავშირებულია ექსპერიმენტული შემონმების სასრულო სიზუსტესთან.

ამრიგად, აინშტაინის პოსტულატებზე დაყრდნობით ვაგებთ ფიზიკურ თეორიას – ვინყებთ ყველაზე უცნაური პოსტულატი – სინათლის სიჩქარის მუდმივობის შესახებ.

* შევნიშნოთ, რომ ფარდობითობის სპეციალური თეორიის აგებისას ა. აინშტაინმა უცვლელად გადმოიტანა ყველა ინერციულ სისტემაში სივრცის ეკვილიურობა, ერთგვაროვნება და იზოტროპულობა, აგრეთვე დროის ერთგვაროვნება.

ერთდროულობის ფარდობითობა

წარმოვიდგინოთ $2l$ სიგრძის ვაგონი. რომელიც მოძრაობს ისრით ნაჩვენები მიმართულებით V სიჩქარით.



ნახაზი 5. ერთდროულობის დაკვირვება მოძრავ ვაგონში

ვაგონის ზუსტად შუა წერტილში იმყოფება დამკვირვებელი. ვაგონის წინა და უკანა კედლებზე ერთდროულად ინთება ნათურები. მატარებელში მყოფი დამკვირვებელი მასთან სინათლის მოსვლას დააფიქსირებს დროის ერთსა და იმავე მომენტში, ანუ თუ მარცხნიდან დამკვირვებელამდე სინათლის მისვლის დროა Δt_1 , ხოლო მარჯვნიდან სათანადო დროის შუალედია Δt_2 , ვიტყვით, რომ ორივე ნათურა აინთო ერთდროულად, თუ $\Delta t_1 = \Delta t_2$. რას აღრიცხავს ამავე მოვლენის შესახებ გარეთ მყოფი მეისრე? მისთვის ვაგონი მოძრაობს და ამიტომ მარცხნიდან წამოსული სინათლე მეტ მანძილს გადის, ვიდრე მარჯვნიდან წამოსული ვაგონში მყოფი დამკვირვებლის მიმართ, რადგანაც დამკვირვებელი ვაგონთან ერთად გაურბის მარცხნიდან წამოსულ სინათლეს და მოძრაობს მარჯვნიდან წამოსული სინათლის შემხვედრად. ანუ თუ $\Delta t'_1$ არის დრო, რომელშიც მარცხნიდან წამოსულმა სხივმა მიაღწია ვაგონში მყოფ დამკვირვებელს, ხოლო $\Delta t'_2$ კი – დრო, რომელშიც მარჯვნიდან წამოსული სხივი მოხვდა ვაგონში მყოფი დამკვირვებლის თვალში. სინათლის სიჩქარის დამოუკიდებლობის გამო წყაროს მოძრაობაზე მეისრე ასე გამოთვლის ზემოხსენებულ დროის ინტერვალებს:

$$\Delta t'_1 = \frac{l + V \Delta t'_1}{c}; \quad \Delta t'_2 = \frac{l - V \Delta t'_2}{c},$$

საიდანაც ვპოულობთ, რომ

$$\Delta t'_1 = \frac{l}{c - V}; \quad \Delta t'_2 = \frac{l}{c + V}$$

როგორც ვხედავთ, ეს შუალედები განსხვავდება ერთმანეთისგან, $\Delta t'_1 \neq \Delta t'_2$.

სხვა სიტყვებით რომ ვთქვათ, **ერთ სისტემაში ერთდროული ორი მოვლენა აღარ არის ერთდროული მეორე ინერციულ სისტემაში.**

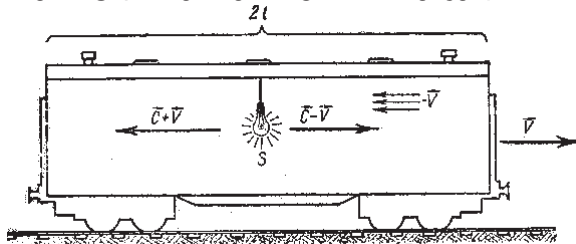
ცხადია, რომ ამ განსხვავების მიზეზი არის სწორედ სინათლის სიჩქარის მუდმივობა. სხვა სიგნალისათვის, მაგალითად, ბგერისათვის, რომლის გავრცელების სიჩქარე არ არის უნივერსალური, იგივე განტოლებები ასეთ სახეს მიიღებდნენ (ბუნებრივია აქაც გამოვიყენოთ სიჩქარეთა შეკრების კლასიკური კანონი. c_s აღნიშნავს ბგერის სიჩქარეს):

$$\Delta t'_1 = \frac{l + V \Delta t'_1}{c_s + V}, \quad \Delta t'_2 = \frac{l - V \Delta t'_2}{c_s - V}$$

აქედან ადვილად მივიღებთ, რომ $\Delta t'_1 = \frac{l}{c_s} = \Delta t'_2$, ანუ ორივე სისტემაში მოვლენები ერთდროულად მოხდებოდა. ცხადია, სიჩქარეთა შეკრების კლასიკურ კანონს რომ ჰქონოდა ადგილი, ასევე იქნებოდა სინათლის შემთხვევაშიც,

ამრიგად, მოვლენათა ერთდროულობის დამოუკიდებლობას სისტემის მოძრაობაზე ადგილი **აღარ აქვს** სპეციალურ თეორიაში.

ეთერის მიმართ დედამიწის მოძრაობის დასაკვირვებლად დაახლოებით ასეთი ცდის შესახებ მიუთითა მაქსველმა 1878 წელს.



ნახაზი 6. ერთდროულობის ფარდობითობის დემონსტრირება

წარმოვიდგინოთ კვლავ $2l$ სიგრძის ვაგონი. რომელიც მოძრაობს ისრით ნაჩვენები მიმართულებით V სიჩქარით. ვაგონის შუაგულში ინთება ნათურა S და სინათლის სხივები ანათებენ ვაგონის კედლებს. ნათელია, რომ სინათლე დაგვიანებით მიაღწევს წინა კედელს, ვიდრე უკანას, რადგან წინა კედელი „გაურბის“ სინათლის სხივებს, უკანა კი „ენევა“ მას. თუ ეთერში სინათლის სიჩქარეა c , მაშინ წინა კედლის მიმართ ის იქნება $c - V$, ხოლო უკანას მიმართ $c + V$. ამიტომ ვაგონის ამ კედლებთან სინათლის სხივი უნდა მივიდეს დროის სხვადასხვა მომენტებში. ერთი სხივის დაგვიანება მეორის მიმართ იქნება

$$\Delta t = \frac{1}{c - V} + \frac{1}{c + V} = \frac{2lV}{c^2 - V^2}$$

თუ გავითვალისწინებთ, რომ $V \ll c$, მივიღებთ

$$\Delta t \approx \frac{2lV}{c^2}, \text{ საიდანაც } V = \frac{c^2 \Delta t}{2l}$$

ამრიგად, თუ გვეცოდინებოდა ვაგონის სიგრძე, სინათლის სიჩქარე და გავზომავდით დაგვიანების დროს, Δt , დავადგენდით არა მარტო თვით ვაგონის მოძრაობას ეთერის მიმართ, არამედ ვიპოვიდით კიდევ ამ მოძრაობის სიჩქარეს. მაგრამ სიდიდით დადამინის ორბიტალური სიჩქარისათვის, $v = 30$ კმ/წმ, დროის შუალედი გამოდის ძალიან მცირე, დაახლოებით 10^{-14} წმ. თუმცა ასეთი მცირე დროის ინტერვალებსაც შეგვიძლია დავაკვირდეთ ოპტიკური მეთოდებით. ქვემოთ განვიხილავთ ამ ცდის გაუმჯობესებულ ვარიანტს, მაიკელსონ-მორლის ცდას და დავრწმუნდებით რომ დედამიწის მოძრაობას ეთერის მიმართ ადგილი არ აქვს.

1881 წლისათვის ექსპერიმენტული ტექნიკა ისე განვითარდა, რომ მაქსველის იდეის განხორციელება შესაძლებელი გახდა. ქვემო ნახაზზე მოყვანილია სქემა ცდისა, რომელიც 1887 წელს გაიმეორეს მაიკელსონმა და მორლიმ (ეს ცდა ადრე, 1981 წელს ჩაატარა მაიკელსონმა, ხოლო შემდეგ გააუმჯობესა მორლისთან ერთად):

სოდიუმის წყაროდან წამოსული ყვითელი სინათლე იყოფა ორ კონად ნახევრად გამჭვირვალე A ბრტყელ-პარალელური ფირფიტით, რომელშიც ორივე კონა არის ერთ ფაზაში. კონები გადიან ურთიერთმართობი გზებით 1 და 2 და აირეკლებიან რა M_1 და M_2 სარკეებიდან, ბრუნდებიან A სარკეში, საიდანაც მიემართებიან O ჭოგრში დამკვირვებლისაკენ. მე-2 სარკის გზაზე დგას ე. წ. კომპენსატორი – იმავე სისქის ფირფიტა, როგორცაა A (1 სხივი ფირფიტაში გადის ერთხელ, 2 სხივი კი სამჯერ, ამიტომ საჭირო ხდება მათი ფაზების სხვაობის დაკომპენსირება – ორივე სხივს გავლილი უნდა ჰქონდეს ერთნაირი ოპტიკური მანძილები). ჭოგრში აკვირდებიან შეკრებილი სხივების ინტერფერენციას, რაც დამოკიდებული უნდა იყოს ცალკეულ სხივებში ტალღების რიცხვზე. ეს უკანასკნელი კი დამოკიდებულია (1) თითოეული გზის სიგრძეზე და (2) ინსტრუმენტის მიმართ სინათლის სიჩქარეზე თითოეული გზის გასწვრივ.

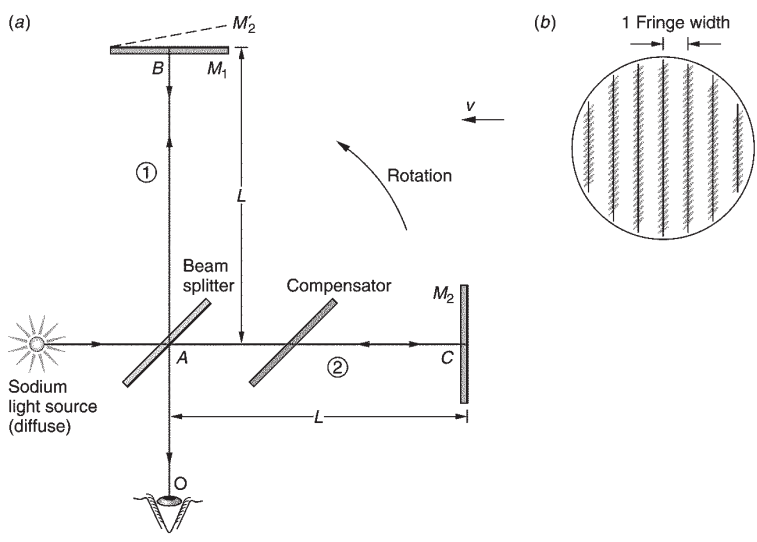
ვთქვათ, ერთი, მაგ. , (2) სხივის მიმართულება არის პარალელური, ხოლო მეორის, (1) – პერპენდიკულარული დედამიწის მოძრაობის მიმართ. და დავუშვათ, რომ უძრავ ეთერში სინათლის გავრცელების სიჩქარე არის c . მაშინ მთელი დანადგარის მიმართ სინათლის სიჩქარე იქნებოდა ვექტორული ჯამი c -სი და $-v$ ($-v$ არის „ეთერის ქარის“ სიჩქარე, რომელიც დაუბერავს დანადგარს დედამიწის v სიჩქარით მოძრაობის გამო).

(2) სხივისთვის ეს სიჩქარეები მიმართულია ურთიერთსაწინააღმდეგოდ, ანუ ჯამური სიჩქარეებია $c - v$ (M_2 -ისკენ მოძრაობისას), და $c + v$ (M_2 -დან არეკვლილისთვის). ამიტომ აქეთ-იქით მოძრაობას ეს სხივი მოანდომებს დროს

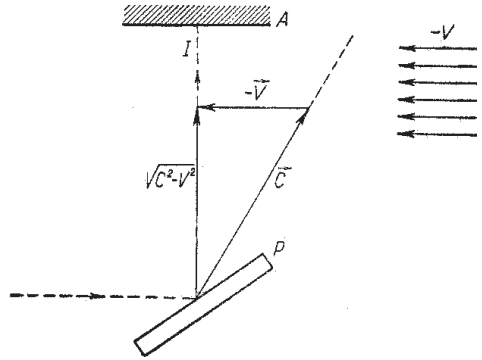
$$t_2 = \frac{L}{c - v} + \frac{L}{c + v} = \frac{2L}{c} \cdot \frac{1}{1 - v^2 / c^2}$$

შედარებით რთული გამოსათვლელია (1)-სხივის მოძრაობის დრო, რადგან მისი გზა პერპენდიკულარულია დედამიწის მოძრაობის მიმართულებისა. დედამიწის მოძრაობის გამო ეთერ-

ის სიჩქარის მიმართ ის იქნება გარკვეულად დახრილი. სხივის სიჩქარე იქნება $\sqrt{c^2 - v^2}$ (იხ. ქვემო ნახაზი)



ნახაზი 7. მაიკელსონის ინტერფერომეტრი



და ამიტომ მის გზაზე დახარჯული დროა

$$t_1 = \frac{2L}{\sqrt{c^2 - v^2}} = \frac{2L}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

ამ სხივების მიერ დახარჯული დროთა სხვაობა კი იქნება

$$\Delta t = t_1 - t_2 = \frac{2L}{c} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}} \right)$$

მაიკელსონის დანადგარი დამონტაჟებული იყო მასიურ ფილაზე და ჩადგმული იყო ვერცხლისწყალში, რათა შეძლებოდათ მისი მდოვრედ შემობრუნება 90° -ით. ამის შედეგად სხივები ადგილებს იცვლიან და მათ მიერ დახარჯულ დროთა სხვაობა მოიცემა ისევ ზედა ფორმულით, ოღონდ შებრუნებული ნიშნით

$$\Delta t' = \frac{2L}{c} \cdot \frac{1}{1 - v^2/c^2} - \frac{2L}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

ამრიგად, შემობრუნებისას შეიცვლება სვლათა სხვაობა δt

$$\delta t = \Delta t - \Delta t' = \frac{4L}{c} \left[\frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - \frac{1}{1 - v^2/c^2} \right]$$

რამაც უნდა გამოიწვიოს ინტერფერენციული სურათის ნაცვლება.

თუ გავითვალისწინებთ, რომ $v \approx 30$ კმ/წმ და ამიტომ, $v^2/c^2 \sim 10^{-8}$, ხოლო შემოვისაზღვრებით ასე

$$\left(1 - v^2/c^2\right)^{-1/2} \approx 1 + \frac{1}{2}v^2/c^2 + \dots$$

მივიღებთ შეფასებას

$$\delta t \approx \frac{2L}{c} \cdot \frac{v^2}{c^2}$$

მაიკელსონისა და მორლის ცდაში მრავალჯერადი არეკვლების შედეგად ეფექტური მანძილი დაყვანილ იქნა რამდენიმე მეტრამდე. თუ ავირჩევთ, მაგალითად, $2L \sim 10$ მ, მივიღებთ $\delta t \sim 3 \cdot 10^{-10}$ წმ. აქედან

$$\frac{c\delta t}{\lambda} \sim \frac{9 \cdot 10^{-6}}{\lambda}$$

რაც სპექტრის საშუალო ნაწილისთვის ($\lambda \sim 5 \cdot 10^{-5}$) სმ, იძლევა

$$\frac{c\delta t}{\lambda} \sim 0.2$$

ამრიგად, მოსალოდნელი იყო, რომ დანადგარის შემობრუნებისას 90 გრადუსზე მოხდებოდა ინტერფერენციული სურათის წანაცვლება ისეთი მანძილით, რომ გავზომავდით ინტერფერენციული სურათის სიგანეს მეათედი წილებით.

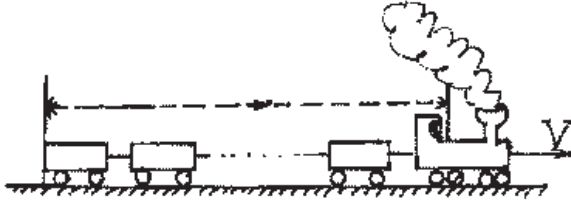
მაგრამ, მაიკელსონისა და მორლის პირველმა ექსპერიმენტმა და სულ უფრო მეტი სიზუსტით არაერთჯერ გამეორებულმა ექსპერიმენტებმა საერთოდ ვერ აღმოაჩინეს ინტერფერენციული სურათის რაიმე დონეზე წანაცვლება. უკანასკნელ ხანს ლაზერული სხივის გამოყენებით ჩატარებულმა ცდებმა, სადაც მხარის სიგრძე საგრძნობლად იყო გაზრდილი, აგრეთვე ვერ აღმოაჩინეს სურათის წანაცვლება, რაც ნიშნავს, რომ „ეთერის ქარი“ არ არსებობს.

მაიკელსონის ცდის უარყოფითი შედეგის ასახსნელად შემოთავაზებული იყო მთელი რიგი ჰიპოთეზებისა, მაგრამ ყველა მათგანი წინააღმდეგობის შემცველი აღმოჩნდა.

ამიტომ ამ ეტაპზე დავანებოთ თავი ეთერის ჰიპოტეზის სირთულეებს და მივიღოთ სინათლის სიჩქარის მუდმივობის აინშტაინისეული პოსტულატი და შევისწავლოთ მისგან გამომდინარე ახალი შედეგები.

განვიხილოთ მეორე მაგალითი – სინათლის სიჩქარის განსაზღვრა მოძრავ მატარებელში.

ვთქვათ, თანაბრად მოძრავი სისტემა არის მატარებელი. დავეუშვათ, რომ როცა ბოლო ვაგონი გაუსწორდა ტელეგრაფის ბოძს, ამ ვაგონიდან გაიგზავნა სინათლის სიგნალი მემანქანისაკენ (იხ. ნახაზი 8);



ნახაზი 8. სინათლის სიჩქარის განსაზღვრა მოძრავ მატარებელში

$\Delta t'$ დროის შემდეგ მემანქანე იღებს ამ სიგნალს. მისთვის მატარებლის სიგრძე იყოს $\Delta l'$. მაშინ მემანქანე გამოთვლის სინათლის სიჩქარეს ასე $c = \Delta l' / \Delta t'$. დავუშვათ, რომ ამავე პროცესს თვალს ადევნებს გარედან მეისრე. სინათლის სიჩქარე რომ განსაზღვროს, მანაც სინათლის მიერ გავლილი მანძილი უნდა გაყოს მისვლის დროზე. მეისრის მიერ ფიქსირებული დროის შუალედი აღვნიშნოთ Δt -ით. ხოლო გავლილი გზა იქნება Δl -ის და იმ მანძილის ჯამი, რომლითაც Δt დროში წინ გაიწია ვაგონმა ტელეგრაფის ბოძიდან. ამრიგად, სინათლის სიჩქარისათვის მეისრე მიიღებს გამოსახულებას

$$\frac{\Delta l + V \Delta t}{\Delta t} = \frac{\Delta l}{\Delta t} + V.$$

აინშტაინის იმავე პოსტულატის თანახმად მეისრემ უნდა მიიღოს იგივე სიჩქარე, ანუ

$$c = \frac{\Delta l'}{\Delta t'} = \frac{\Delta l}{\Delta t} + V.$$

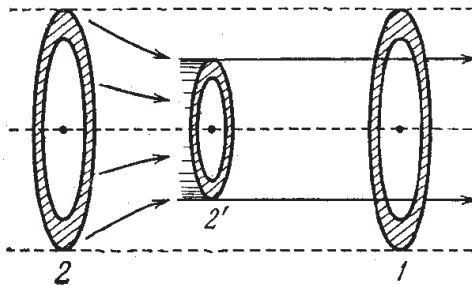
ეს კი შეუთავსებელია „ბუნებრივ“ მოთხოვნებთან $\Delta l = \Delta l'$; $\Delta t' = \Delta t$. უნდა ჩავთვალოთ, რომ ან $\Delta l < \Delta l'$, ანუ მეისრის აზრით მატარებელი „შემოკლდა“ და, ან უნდა დავუშვათ, რომ მოძრავ სისტემაში დრო უფრო ნელა მიმდინარეობს, ვიდრე უძრავში ან ერთიც ხდება და მეორეც. სხვა სიტყვებით რომ ვთქვათ, აინშტაინის პოსტულატი გვაიძულებს შევცვალოთ ჩვენი ფუნდამენტური წარმოდგენები სივრცისა და დროის შესახებ. ჯერ ყურადღება მივაქციოთ **სივრცულ თანაფარდობებს**. ვნახოთ, იცვლება თუ არა სივრცული ზომები?

განივი ზომების უცვლელობა

დავადგინოთ ახლა, რომ *მოძრაობისადმი განივი მიმართულებით სხეულის ზომები არ იცვლება, თანხვედრა უძრავი სხეულის სათანადო ზომებს.*

პირველ რიგში შევნიშნოთ, რომ თუ იცვლება განივი მიმართულებით სხეულის ზომები, ცვლილება ერთნაირი უნდა იყოს სიჩქარის მართობულად ყველა მიმართულებით. ამიტომ უძრავი წრიული რგოლი, იმ სისტემაზე გადასვლისას, რომელიც მოძრაობს რგოლის სიბრტყის პერპენდიკულარული მიმართულებით, პრინციპში შეიძლება მხოლოდ იკუმშებოდეს ან ფართოვდებოდეს წრიული ფორმის შენარჩუნებით.

განვიხილოთ ახლა ორი ერთნაირი წრიული რგოლი, განლაგებული ღერძულად (იხ. ნახაზი 9). ვთქვათ, პირველი რგოლი უძრავია, ხოლო მეორე მოძრაობს მისკენ ღერძის გასწვრივ.



ნახაზი 9. განივი ზომების უცვლელობა მოძრაობისას

თუ მოძრავი რგოლის ზომა შემცირდა უძრავთან შედარებით, მაშინ მეორე რგოლი გაძვრება პირველში. მაგრამ, მეორე რგოლის უძრაობის სისტემაში პირველი რგოლი იმოძრავეს მეორისკენ და ის უნდა გაძვრეს მეორეში. ფარდობითობის პრინციპის თანახმად ერთი რგოლის ყოფნის ფაქტი მეორის შიგნით არ შეიძლება დამოკიდებული იყოს ათვლის სისტემის არჩევაზე. წარმოქმნილი წინააღმდეგობა აიცილება ერთადერთი გზით – რგოლების განივი ზომა არ შეიძლება იცვლებოდეს იმის მიხედვით მოძრაობს რგოლი თუ არა. ამრიგად, ვასკვნით,

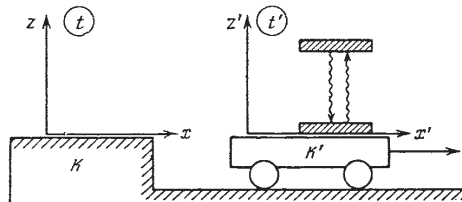
რომ მოძრაობის განივი მიმართულებით სხეულის ზომები არ იცვლება.

მოძრაობა და უძრავი საათების ჩვენებების შედარება

ვაჩვენოთ ახლა, რომ მოძრავი საათი მიდის უფრო ნელა, ვიდრე უძრავი.

ამისათვის განვიხილოთ ორი ინერციული სისტემა K (უძრავი) და K' (მოძრავი). ამ უკანასკნელში მოვათავსოთ სპეციალური კონსტრუქციის საათი. ის შედგება ამ სისტემის მიმართ უძრავი სინათლის წყაროსა და ორი პარალელური სარკისაგან, რომელთა განლაგება ნაჩვენებია ნახაზზე 10.

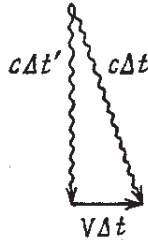
მცირე დროით ჩაირთვება სინათლე და შეიფყანება სარკეებს შორის მდებარე სივრცეში. ამის შემდეგ სინათლე იმოდრავებს ზემოთ და ქვემოთ, აირეკლება რა რიგრიგობით ზედა და ქვედა სარკეებიდან. მიიღება პერიოდული პროცესი, სადაც მერხვევი საქანის როლს ასრულებს სინათლის სხივი.



ნახაზი 10. დროის გაზომვა სინათლის საათით

განვიხილოთ ერთ-ერთი ნახევარპერიოდი, როცა სინათლე მოძრაობს ზემოდან ქვემოთ. ვთქვათ, K' დამკვირვებლის თვალსაზრისით ზემო სარკიდან ქვედამდე სინათლის სხივმა მოანდომა $\Delta t'$ დრო, მაშინ სინათლის მიერ გავლილი მანძილი იქნება $c\Delta t'$, რომელიც არის განივი მანძილი სისტემის მოძრაობის მიმართ. ამიტომ უძრავი სისტემის დამკვირვებლის თვალსაზრისით სარკეებს შორის მანძილი იგივე იქნება, $c\Delta t'$. მაგრამ K' დამკვირვებლისგან განსხვავებით უძრავი K

დამკვირვებელი სინათლის მოძრაობას დახრილად დაინახავს, რადგან ქვედა სარკე წინ წაინწევს, სანამ სინათლის სხივი მიაღწევს მას (იხ. ნახაზი 11).



ნახაზი 11. სინათლის სხივის მიერ გავლილი მანძილების გამოთვლისათვის

დავუშვათ, რომ უძრავმა K დამკვირვებელმა დააფიქსირა Δt დრო (რა თქმა უნდა, თავისი სისტემის საათით). ამიტომ სინათლე მისი თვალსაზრისით გაივლის $c\Delta t$ მანძილს, ხოლო K' სისტემაში ქვედა სარკე წაინაცვლებს მანძილით $V\Delta t$. პითაგორას თეორემის გამოყენებით მივიღებთ კავშირს

$$(c\Delta t')^2 + (V\Delta t)^2 = (c\Delta t)^2.$$

ცხადია, ასეთივე თანაფარდობა მიიღება მეორე ნახევარპერიოდისათვისაც, როცა სინათლე ქვემოდან ზემოთკენ მიედინება. მიღებული თანაფარდობიდან ვპოულობთ კავშირს დროის შუალედებს შორის ათვლის ორ სისტემაში

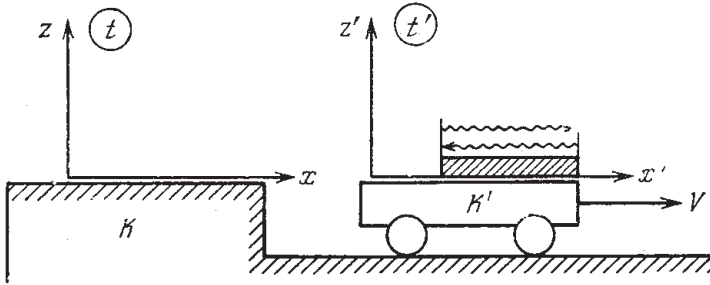
$$\Delta t' = \Delta t \sqrt{1 - \left(\frac{V}{c}\right)^2} < \Delta t \quad (5)$$

- ამ ეფექტს უწოდებენ **ლორენცის შემოკლებას დროის შუალედებისთვის და გვეუბნება, რომ დროის მიმდინარეობა არ არის აბსოლუტური, არამედ დამოკიდებულია მოძრაობაზე.**

გასარკვევი დავგრძეოთ კიდევ ერთი საკითხი – რა ემართება სხეულის სიგრძეს მოძრაობის მიმართულეობით.

სხეულის სიგრძის ცვლილება მოძრაობის მიმართულებით

განვიხილოთ კვლავ ორი ინერციული სისტემა K (უძრავი) და K' (მოძრავი). ოღონდ ახლა K' სისტემაში მოვათავსოთ x' ღერძის მიმართულებით ორიენტირებული ღერო (იხ. ნახაზი 11).



ნახაზი 12. ღეროს გასწვრივი ზომის განსაზღვრა

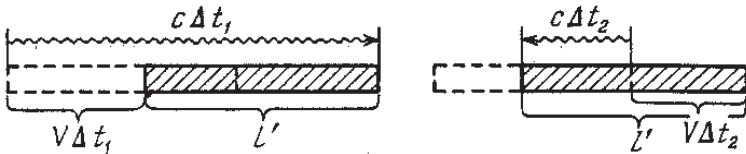
დავუშვათ, რომ K' სისტემაში ღერო უძრავია და მისი სიგრძე არის l . მისი გაზომვა ასე ჩავატაროთ: ღეროს მარცხენა ბოლოზე მოვათავსოთ სინათლის წყარო, რომელიც გზავნის პარალელურ სხივებს მარჯვენა ბოლოსკენ, სადაც მოვათავსოთ აგრეთვე სინათლის მიმღები (აღმრიცხველი) ხელსაწყო. მარჯვენა ბოლოში მოთავსებული იყოს სარკე. გავგზავნოთ სინათლის სიგნალი და დავაფიქსიროთ K' სისტემის საათით დრო $\Delta t'$, რომელშიც სინათლე გაივლის გზას მარცხენა ბოლოდან მარჯვენამდე და დაბრუნდება უკან (ანუ აქეთ-იქით სვლის დრო). სხივის დაბრუნებას აღრიცხავს სინათლის მიმღები (ნახ. 12). მაშინ ღეროს სიგრძისთვის K' სისტემაში გვექნება

$$l = \frac{c\Delta t'}{2}$$

l არის ღეროს სიგრძე სისტემაში, სადაც ის უძრავია.

განვიხილოთ ახლა ეს პროცედურა K სისტემის დამკვირვებლის თვალსაზრისით. დავუშვათ, რომ მისთვის მარცხნიდან მარჯვნივ მისვლას სხივმა მოანდომა Δt_1 დრო, უკან დაბ-

რუნებას კი Δt_2 . ამიტომაც სრული დროის ინტერვალი იქნება $\Delta t = \Delta t_1 + \Delta t_2$ (ეს აითვლება K სისტემის საათით). ცხადია, რომ აქეთ და იქით მოძრაობის დრო K სისტემაში არ იქნება ერთნაირი. რადგან პირველ ეტაპზე სხივი ეწევა მისგან მოძრავი ღეროს მარჯვენა ბოლოს, მეორე ეტაპზე კი ის მოძრაობს მარცხენა ბოლოს შემხვედრად (იხ. ნახაზი 12 ა).



ნახაზი 12 ა. განსხვავება აქეთ-იქით სინათლის მიერ გავლილ მანძილებში K დამკვირვებლისთვის

განსხვავება გავლილ მანძილებში არის $V \Delta t_1$ და $V \Delta t_2$, სათანადოდ. ე. ი.

$$c\Delta t_1 = l' + V \Delta t_1; \quad c\Delta t_2 = l' - V \Delta t_2$$

აქ l' არის ღეროს სიგრძე K სისტემის მიმართ. გამოყენებულია სინათლის სიჩქარის დამოუკიდებლობა მოძრაობაზე. თუ აქედან ვიპოვით დროის შუალედებს და განვსაზღვრავთ სრულ დროს, გვექნება

$$\Delta t = \Delta t_1 + \Delta t_2 = \frac{2l'}{c \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)},$$

ანუ

$$l' = \frac{c\Delta t}{2} \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right).$$

გამოვიყენოთ ახლა ზემოთ მიღებული კავშირი დროის ინტერვალებს შორის, რაც გვაძლევს

$$l' = \frac{c\Delta t'}{2} \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}},$$

საიდანაც საბოლოოდ გვაქვს

$$l' = l \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} \quad (6)$$

- ამრიგად, მივიღეთ კიდევ ერთი ეფექტი: **სიგრძის ლორენცისეული შემცირება მოძრაობის გასწვრივი მიმართულებით, რაც ასაბუთებს, რომ სივრცული თანაფარდობები დამოკიდებულია სხეულის მოძრაობაზე.**

შეხედულება სიგრძის და დროის შეკვეცის შესახებ პირველად გამოთქვეს ფიტცჯერალდმა და ლორენცმა ეთერის ჰიპოთეზის გადასარჩენად. მაგრამ მათი მოსაზრებები იყო მეტადრე ხელოვნური და დაუსაბუთებელი. ამის მიუხედავად მოძრაობის გასწვრივ სიგრძის შეკვეცას შერჩა ისტორიულად მინიჭებული სახელი – ლორენცის შემოკლება, ან ლორენც-ფიტცჯერალდის შემოკლება.

აუცილებელია აღინიშნოს, რომ ფარდობითობის თეორიაში ლორენცის შემოკლება წარმოადგენს სივრცისა და დროის საყოველთაო თვისებების გამომჟღავნებას.

ეს დასკვნა გამომდინარეობს ფარდობითობის პრინციპიდან. მართლაც, განვიხილოთ ერთმანეთის მიმართ უძრავი ორი საათი. ერთი მათგანი იყოს სინათლის საათი, როგორც ზემოთ განხილულ მაგალითში, ხოლო მეორე – ჩვეულებრივი, საყოფაცხოვრებო. ვთქვათ მათი უძრავობის სისტემაში ისინი ერთნაირად მიდიან. ახლა დავუშვათ, რომ ჩვეულებრივი საათის სვლა არ არის დამოკიდებული მოძრაობაზე. მაშინ იმ სისტემაში, რომელიც მოძრაობს ამ უძრავი სისტემის მიმართ, ჩვეულებრივი და სინათლის საათი სხვადასხვანაირად ივლის. ეს კი ეწინააღმდეგება ფარდობითობის პრინციპს.

მიღებული ფორმულები ასაბუთებენ იმ ფაქტს, რომ c -ზე მეტი სიჩქარით მოძრაობა არ შეიძლება, რადგან რელატივისტური ფესვის ქვეშ მიიღება უარყოფითი რიცხვი. (მომავალში ამ პრობლემას კიდევ ხშირად დავუბრუნდებით), ხოლო ნელი სიჩქარეებით მოძრაობის დროს ფესვები უმნიშვნელოდ განსხვავდებიან 1-სგან, კერძოდ, (V^2 / c^2) რიგის წევრებით. თუ მისი გაზომვა შეუძლებელია თქვენს ხელთ არსებული აპარატურით,

ლორენცის შემოკლება არ დაიკვირვება. ამაში მდგომარეობს უფრო ზოგადი ხასიათის რელატივისტური წარმოდგენების დასაბუთება, რომელიც არარელატივიზმს შეიცავს, როგორც თავის ზღვრულ შემთხვევას.

შენიშვნა – ფუნდამენტური სიგნალის გავრცელების შესახებ: ვთქვათ, ფუნდამენტური სიგნალი (სინათლე) K სისტემაში ვრცელდება ერთი O ნერტილიდან მეორისკენ A და არეკვლის შემდეგ ბრუნდება უკან. სიგნალის სიჩქარე რომ გავზომოთ O -დან A -სკენ, უნდა გვექონდეს ორი სინქრონიზებული საათი თითოეულ ნერტილში. მაგრამ სინქრონიზაცია, საზოგადოდ, გულისხმობს უკვე ცნობილი სიჩქარის სიგნალის გამოყენებას. ამრიგად, ჩნდება მანკიერი წრე, რაც ამტკიცებს, რომ ფუნდამენტური სიგნალის სიჩქარის განსაზღვრა ერთი მიმართულებით შეუძლებელია.

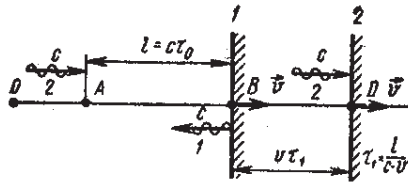
თუ სიგნალის მოძრაობის τ დროს ერთი მიმართულებით განვსაზღვრავთ მარტო ერთი საათით, მაგ., O , ექსპერიმენტულად ვიპოვით საშუალო სიჩქარეს $2|OA|/\tau = \langle c \rangle$ – სიგნალის საშუალო სიჩქარეს იქით-აქეთ გზაზე. სივრცის იზოტროპიის თვისებიდან გამომდინარეობს ფუნდამენტური სიგნალის იქით-აქეთ სიჩქარეების ტოლობა. ეს დაშვება ექსპერიმენტულად პირდაპირი გზით ვერ საბუთდება (სივრცის იზოტროპიის დასამტკიცებლად უნდა დარწმუნებული ვიყოთ ფუნდამენტური სიგნალის იზოტროპიულობაში. მაგრამ ამისათვის უნდა ვიცოდეთ პირველი). რელატივისტურ ფიზიკაში (ფარდობითობის თეორიაზე დაყრდნობით, ფუნდამენტურ სიგნალს ($c = inv < \infty$) ეძლევა პირდაპირი ექსპერიმენტული დადასტურება. აღმოჩნდა, რომ ელექტრომაგნიტური ტალღა (კერძოდ, სინათლე) ვაკუუმში ვრცელდება ყველა ათვლის ინერციული სისტემებისთვის ინვარიანტული სიჩქარით. ამრიგად, პრაქტიკაში ელექტრომაგნიტური ტალღა ვაკუუმში ვრცელდება ინვარიანტული სიჩქარით და სწორედ ელექტრომაგნიტიზმი ახორციელებს ფუნდამენტურ სიჩქარეს $c = 3 \cdot 10^8$ მ/წმ.

ამოცანები სივრცისა და დროის შემოკლების ეფექტების გამოყენებაზე:

ამოცანა 1. განსაზღვრეთ ჩვენგან დაშორებადი კოსმოსური ობიექტის სიჩქარე, თუკი ორ თანმიმდევრულად გაგზავნილი სინათლის სიგნალის დროის ინტერვალის შეფარდება უკან დაბრუნებულ იმპულსებს შორის დროის ინტერვალთან, არის 0.5-ის ტოლი.

ამოხსნა: კოსმოსური ობიექტი უძრავი რომ ყოფილიყო, ორივე სიგნალი მოვიდოდა დროის იმავე ინტერვალით, τ_0 . მაგრამ ობიექტის მოძრაობის გამო v სიჩქარით პირველი სიგნალი არეკვლის მომენტის შემდეგ დამატებით დახარჯავს დროს $2v\tau_1/c$. (აქ $v\tau_1$ არის მანძილი, რომელზეც გადაადგილდება ამრეკლავი (კოსმოსური) ობიექტი, სანამ მას დაენევა მეორე იმპულსი (იხ. ნახაზი):

$$\text{ამიტომ} \quad \tau_1 = c\tau_0 / (c - v)$$



ხოლო დროის ინტერვალს, რომლითაც მოვა უკან ორივე იმპულსი, ტოლია

$$\tau = \tau_0 + 2v\tau_1 / c$$

$$\text{საბოლოოდ, } \tau = \tau_0 (1 + \beta) / (1 - \beta), \quad \beta = v / c$$

$$\text{რაკი } \tau_0 / \tau = 0.5 \quad \Rightarrow v = \frac{1}{3}c$$

კოსმოსური ობიექტი რომ შორდებოდეს, მივიღებდით

$$\tau = \tau_0 (1 - \beta) / (1 + \beta)$$

ამოცანა 2.

ათვის K სისტემაში A და B პუნქტიებიდან, რომელთა შორის მანძილია l_0 , სტარტს ერთდროულად იღებს ორი ხომალდი ერთმანეთის შემხვედრად v და $2v$ სიჩქარეებით. განსაზღვრეთ ხომალდების საათების ჩვენებანი მათი შეხვედრისას.

ამოხსნა: თითოეული ხომალდის მოძრაობის დრო შეხვედრამდე განისაზღვრება თანაფარდობიდან $l_0 = vt + 2vt = 3vt$, საიდანაც $t = l_0 / 3v$. ამრიგად საათების ჩვენება პირველ და მეორე ხომალდზე იქნება, სათანადოდ:

$$\tau_{01} = \frac{l_0}{3v} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad \text{და} \quad \tau_{02} = \frac{l_0}{3v} \sqrt{1 - 4 \frac{v^2}{c^2}} \quad \tau_{01} > \tau_{02}$$

ამოცანები დამოუკიდებლად სამუშაოდ:

1. l_0 საკუთარი სიგრძის (იხ. განმარტება ქვემოთ) მატარებლის ლოკომოტივზე ჩაირთო პროექტორი. ვინ პირველი დაინახავს მას: მგზავრი ბოლო ვაგონში თუ რკინიგზის ლიანდაგზე მდგომი დამკვირვებელი? მატარებლის სიჩქარეა v . პროექტორი ანთო მაშინ, როცა ორივე დამკვირვებელი გაუტოლდა ერთმანეთს (მატარებელთან დაკავშირებულ სისტემაში)
2. სისტემის რაიმე პუნქტიდან ერთდროულად ($t = 0$) იღებს სტარტს ორი ხომალდი ერთნაირი მოდულის v სიჩქარით ურთიერთსაწინააღმდეგო მიმართულებით. ამ პუნქტში საათის ჩვენებით Δt დროის შემდეგ მეორე ხომალდზე ხდება სინათლის ანთება. დროის რა მომენტში დაინახავს მას კოსმონავტი პირველ ხომალდზე თავისი საათით?
3. ერთ-ერთი ტყუპის ცალი გაფრინდა ექსპედიციაში ქალწულის თანავარსკვლავედში. ადგილზე მისვლის შემდეგ ის დაელოდა თავის ძმას, რომელმაც სტარტი იმავე კოსმოსური სადგურიდან აიღო გარკვეული დროის შუალედის შემდეგ იმავე ტიპის ხომალდზე. შეხვედრისას იქნებიან თუ არა ისინი ტოლები? (ჩათვალეთ, რომ კოსმოსური სადგური და ქალწულის თანავარსკვლავედი ერთმანეთის მიმართ უძრავია)

4. ერთნაირი $v = 0.99c$ სიჩქარის ორი ნაწილაკი მოძრაობს ერთი წრფის გასწვრივ და ხვდება სამიზნეში 10^{-8} წამის ინტერვალით (სამიზნის სისტემაში). იპოვეთ მათ შორის მანძილი მათთან დაკავშირებულ სისტემაში.

საკუთარი დრო და საკუთარი სიგრძე

• უძრავი საათით, ანუ მოძრავ ნერტილთან დაკავშირებული საათით განსაზღვრულ დროს უწოდებენ **საკუთარ დროს**. ასევე **საკუთარ სიგრძეს** უწოდებენ სხეულის ზომას, განსაზღვრულს მის უძრაობის სისტემაში. შემოკლების ეფექტების გამო საკუთარი დროის მსვლელობა უმცირესია, ხოლო საკუთარი სიგრძე – მაქსიმალურია.

სხვადასხვა სისტემებში დროის ხანგრძლივობათა შორის კავშირი მოცემული გვექონდა განტოლებით

$$\Delta t' = \Delta t \sqrt{1 - v^2 / c^2}$$

ეს ფორმულა შეგვიძლია გადავწეროთ დიფერენციალებითაც

$$d\tau = dt \sqrt{1 - v^2 / c^2} \quad (7)$$

აქ $d\tau$ არის მოძრავი ნერტილის საკუთარი დროის დიფერენციალი, ხოლო dt – იმ ინერციული სისტემის დროის დიფერენციალი, რომელშიც განსახილავ ნერტილს აქვს სიჩქარე v . შევნიშნოთ, რომ $d\tau$ არის მოძრავ ნერტილთან დაკავშირებულ სისტემაში ერთი და იმავე საათის ჩვენებათა სხვაობა, ხოლო dt – არის ჩვენებათა სხვაობა უძრავ კოორდინატთა სისტემის სხვადასხვა მახლობელ ნერტილებში მოთავსებული საათების ჩვენებათა სხვაობა. ქვემოთ დავადგენთ, რომ საკუთარი დრო არის ინვარიანტული, ის უკავშირდება ინვარიანტულ ინტერვალს.

დროის რელატივისტური შემცირება არა თუ დაიკვირვება ცდებზე, არამედ გამოიყენება ნაწილაკთა ამაჩქარებლების ტე-

ქნიკაში არასტაბილური ნაწილაკების მისაღებად და მათზე დაკვირვების საწარმოებლად. ავილოთ, მაგალითად, პი-მეზონები. ამ ნაწილაკების სიცოცხლის ხანგრძლივობა ძალზე მცირეა, $\tau \approx 10^{-8}$ წმ. ასეთ დროის ინტერვალში ნაწილაკი გაივლიდა არაუმეტეს $c\tau = 3$ მ მანძილს, მაგრამ τ არის საკუთარი დრო, ალრიცხული ნაწილაკთან ერთად მოძრავი საათით. ამიტომ, თუ ეს ნაწილაკები იბადებიან სინათლის სიჩქარის მახლობელი სიჩქარით, ვთქვათ, $0.995c$ (ასეთი სიჩქარეების მიღება თანამედროვე ამაჩქარებლებზე არ წარმოადგენს პრობლემას), მაშინ ლაბორატორიულ სისტემაში ნაწილაკის სიცოცხლის ხან

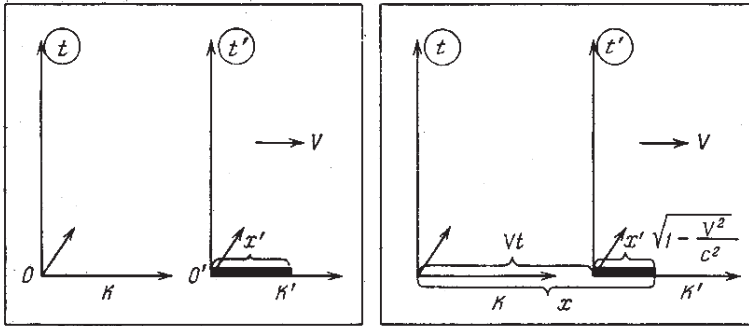
გრძლივობა აღმოჩნდება დაახლოებით $\frac{\tau}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \approx 10^{-7}$ წმ. ამ

დროის განმავლობაში ნაწილაკი მოასწრებს გაიაროს თითქმის 30 მ. ეს მანძილი უკვე საკმარისია საჭირო ნაწილაკების სეპარაციისა და სათანადო აპარატურაში შესაყვანად.

ლორენცის გარდაქმნები

- ახლა დავადგინოთ **ლორენცის გარდაქმნები** (ანუ, ერთი ინერციული სისტემიდან მეორეზე გადასვლის ფორმულები სპეციალურ თეორიაში)

გამოყვანა ჩავატაროთ K (უძრავი) და K' (მოძრავი) სისტემების კერძო განლაგების შემთხვევაში, რასაც ადრეც ვიყენებდით. დავუშვათ, რომ K' სისტემის დამკვირვებელი t' მომენტში აფიქსირებს რაიმე მოვლენას ნერტილში კოორდინატებით x', y', z' და იმავე მოვლენას K სისტემის დამკვირვებელი ხედავს ნერტილში კოორდინატებით x, y, z დროის t მომენტში. განვიხილოთ x' კოორდინატა. ის განისაზღვრება მსხვილი მონაკვეთის სიგრძით (იხ. ნახაზი 13).



ნახაზი 13. ლორენცის გარდაქმნების გამოყვანა

რაკი ეს მონაკვეთი K' სისტემის მოძრაობის მიმართულებითაა ორიენტირებული, ამიტომ K სისტემის თვალსაზრისით მისი სიგრძე შემცირებულია და უდრის $x' \sqrt{1 - V^2 / c^2}$. ამასთან დროის t მომენტისათვის მისი მარცხენა ბოლო განთავსებული იქნება Vt მანძილზე K სისტემის სათავიდან. ეს სიტუაცია მოცემულია მე-13 ნახაზის მარჯვენა ნაწილში. აქედან გამომდინარეობს, რომ $x = x' \sqrt{1 - (V / c)^2} + Vt$, მ. ი.

$$x' = \frac{x - Vt}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}. \quad (8)$$

დანარჩენი კოორდინატები განისაზღვრება მოძრაობის პერპენდიკულარული მონაკვეთებით. ამიტომ თითოეული მონაკვეთის სიგრძე ორივე სისტემაში ერთნაირი იქნება:

$$y' = y, \quad z' = z \quad (9)$$

მიღებული თანაფარდობები განსაზღვრავენ სივრცული კოორდინატების გარდაქმნის წესს ერთი ინერციული სისტემიდან მეორეზე გადასვლისას. დაგვრჩა განისაზღვროს დროის გარდაქმნის კანონიც.

2. 8 ლორენცის გარდაქმნა დროისათვის

ამ მიზნით განვიხილოთ შებრუნებული გადასვლა K' სისტემიდან K სისტემაზე. ეს გარდაქმნა ფორმალურად განიმარტება შტრიხიანი და უშტრიხო კოორდინატების ურთიერთშეცვლით და გარდაქმნის სიჩქარის არეკვლით, $V \rightarrow -V$. კერძოდ, (8)-დან გამომდინარეობს შემდეგი ტოლობის სისწორე

$$x = \frac{x' + V t'}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}$$

აქედან t' -ს გამოვსახავთ x და x' -ით. თავის მხრივ x' გამოიხატება x და t' -ით (იხ. ზემოთ). მარტივი ალგებრული გამოთვლებით მივიღებთ

$$t' = \frac{t - xV / c^2}{\sqrt{1 - V^2 / c^2}}$$

ნაპოვნი თანაფარდობების გაერთიანებით ვღებულობთ გადასვლის შემდეგ წესებს:

$$\boxed{x' = \frac{x - V t}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = \frac{t - xV / c^2}{\sqrt{1 - V^2 / c^2}} \quad (10)}$$

ამ ფორმულებს უწოდებენ **ლორენცის გარდაქმნებს**. ისინი არსებითად განსხვავდებიან არარელატივისტური გალილეის გარდაქმნებისგან, ხოლო ზღვარში $\left(\frac{V}{c}\right)^2 \ll 1$ გადადიან გალილეის გარდაქმნებში.

უნდა აღინიშნოს, რომ ლორენცის გარდაქმნების გამოყვანის ბევრი განსხვავებული მიდგომა არსებობს. ჩვენ დავეყრდენით უშუალოდ აინშტაინის პოსტულატებიდან გამომდინარე შედეგებს და მათი კომბინირებული განხილვით მივიღეთ საძიებელი გარდაქმნის ფორმულები.

ლორენცის გარდაქმნები ასახავენ სივრცეზე და დროზე რელატივისტურ წარმოდგენებს, რომელსაც საფუძვლად უდევს აინშტაინის პოსტულატები.

- ლორენცის გარდაქმნების მიმართ ფიზიკის კანონების ინვარიანტულობის მოთხოვნას უწოდებენ **აინშტაინის ფარდობითობის პრინციპს**. ეს პრინციპი უფრო ზოგადია გალილეის ფარდობითობის პრინციპთან შედარებით, მაგრამ ამ უკანასკნელისგან არსებითად განსხვავდება მხოლოდ რელატივისტური მოძრაობებისთვის და ამ არეში ხარისხობრივად ახალ შედეგებს გვაძლევს.

რადგან რელატივისტური კინემატიკის თანაფარდობებში ყოველთვის გვხვდება სიჩქარის შემცველი ერთიდაიგივე ფაქტორები, მოსახერხებელია მათთვის შემოვიღოთ შემოკლებული აღნიშვნები. კერძოდ:

$$\beta = \frac{V}{c}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (11)$$

აქვე შევნიშნოთ, რომ $\gamma = 1$, როცა $V = 0$ და $\gamma = \infty$, როცა $V = c$. ხოლო ლორენცის გარდაქმნები ასე გადაიწერება

$$x' = \gamma(x - \beta ct), \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = \gamma(t - x\beta/c) \quad (12)$$

ინტერვალი, მინკოვსკის სივრცე

როგორც ცნობილია, კლასიკურ მექანიკაში გალილეის გარდაქმნების დროს არ იცვლება სხეულის სიგრძე და მოვლენებს შორის დროის ინტერვალი. ეს ინვარიანტები ასრულებენ მნიშვნელოვან როლს.

მაგრამ, არც ერთი მათგანი არ არის ინვარიანტი ლორენცის

გარდაქმნების მიმართ. თურმე არსებობს კოორდინატებზე და დროზე დამოკიდებული გამოსახულება, რომელიც არ იცვლება ლორენცის გარდაქმნების დროს. მას უწოდებენ **ინტერვალს** ორ მოვლენას შორის.

რელატივისტურ მექანიკაში ინტერვალის ცნება ასრულებს ერთ-ერთ ფუნდამენტურ როლს. იგი ერთმანეთთან აკავშირებს ორ ფიზიკურ მოვლენას, რომლებიც ხდება სივრცეში და დროში.

თუ არჩეულია ათვლის ორი სისტემა, K და K' , რომლებიც გამოხატავენ ერთსა და იმავე სივრცე-დროს, მათი კოორდინატები დაკავშირებულია ერთმანეთთან ისე, რომ **ინტერვალი** s_{12} , განმარტებული ორ განცალკევებული მოვლენისათვის, როგორც

$$s_{12}^2 = c^2 (t_1 - t_2)^2 - (x_1 - x_2)^2 - (y_1 - y_2)^2 - (z_1 - z_2)^2 \quad (13)$$

არ იცვლება K - დან K' -ზე გადასვლისას, ე. ი.

$$s_{12}^2 = c^2 (t'_1 - t'_2)^2 - (x'_1 - x'_2)^2 - (y'_1 - y'_2)^2 - (z'_1 - z'_2)^2 = s_{12}^2$$

ლორენცის გარდაქმნის გამოყენებით ადვილად დავრწმუნდებით, რომ ასეთნაირად განმარტებული სიდიდე მართლაც არ იცვლება ერთი სისტემიდან მეორეზე გადასვლისას. ორ მოვლენას შორის ინტერვალი ან უბრალოდ **ინტერვალი** ასედაც ჩაინერება

$$s_{12}^2 = c^2 (t_1 - t_2)^2 - l_{12}^2 \quad (14)$$

სადაც

$l_{12}^2 = (x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2$ არის სამგანზომილებიანი მანძილის კვადრატი.

ადვილად დავრწმუნდებით უშუალო ჩასმით, რომ ლორენცის გარდაქმნებისას ინტერვალი უცვლელი რჩება.

ამოცანა: დაამტკიცეთ ინტერვალის ინვარიანტულობა

თუ მოვლენების წერტილები მდებარეობენ ერთმანეთისგან უსასრულოდ მცირე სიდიდეებზე, მაშინ გვექნება ინვარიანტობა დიფერენციალების კვადრატების ინტერვალისა

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 = \text{inv.} \quad (15)$$

რელატივისტურ მექანიკაში ინტერვალის ისეთივე როლს ასრულებს, რასაც სამგანზომილებიან სივრცეში მანძილი ორ წერტილს შორის. მანძილი ორ წერტილს შორის არ იცვლება გალილეის გარდაქმნებისას, როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული. ინტერვალის კი ინახება ლორენცის გარდაქმნებისას. გარეგნულად ინტერვალის ნაგავს ჩვეულებრივ მანძილს – ორივე არის კოორდინატების კვადრატული ფორმა. თუმცა ინტერვალის გამოსახულებაში გვაქვს წევრები უარყოფითი ნიშნითაც, და გარდა ამისა, ის შეიცავს დროის მომენტებსაც. ეს არც არის გასაკვირი, რადგან ლორენცის გარდაქმნები ერთმანეთში „ურევნ“ სივრცეს და დროს. დრო და სივრცე სპეციალურ თეორიაში ერთმანეთს „გადაეჯახა“. ამ მიზეზით შემოტანილი იყო სივრცული კოორდინატების და დროის მომენტების ოთხგანზომილებიანი სიმრავლის წარმოდგენა. მას უწოდებენ 4-განზომილებიან **სივრცე-დროს** ან **მინკოვსკის სივრცეს** იმ მათემატიკოსის საპატივისცემად, რომელმაც პირველმა შემოიტანა ეს ცნება. ამ სივრცეში დრო წარმოადგენს დამატებით განზომილებას, რომელიც ჩვეულებრივი სივრცული განზომილებების ტოლფასეობიანია, ხოლო მანძილი ორ წერტილს შორის მინკოვსკის სივრცეში წარმოადგინება ინტერვალის.

მინკოვსკის სივრცეში წერტილის კოორდინატები აღინიშნება ასე (ct, x, y, z) . (სხვა აღნიშვნების შესახებ ქვემოთ გვექნება საუბარი). ის გამოხატავს მოვლენას, რომელიც მოხდა სივრცულ წერტილში კოორდინატებით x, y, z და დროის მომენტში t . მას ხშირად **მსოფლიო წერტილს** უწოდებენ, ხოლო ასეთ წერტილთა ერთობლიობას – **მსოფლიო წირს**.

ამრიგად, ფარდობითობის სპეციალურმა თეორიამ შემოიტანა ახალი ფიზიკური რეალობა – **სივრცე-დრო ანუ დრო-**

სივრცე. დრო და სივრცის თვისებები არ შეიძლება განხილულ იქნას ერთმანეთისგან და, როგორც შემდგომ დავინახავთ, მატერიის მოძრაობისგან მოწყვეტით.

3. ლორენცის გარდაქმნიდან გამომდინარე შედეგები

განვიხილოთ ზოგიერთი შედეგი, რომელიც პირველ რიგში გამომდინარეობს ლორენცის გარდაქმნებიდან. აქ ფაქტიურად ვიმეორებთ უკვე ცნობილ შედეგებს, ოღონდ ლორენცის გარდაქმნებზე დაყრდნობით, მათ შორის, ამოცანების სახით.

დროის ინტერვალების გარდაქმნა

ვთქვათ, ლაბორატორიულ სისტემაში S დროის t_a მომენტში დაფიქსირდა მოვლენა x_a წერტილში, ხოლო მეორე მოვლენა t_b მომენტში და x_b წერტილში.

როგორი იქნება დროის ინტერვალი ამ ორ მოვლენას შორის V სიჩქარით მოძრავ S' სისტემაში?

ამოხსნა: თუ გამოვიყენებთ ლორენცის გარდაქმნებს, მივიღებთ

$$t'_b - t'_a = \gamma \left(t_b - \frac{Vx_b}{c^2} \right) - \gamma \left(t_a - \frac{Vx_a}{c^2} \right)$$

ანუ
$$t'_b - t'_a = \gamma(t_b - t_a) - \frac{\gamma V}{c^2}(x_b - x_a)$$

ვხედავთ, რომ დროის ინტერვალი S' -ში დამოკიდებულია არა მარტო S -ში შესაბამის დროის ინტერვალზე, არამედ საათებს შორის სივრცულ მანძილზეც. ცხადია, ეს შედეგი არ არის მოულოდნელი, რადგან, თუმცა საათები სინქრონიზებულია ერთმანეთთან S -სისტემაში, ისინი, საზოგადოდ აღარ იქნებიან სინქრონიზებული სხვადასხვა ინერციულ სისტემაში.

ა) თუ ორი მოვლენა ხდება ერთსადაიმავე წერტილში S -ში, ე. ი. $x_a = x_b$, მაშინ $(t_b - t_a)$, დროის ინტერვალს, გაზომილს

მოვლენების ნერტილში მოთავსებული საათებით, ენოდება დროის საკუთარი ინტერვალი, შევნიშნოთ, რომ რადგან $\gamma > 1$ ათვლის ყველა მოძრავი სისტემებისთვის, დროის საკუთარი ინტერვალი არის მინიმალური ამ მოვლენებს შორის გაზომილი ინტერვალებიდან.

ბ) თურმე მოიძებნება ისეთი ინერციული სისტემა, რომელშიც ზემოთ მოყვანილი მოვლენები იყოს ერთდროული. მართლაც, ორი მოვლენა ერთდროულია რაღაც S'' სისტემაში, ანუ იქ $t''_b - t''_a = 0$, თუკი შესრულდება პირობა

$$\gamma(t_b - t_a) = \frac{\gamma v}{c^2}(x_b - x_a)$$

ანუ, როცა

$$\beta = \frac{v}{c} = \left(\frac{t_b - t_a}{x_b - x_a} \right) c$$

შევნიშნოთ, რომ $(x_b - x_a) / c$ არის დრო, რომელიც სჭირდება სინათლეს x_b ნერტილიდან x_a ნერტილში მისასვლელად; ამიტომ S'' შეგვიძლია ჩავთვალოთ სისტემად, რომლის სიჩქარე S -ის მიმართ არის c -ს ის ფრაქცია, რომლითაც მოიცემა დროის ინტერვალის განაყოფი ამ მოვლენებს შორის სინათლის გასასვლელად. შევნიშნოთ აგრეთვე, რომ $c(t_b - t_a) > (x_b - x_a)$ ნიშნავს, $\beta > 1$, ანუ გვაქვს არაფიზიკური სიტუაცია.

ერთდროულობის ფარდობითობა

ერთდროულობის ცნებას აზრი აქვს მხოლოდ ათვლის სისტემის მითითების შემდეგ. მართლაც, დავუშვათ, რომ ზემოთ განხილული ერთ-ერთი სისტემის მიმართ, მაგალითად, K , ერთსა და იმავე დროს $t_1 = t_2 = t$ მოხდა ორი მოვლენა ნერტილებში კოორდინატებით (x_1, y_1, z_1) და (x_2, y_2, z_2) , შესაბამისად. გამოვიყენოთ ლორენცის გარდაქმნები და გადავიდეთ K' სისტემაში. მაშინ პირველი მოვლენა K' სისტემის საათით

მოხდება დროის მომენტში (აქ და შემდგომ, თუ სანინაალმ-დეგო არ იქნება ნათქვამი, სისტემის სიჩქარეს გავუკეთებთ ნულოვან ინდექსს, $V \Rightarrow V_0$),

$$t'_1 = \frac{t_1 - x_1 V_0 / c^2}{\sqrt{1 - V_0^2 / c^2}} = \frac{t - x_1 V_0 / c^2}{\sqrt{1 - V_0^2 / c^2}},$$

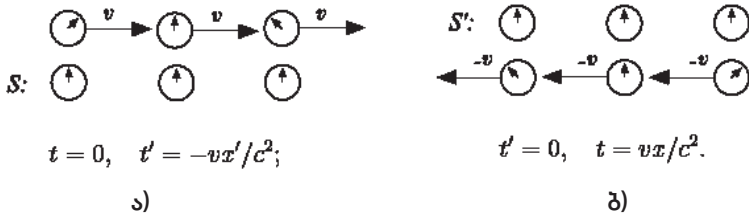
ხოლო მეორე – მომენტში

$$t'_2 = \frac{t_2 - x_2 V_0 / c^2}{\sqrt{1 - V_0^2 / c^2}} = \frac{t - x_2 V_0 / c^2}{\sqrt{1 - V_0^2 / c^2}}$$

ამ ფორმულებიდან გამომდინარეობს, რომ

$$t'_2 - t'_1 = \frac{(x_2 - x_1) V_0 / c^2}{\sqrt{1 - V_0^2 / c^2}} \neq 0 \text{ თუკი } x_1 \neq x_2. \quad (16)$$

ე. ი. K' სისტემის მიმართ მოვლენები სხვადასხვა მომენტში მოხდება. ანუ, ერთ ინერციულ სისტემაში ერთდროული მოვლენები აღარ არიან ერთდროული სხვა ინერციულ სისტემაში. ეს წინადადება ილუსტრირებულია ქვემოთ მოყვანილ ნახაზზე (იხ. ნახაზი 14)



ნახაზი 14. კოორდინატა უძრავ სისტემაში სხვადასხვა წერტილებში განლაგებული საათები, სადაც ერთდროულად მოხდა რაიმე მოვლენები, გვიჩვენებენ მოვლენის მოხდენის ერთსა და იმავე მომენტს. მოძრავ სისტემაში მოთავსებული შესაბამისი საათები მოვლენის მოხდენის მომენტში გვიჩვენებენ სხვადასხვა დროს, ანუ აქ მოვლენები არ არიან ერთდროული. ნახაზზე გამოსახულია ა) დრო მოძრავი S' სისტემის სხვადასხვა წერტილებში, რომლებიც შეესაბამებიან უძრავი S სისტემის $t = 0$ მომენტს. ბ) შემთხვევა, როცა საათები სინქრონიზებულია S' სისტემაში

მიზეზობრიობა

ბუნებრივად დაისმის კითხვა: რაკი დრო ფარდობითია, ხომ არ დაირღვევა მოვლენათა თანმიმდევრობა სხვა ინერციულ სისტემაზე გადასვლისას? მიღებული (16) ფორმულიდან ჩანს, რომ თუ $x_2 > x_1$, მოძრავ სისტემაში გვაქვს უტოლობა $t'_2 > t'_1$. ხოლო თუ განვიხილავდით სანინალმდეგო მხარეს მოძრავ სისტემას, $V_0 \rightarrow -V_0$, მივიღებდით $t'_2 < t'_1$. ამრიგად ერთიდაიგივე მოვლენების თანმიმდევრობა სხვადასხვა სისტემებში სხვადასხვაა. ხომ არ შეიძლება მოხდეს ისე, რომ დაირღვეს კავშირი მიზეზსა და შედეგს შორის ანუ შედეგმა დროში გაუსწროს ამ შედეგის გამომწვევ მიზეზს? ნათელია, რომ ეს დაუშვებელია. გავარკვიოთ, რა შემთხვევაში არ ექნება ადგილი მიზეზ-შედეგობრივი კავშირის დარღვევას. ამისათვის განვიხილოთ ორი მოვლენა უძრავ სისტემაში. დავუშვათ, რომ x_1 წერტილში t_1 მომენტში მომხდარი მოვლენა გახდა $x_2 > x_1$ წერტილში $t_2 > t_1$ მომენტში მომხდარი მოვლენის მიზეზი. ერთიდან მეორე წერტილში უნდა გადაეცეს „გავლენა“, გავლენის სიგნალის გადატანის სიჩქარე იყოს v . სიჩქარის განმარტების თანახმად

$$v_{\text{გავ}} = \frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1} = v$$

მოძრავ სისტემაში ეს მოვლენები მოხდებოდა რაიმე წერტილებში x'_1 და x'_2 რომელიმე დროის მომენტებში t'_1 და t'_2 . ლორენცის გარდაქმნის ფორმულის თანახმად გვაქვს

$$t'_2 - t'_1 = \frac{t_2 - t_1 - \frac{V_0}{c^2}(x_2 - x_1)}{\sqrt{1 - V_0^2/c^2}}$$

თუ აქ გავლენის სიჩქარიდან განსაზღვრულ კოორდინატთა სხვაობას ჩავსვამთ, მიიღება

$$t'_2 - t'_1 = \frac{t_2 - t_1 - \frac{V_0}{c^2}(t_2 - t_1)v}{\sqrt{1 - V_0^2/c^2}} = \frac{(t_2 - t_1)\left(1 - \frac{vV_0}{c^2}\right)}{\sqrt{1 - V_0^2/c^2}} \quad (17)$$

ეს ფორმულა გვეუბნება, რომ მიზეზობრიობა არ დაირღვე-

ვა, თუ $1 - \frac{vV_0}{c^2} > 0$, მაშინ დროთა სხვაობას ტოლობის ორივე მხარეს ერთნაირი ნიშანი ექნება. ეს კი მოხდება მაშინ (ანუ არ დაირღვევა მიზეზ-შედეგობრივი კავშირი), როცა შესრულდება უტოლობა

$$v_{\text{გავ}} < \frac{c}{V_0} c, \quad (18)$$

და რადგან ლორენცის გარდაქმნები უშვებენ იმის შესაძლებლობას, რომ $v_{\text{გავ}}$ -ის სიდიდე იყოს რაგინდ ახლო სინათლის სიჩქარესთან, ოღონდ არ აღემატებოდეს მას, და ამის გარდა, $V_0 < c$ ყოველთვის, აქედან გამომდინარეობს, რომ *გავლენის გადაცემის სიჩქარე არ შეიძლება აღემატებოდეს სინათლის სიჩქარეს*. ასე, რომ მიზეზ-შედეგობრივი კავშირები არ დაირღვევა და მათ აქვთ აბსოლუტური ხასიათი. არ არსებობს კოორდინატთა სისტემა, რომელშიც მიზეზი და შედეგი შეიცვლიდნენ ადგილებს.

ფარდობითობის თეორია არ ამტკიცებს მიზეზობრიობის პრინციპს. ის გამოდის იქიდან, რომ ეს პრინციპი სამართლიანია და უნდა შესრულდეს ყველა კოორდინატთა სისტემაში. აქედან გამომდინარეობს შეზღუდვა იმ სიჩქარეებზე, რომლებითაც შეიძლება გადაიცემოდეს ფიზიკური სიგნალი ანუ ურთიერთქმედება.

სივრცული მანძილების შემცირება ლორენცის გარდაქმნებისას

სივრცული მანძილების შემცირება მჟღავნდება ლორენცის შემოკლების გამო. ეს თავიდანვე ნათელი უნდა იყოს. მაგრამ ფორმალურად შეგვიძლია შევამოწმოთ, თუ სიგრძეებს ჩავწერთ ორივე კოორდინატთა სისტემაში

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

$$l'_{12} = \sqrt{(x'_1 - x'_2)^2 + (y'_1 - y'_2)^2 + (z'_1 - z'_2)^2}$$

სადაც შტრიხიანი და უშტრიხო კოორდინატები დაკავშირებულია ერთმანეთთან ლორენცის გარდაქმნებით. თუ მათ აქ გამოვიყენებთ, ადვილად დავადგენთ სიგრძის შეკუმშვის ეფექტს. ამავე დროს, უნდა გვახსოვდეს, რომ სიგრძის განსაზღვრისას მოცემულ სისტემაში ღეროს ბოლოების კოორდინატები უნდა დავაფიქსიროთ ერთდროულად, მაგალითად, K სისტემაში, $t_1 = t_2$. მაშინ, ცხადია, აღმოჩნდება, რომ $l_{12} \neq l'_{12}$ სახელდობრ,

$$l'_{12} = l_{12} \sqrt{1 - \frac{V_0^2}{c^2}}$$

ე. ი. მოძრაობის გასწვრივ განლაგებული მოძრავი ღეროს სიგრძე ნაკლებია უძრავი ღეროს სიგრძესთან შედარებით. ცხადია, რომ K' სისტემის თვალსაზრისით, რომელსაც თუ მივიღებთ უძრავად, გამოვა იგივე ფორმულა, როგორც ეს გამომდინარეობს ფარდობითობის პრინციპიდან.

შევაფასოთ შემოკლების სიდიდე: ჩვეულებრივად საქმე გვაქვს სხეულთა მოძრაობის მცირე სიჩქარეებთან, სინათლის სიჩქარესთან შედარებით, $V/c \ll 1$. ამიტომ პირველ რიგში შეგვიძლია დავწეროთ

$$l' \approx l \left(1 - \frac{1}{2} \frac{V^2}{c^2} \right)$$

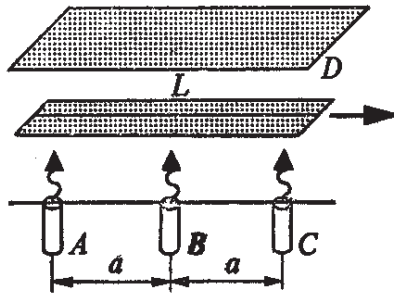
ამიტომ ფარდობითი შემოკლება ტოლია სიდიდისა

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{l' - l}{l} = -\frac{V^2}{2c^2}$$

რომ ავიღოთ ნამში ათეული კილომეტრის რიგის სიჩქარე, $V^2/c^2 \approx 10^{-8}$, ფარდობითი შემოკლება 10^{-8} -ზე ნაკლებია, ამიტომ ძნელია მისი შენიშვნა. სამაგიეროდ, დიდი (სინათლის სიჩქარის შესადარი) სიჩქარეების შემთხვევაში შემოკლებაც ძალიან დიდი გამოვა.

რა შეიძლება ითქვას მოძრავი სხეულების შემოკლების რეალურობის შესახებ? ამისათვის მოვიყვანოთ მოძრავი სხეულის სიგრძის განსაზღვრის ერთ-ერთი გზა. განვიხილოთ შემდეგი

ფიზიკური სიტუაცია: ვთქვათ, გვაქვს სამი უძრავი სინათლის წყარო, A, B, C , რომლებიც განლაგებულია ერთ სწორზე ერთმანეთისგან ტოლ a მანძილებზე (იხ. ნახაზი 15). წყაროებს შეუძლია ერთდროულად გამოასხივონ სინათლის იმპულსი ამ წრფის პერპენდიკულარულად. ეს იმპულსები რეგისტრირდება ფოტოფირით D . სინათლის წყაროებსა და ფოტოფირს შორის AC წრფის პარალელურად შეგვიძლია გადავაადგილოთ რაიმე სხეული (სახაზავი). როცა სახაზავი ხვდება წყაროსა და ფოტოფირს შორის ამ დროს წამოსული სინათლის სხივი ვერ მიაღწევს ფოტოფირს და მასზე არ აღმოჩნდება კვალი. განვიხილოთ რამდენიმე კონფიგურაცია:



ნახაზი 15. მოძრავი სხეულის სიგრძის შემოკლების დაკვირვება

1. უძრავი სახაზავის სიგრძე იყოს ასეთი, $L < 2a$ ($L > a$). მაშინ სახაზავის და ფოტოფირის ურთიერთმდებარეობის მიხედვით სახაზავი შეიძლება ჩამოეფაროს ერთ-ერთ წყაროს A, B, C ან ორ მათგანს A, B ან B, C . კერძოდ, შეუძლია ჩამოეფაროს B -ს, ხოლო A, C დარჩებიან დაუფარავი. თუ სამივე წყაროს ერთდროულად ავანთებთ სახაზავის სხვადასვა განლაგებისას, ფოტოფირზე შეიძლება აღმოჩნდეს ლაქების შემდეგი კომბინაციები: ა) სამივე ლაქა (როცა სახაზავი გარეთაა); ბ) ნებისმიერი ორი ლაქა (როცა სახაზავი ფარავს მხოლოდ ერთ წყაროს); 3) ერთი ლაქა A ან C , როცა სხვა ორი წყარო გადაკეტილია.
2. ავიღოთ ახლა უფრო გრძელი სახაზავი, როცა $L > 2a$. მისი სხვადასხვა განლაგების დროს მიიღება შემდეგი კომბინა-

(ციები ლაქებისა: ა) ყველა სამი ლაქა(როცა სახაზავი AC -ს გარეთაა); ბ) ორი ლაქა A, B -დან ან B, C -დან (როცა სახაზავი ეფარება სათანადო კიდურა წყაროს. ამავე დროს შეუძლებელია B იყოს ჩაკეტილი, ხოლო A და C - ღია. გ) ერთი ლაქა A -დან ან ერთი ლაქა C -დან, და არ გვექონდეს B -ს კვალი; დ) ერთი ლაქა A -დან ან ერთი ლაქა C -დან, როცა სხვა ორი წყარო გადაკეტილია; ე) ფოტოფირზე არც ერთი ლაქა არ არის (სახაზავი ფარავს სამივე წყაროს).

- ამ სახაზავს $L > 2a$ ვამოძრავებთ AC -ს პარალელურად ისეთი V სიჩქარით, რომ $L\sqrt{1 - V^2 / c^2} < 2a$ და ვაწარმოთ განათება და მათი ფოტოგრაფირება. შედეგად მივიღებთ ყველა შესაძლო კომბინაციებს ლაქებისა, რაც დამახასიათებელი იყო პირველი შემთხვევისათვის უფრო მოკლე სახაზავის დროს. კერძოდ, ვიპოვით ფირს, რომელზეც არის ორი ლაქა A და C და არ არის B -ს ლაქა, რაც შეუძლებელი იყო მეორე შემთხვევაში. გარდა ამისა არც ერთ ფოტოგრაფიაზე არ გვექნება ლაქის გარეშე შემთხვევა. ეს ნიშნავს, რომ გვაქვს პირველი შემთხვევა- მოძრავი სახაზავის სიგრძე ნაკლებია $2a$ -ზე. ამრიგად, ვრწმუნდებით, რომ სიგრძის შემცირების ფაქტი რეალური შინაარსის მატარებელია.

თუ ამ მოვლენას განვიხილავთ მოძრავი სახაზავის სისტემაში, მოგვიწევს სიგრძის შემცირებასთან ერთად გავითვალისწინოთ ერთდროულობის ფარდობითობა.

ცხადია, რომ უნდა შეიცვალოს აგრეთვე მოძრავი სხეულის ფორმაც. სახელდობრ, ადგილი აქვს სხეულის „შებრტყელებას“ მოძრაობის მიმართულებით, შეიცვლება მისი მოცულობაც.

ინტერვალის კლასიფიკაცია

განმარტებიდან ჩანს, რომ ინტერვალის გამოსახულება არ არის ნიშანგანსაზღვრული. ის შეიძლება იყოს როგორც დადებითი, ისე უარყოფითი ან ნული. ამის მიხედვით ინტერვალებს

მიენიჭება თავ-თავისი დასახელება. ცხადია, რომ ინვარიანტულობის გამო ინტერვალის სიდიდე არ შეიძლება შეიცვალოს ერთი ინერციული სისტემიდან მეორეში გადასვლის დროს. თუ ინტერვალის განმარტებაში ერთ-ერთ მსოფლიო წერტილს კოორდინატთა სათავეში ავიღებთ, ანუ თუ $t_1 = 0 = x_1 = y_1 = z_1$, ხოლო მეორე წერტილს – ნებისმიერად, (ct, x, y, z) , მაშინ ინტერვალის გამოსახულება მიიღებს სახეს

$$s^2 = c^2 t^2 - r^2 \quad (19)$$

სადაც r არის სათავიდან მოცემულ წერტილში გავლებული რადიუს-ვექტორი. ინტერვალის ეს ფორმულა შეესაბამება შემთხვევას, როცა ერთი მოვლენა ხდება სათავეში საწყის მომენტში, ხოლო მეორე – t მომენტში, სივრცის x, y, z წერტილში. ცხადია, რომ $r^2 = l^2$ არის სივრცული მანძილის კვადრატი. ინტერვალის შეიძლება იყოს დადებითი, უარყოფითი ან ნული. ინტერვალების კლასიფიკაცია ასეთია:

თუ $s^2 > 0$, ინტერვალს უწოდებენ **დროის-მაგვარს**;

თუ $s^2 < 0$, „-----“ **სივრცის-მაგვარს**;

თუ $s^2 = 0$, „-----“ **ნულოვანს ან სინათლის-მაგვარს**.

ეს კლასიფიკაცია არის აბსოლუტური და არ არის დამოკიდებული სისტემის არჩევაზე. თუმცა ცალკეული შემთხვევები ზღუდავენ სისტემის არჩევის შესაძლებლობებს.

მაგალითად, თუ ინტერვალის დროის-მაგვარია, $s^2 > 0$, მაშინ მხოლოდ ისეთ სისტემებში შეგვეძლება მოვლენის შესწავლა, რომლებშიც ეს უტოლობა არ დაირღვევა. აქ საინტერესოა შემთხვევა, როცა ახალი სისტემის თვალსაზრისით მიიღებოდეს $l = 0$, ანუ შეგვიძლია ისე ავირჩიოთ ათვლის სისტემა, რომ მისი თვალსაზრისით ორი მოვლენა ხდებოდეს ერთსა და იმავე სივრცულ წერტილში, ოღონდ, ცხადია, სხვადასხვა მომენტში ერთმანეთის მიმდევრობით. ამ შემთხვევაში ვერ მოვიძებნით სისტემას, რომელშიც ეს ორი მოვლენა მოხდებოდეს დროის ერთსა და იმავე მომენტში და სხვადასხვა წერტილში, რადგან ინტერვალის გახდებოდა უარყოფითი.

თუ ინტერვალის სივრცის-მაგვარია, $s^2 < 0$, მაშინ ისე შეგვიძლია ავირჩიოთ ათვლის სისტემა, რომ ორივე მოვლენა ხდებოდეს ერთსა და იმავე მომენტში ამ სისტემის თვალსაზრისით, ოღონდ სხვადასხვა წერტილებში.

ნულოვანი ინტერვალის შემთხვევაში კი ორი მოვლენა შეგვიძლია ერთმანეთთან დავაკავშიროთ მხოლოდ ისეთი სიგნალით, რომელიც ვრცელდება სინათლის სიჩქარით, რადგან ამ დროს $s^2 = 0$ -დან გვექნებოდა, $ct^2 = l^2 \rightarrow l/t = c$.

ამოცანა: ვიპოვოთ კოორდინატთა სისტემა, რომელშიც სივრცის-მაგვარი ინტერვალით გაყოფილი მოვლენები ხდებოდეს ერთდროულად სხვადასხვა წერტილებში, ხოლო დროისმაგვარი ინტერვალით გაყოფილი – ერთსადაიმავე სივრცულ წერტილში.

ამოხსნა: თუ მოვლენები ხდება წერტილში $x_1 = 0$, როცა $t_1 = 0$, და წერტილში x_2 როცა $t = t_2$ და მათ შორის ინტერვალის სივრცის-მაგვარია ($s^2 < 0$), მაშინ სისტემაში, სადაც მოვლენები ერთდროულია, სივრცული მანძილი მათ შორის არის $x'_2 = \sqrt{-s^2}$. ამ სისტემის სიჩქარეს მოვძებნით ლორენცის გარდაქმნიდან. ჩავთვალოთ, რომ სანყის მომენტში ამ სისტემების სათავეები ერთმანეთს ემთხვეოდა ($x'_1 = 0, t'_1 = 0$). მეორე მოვლენისთვის შეგვიძლია დავწეროთ

$$t'_2 = 0 = \frac{t_2 - vx_2 / c^2}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}, \text{ საიდანაც } v = t_2 c^2 / x_2$$

თუკი ინტერვალის იქნებოდა დროის-მაგვარი, ($s^2 = c^2 t^2 - x^2 > 0$), მაშინ სისტემაში, რომელშიც ეს მოვლენები მოხდებოდა მიმდევრობით ერთსადაიმავე სივრცულ წერტილში, დროის ინტერვალის მათ შორის იქნებოდა $t'_2 = \sqrt{s^2}$, ხოლო კოორდინატას ვიპოვოთ თანაფარდობიდან

$$x'_2 = 0 = \frac{x_2 - vt_2}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}, \text{ საიდანაც } v = x_2 / t_2$$

ამრიგად, ვიპოვეთ საძიებელი სისტემების სიჩქარეები.

ინტერვალის კავშირი საკუთარ დროსთან

დავადგინოთ ახლა ინტერვალის კავშირი საკუთარ დროსთან. გავიხსენოთ, რომ დრო, რომელიც იზომება მოძრავ ნერტილთან დაკავშირებული საათით, არის **საკუთარი დრო**. დროის ინტერვალს შორის კავშირის ფორმულაში (16) თუ გადავალთ უსასრულოდ მცირე სიდიდეებზე, ჩავწერთ ასე:

$$d\tau = dt\sqrt{1 - v^2/c^2}, \quad (20)$$

სადაც $d\tau$ არის მოძრავი ნაწილაკის საკუთარი დროის დიფერენციალი, dt – დროის დიფერენციალი იმ ინერციული სისტემისა, რომელშიც განსახილავ ნერტილს მოცემულ მომენტში აქვს v სიჩქარე. შევნიშნოთ, რომ $d\tau$ არის ერთიდაიგივე მოძრავი საათის ჩვენებების ცვლილება, ხოლო dt – მეზობელ სივრცულ ნერტილებში მოთავსებული სხვადასხვა საათის ჩვენებათა სხვაობა უძრავ კოორდინატთა სისტემაში. ნათელია, რომ ინტერვალის დიფერენციალის კვადრატის ფორმულა (16) შეიძლება ასე გარდავქმნათ:

$$ds = c dt \sqrt{1 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2} \quad (21)$$

შედარება წინა ფორმულასთან გვაძლევს

$$d\tau = ds / c \quad (22)$$

აქედან ჩანს, რომ საკუთარი დრო არის ლორენც-გარდაქმნების ინვარიანტი. ეს ბუნებრივია განმარტებიდანვე, რადგან საკუთარი დრო განისაზღვრება მოძრავ ნერტილთან დაკავშირებული საათით და სულაც არ აქვს მნიშვნელობა, კოორდინატთა რომელ სისტემაში ვიხილავთ ამ ჩვენებას – განხილვა ყოველთვის ეხება სისტემის მიმართ უძრავ საათს. ინტერვალი, როგორც ინვარიანტული სიდიდე, ერთი და იგივეა ყველა ათვლის სისტემის მიმართ. ამიტომ ყველა შემთხვევაში შეიძლება ვთქვათ, რომ საკუთარი დროის შუალედის გამო-

სათვლელად ინტერვალი უნდა გაიყოს c -ზე. ხოლო თუ სრული დროის გამოთვლა გვინდა, ცხადია, გვექნება

$$\tau = \int \frac{ds}{c} = \int \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} dt \quad (23)$$

ადრე საუბარი გვექონდა მოვლენათა შორის მიზეზ-შედეგობრივ კავშირზე. გავარკვეით, რომ ეს კავშირი არ ირღვევა, თუ ერთი ნერტილიდან (მიზეზი) მეორეში (შედეგი) ინფორმაცია გადაეცემა სინათლეზე ნაკლები სიჩქარით.

გავარკვიოთ ახლა საკითხი – შეიძლება თუ არა, მოვძებნოთ ათვლის ისეთი სისტემა, რომელშიც მიზეზი და შედეგი მოხდეს ერთდროულად? ჩვენს მიერ მიღებული ფორმულიდან

$$t'_2 - t'_1 = \frac{t_2 - t_1 - \frac{V_0}{c^2}(x_2 - x_1)}{\sqrt{1 - V_0^2 / c^2}}$$

ჩანს, რომ განსახილავ შემთხვევაში უნდა გვექონდეს $t'_2 - t'_1 = 0$, ანუ

$$t_2 - t_1 - \frac{V_0}{c^2}(x_2 - x_1) = 0$$

ე. ი. თუ ათვლის სისტემის სიჩქარე არის

$$V_0 = \frac{c^2(t_2 - t_1)}{x_2 - x_1}$$

მაგრამ რაკი განსახილავი მოვლენებისთვის გვაქვს, $x_2 - x_1 > c(t_2 - t_1)$, ამიტომ ზედა ფორმულის მარჯვენა მხარეს მდგომი გამოსახულება ნაკლები გამოდის სინათლის სიჩქარეზე

$$V_0 = \frac{c^2(t_2 - t_1)}{x_2 - x_1} < c$$

რადგან ათვლის სისტემისთვის დასაშვებია ნებისმიერი სინათლეზე ნაკლები სიჩქარეები,, აქედან გამომდინარე-

ობს, რომ ერთსა და იმავე მომენტში ორივე მოვლენის მოხდენა პრინციპულად არ არის გამორიცხული. უფრო მეტიც, ათვლის სისტემის სიჩქარის ოდნავ გაზრდით ზემოთ მოყვანილთან შედარებით, შეგვიძლია დროთა სხვაობის ნიშანიც კი შევცვალოთ. ფიზიკურად ეს იმას ნიშნავს, რომ მიზეზსა და შედეგს შორის მიმდევრობას ადგილები შევუცვალოთ. ამავე დროს უნდა გავიაზროთ, რომ რამდენადაც უჩვეულოდ არ მოგვეჩვენოს, ამაში არაფერია განსაკუთრებული და არ ენიშნააღმდეგება ფარდობითობის თეორიის ლოგიკას.

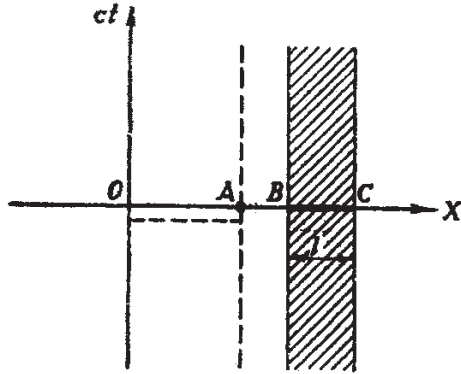
მართლაც, რადგან ლაპარაკია მოვლენებზე, რომლებიც არ არიან დაკავშირებული მიზეზ-შედეგობრივად, მათი მიმდევრობის რიგის შეცვლა არ ენიშნააღმდეგება მიზეზობრიობის კანონს. გავიხსენოთ, რომ სისტემაში, სადაც ორი მოვლენის დროის მომენტები ემთხვევა ერთმანეთს, ინტერვალის კვადრატი დაიყვანება ორ წერტილს შორის მანძილის კვადრატზე,

$$s^2 = -(x_2 - x_1)^2 - (y_2 - y_1)^2 - (z_2 - z_1)^2 = -l^2 \quad (24)$$

ასეთ ინტერვალს დავარქვით სივრცის-მაგვარი. ასე, რომ მოვლენები, რომლებიც არ შეიძლება დავაკავშიროთ მიზეზ-შედეგობრივი კავშირით, გაყოფილია სივრცის-მაგვარი ინტერვალით და ასეთი წყვილისთვის ყოველთვის შეგვიძლია მოვძებნოთ ისეთი ათვლის სისტემა, რომელშიც ორივე მოვლენა მოხდება ერთდროულად.

მოვლენების გრაფიკული გამოსახვა

ინტერვალის ფიზიკური მნიშვნელობის გარკვევისათვის და მისი ზემოთ მოყვანილი კლასიფიკაციის დასაბუთებისათვის ხელსაყრელია მოვლენების გრაფიკული გამოსახვა, რადგან ის ნათელ წარმოდგენას მოგვცემს მოვლენების მიმდინარეობაზე და სივრცისა და დროის ხასიათზე ფარდობითობის თეორიაში. ჯერ განვიხილოთ მხოლოდ ერთი სივრცული კოორდინატა, კერძოდ x და დრო t . გავავლოთ სიბრტყეზე ორი ურთიერთმართობი ღერძი და გადავზომოთ მათზე x კოორდინატა და ct ნამრავლი.



ნახაზი 16. მოვლენის გრაფიკული გამოსახვა

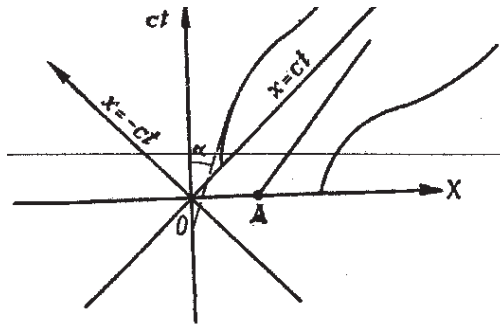
სიბრტყის ყოველი წერტილი გამოსახავს რაიმე მოვლენის მოხდენის ადგილს და დროის მომენტს. მაგალითად, O წერტილი გამოსახავს მოვლენას, რომელიც მოხდა კოორდინატთა სათავეში ($x=0$) და საწყის მომენტში ($t=0$). OX ღერძის წერტილები გამოსახავს მოვლენებს, რომლებიც საწყის მომენტში მოხდა, მაგრამ სხვადასხვა ადგილას. OX ღერძი ანმეოს ღერძია. OX ღერძის ზემოთ მდებარე წერტილები გამოსახავენ საწყისი მომენტის შემდეგ, ანუ მომავალში ($t > 0$) მომხდარ მოვლენებს, ხოლო OX ღერძის ქვემოთ მდებარე წერტილები – წარსულში ($t < 0$) მომხდარ მოვლენებს. Oct ღერძი გამოსახავს მოვლენებს, რომლებიც ერთ წერტილში, სახელდობრ, კოორდინატთა სათავეში მოხდა, მაგრამ სხვადასხვა დროს. ის არის კოორდინატთა სათავეს დროის ღერძი.

როგორ გამოისახება ამ სიბრტყეზე ნაწილაკის მოძრაობა? ჯერ განვიხილოთ უძრავი ნაწილაკის შემთხვევა. ვთქვათ $t=0$ მომენტში სათავიდან x მანძილზე იმყოფება მატერიალური ნაწილაკი. ეს მოვლენა გამოსახული იქნება OX ღერძზე მდებარე A წერტილით, რომლის კოორდინატია x . თუ დროის განმავლობაში ნაწილაკი არც წარსულში იცვლიდა და არც მომავალში შეიცვლის მდებარეობას, მისი წარსული და მომავალი მოვლენები (x მანძილზე ყოფნა წარსულში და მომავალში) გამოსახული იქნება A წერტილზე გამავალი და დროის ღერძის პარალელური წრფით.

მსოფლიო წირები, სინათლის კონუსი

განვიხილოთ ახლა OX ღერძზე უძრავად მდებარე ღერო, რომლის სიგრძე არის l . სანყის მომენტში მისი ბოლოების მდებარეობანი გამოსახული იყოს B და C წერტილებით, თვით ღერო კი BC მონაკვეთით. თუ ღერო უძრავია, მისი ყველა წარსული და მომავალი მდებარეობა გამოსახული იქნება დროის ღერძის პარალელური და $BC = l$ სიგანის ზოლით (ნახ. 16).

თუ ნაწილაკი მოძრაობს, მისი დაშორება სათავიდან ცვალებადი იქნება და ამიტომ, სათანადო მოვლენები აღარ იქნება გამოსახული დროის ღერძის პარალელური წრფით.



ნახაზი 17. მსოფლიო წირები

თუ, მაგალითად, ნაწილაკი მოძრაობს A წერტილიდან მარჯვნივ მუდმივი სიჩქარით, მისი მდებარეობის ცვლილება დროში გამოსახული იქნება A წერტილზე გამავალი დახრილი წრფით. თუ სიჩქარე ცვალებადია, საზოგადოდ, მივიღებთ მრუდ წირს (ნახაზი 17). წირს $OXct$ სიბრტყეზე, რომელიც გამოსახავს ნაწილაკის მდებარეობის ცვლილებას დროში, ეწოდება **მსოფლიო (სამყაროული) წირი**. მისი სახე და მდებარეობა ღერძების მიმართ დამოკიდებულია მოძრაობის ხასიათზე. თუ მსოფლიო წირი წრფეა, სათანადო ნაწილაკის მოძრაობა თანაბარი და წრფივი იქნება, ვინაიდან კოორდინატი დროის წრფივი ფუნქცია იქნება. მსოფლიო წირის ct ღერძისადმი დახრის კუთხის ტანგენსი გამოსახავს ნაწილაკის სიჩქარის შეფარდებას სინათლის სიჩქარესთან, $tg\alpha = \frac{v}{c}$. კერძო შემთხვევაში, როცა ნაწილაკი

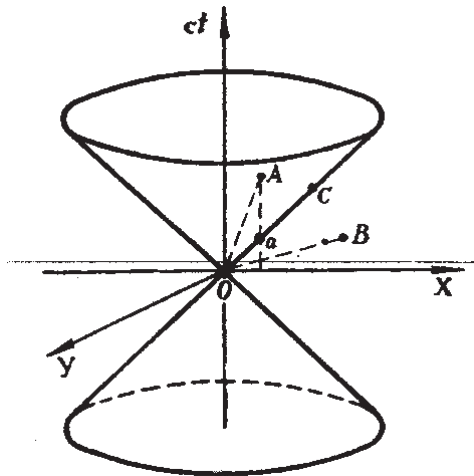
უძრავია, მისი მსოფლიო წირი იქნება Oct ღერძის პარალელური წრფე. ვინაიდან ფარდობითობის თეორიის თანახმად ნაწილაკის სიჩქარე არ შეიძლება აღემატოს სინათლის სიჩქარეს ($v \leq c$), არც ერთი მსოფლიო წრფის დახრა Oct ღერძისადმი არ შეიძლება აღემატებოდეს 45° . ცხადია, რომ 45° -ით დახრილი მსოფლიო წირი გამოსახავს სინათლის გავრცელებას ($v = c$).

თუ ნაწილაკის მოძრაობა არ არის თანაბარი, მაშინ მისი სიჩქარე აღებულ მომენტში გამოსახული იქნება მსოფლიო წირისადმი სათანადო ნერტილში გავლებული მხების Oct -ღერძისადმი დახრის კუთხის ტანგენსით (ნახაზი 17) და ეს კუთხე არავითარ შემთხვევაში არ შეიძლება აღემატოს 45° -ს.

ჩვენ რომ ერთი სივრცული ღერძის მაგიერ ორი სივრცული ღერძი (OX და OY) გაგვეხილა, ბრტყელი სურათის მაგიერ მივიღებდით სივრცულ სურათს (ნახაზი 18). სინათლის $x = ct$ და $x = -ct$ წრფეების ნაცვლად მივიღებდით **სინათლის კონუსს**

$$x^2 + y^2 - c^2t^2 = 0 \quad (25)$$

რომლის ზედაპირი გამოსახავს სინათლის გავრცელებას სხვადასხვა მიმართულებით.



ნახაზი 18. სინათლის კონუსი

OXY სიბრტყის ზევით მდებარე კონუსის ზედაპირის წერტილები გამოსახავს იმ წერტილების მდებარეობას და დროის მომენტს, რომელსაც მიაღწევს *O* წერტილიდან $t=0$ მომენტში გამოსული სინათლის სხივი. ქვედა კონუსის ზედაპირის წერტილები გამოსახავს ისეთი წერტილების მდებარეობას და მომენტს, რომელთაგანაც გამოსული სინათლის სხივები $t=0$ მომენტში აღწევს $x=0$ წერტილს.

განვიხილოთ ახლა ორი მოვლენის დამაკავშირებელი ინტერვალის საკითხი. ერთ-ერთ მოვლენად ავიღოთ *O* მოვლენა ($x=0, t=0$). ჯერ განვიხილოთ სინათლის კონუსზე მდებარე მოვლენები (მსჯელობას ვაწარმოებთ სამი სივრცული ღერძის შემთხვევისათვის, ხოლო ნახაზად ავირჩევთ *OXct* სიბრტყეს). ვინაიდან სინათლის კონუსის წერტილებისათვის შესრულებულია პირობა

$$c^2t^2 - (x^2 + y^2 + z^2) = 0, \quad (26)$$

ცხადია, რომ ინტერვალი ამ წერტილებს შორის ნულის ტოლია – ინტერვალი სინათლის-მაგვარია, $s^2 = 0$. ორ მოვლენას შორის ინტერვალის ნულთან ტოლობა იმის მაჩვენებელია, რომ ეს ორი მოვლენა შეიძლება დავაკავშიროთ სინათლის სხივით.

განვიხილოთ მოვლენები, რომლებიც მოთავსებულია სინათლის კონუსის შიგნით, მაგალითად, *A* მოვლენა (ნახაზი 18). ცხადია, რომ მას ეთანადება უფრო მეტი (გვიანი) დრო, ვიდრე სინათლის კონუსზე მდებარე სათანადო მოვლენას (*a* მოვლენა) და ამიტომ მისთვის c^2t^2 მეტი იქნება, ვიდრე $(x^2 + y^2 + z^2)$:

$$s^2 = c^2t^2 - (x^2 + y^2 + z^2) > 0.$$

მაშასადამე, ინტერვალი ძირითად მოვლენასა და სინათლის კონუსის შიგნით მდებარე მოვლენებს შორის დადებითია (ინტერვალი დროის-მაგვარია). სინათლის კონუსის ზედა და ქვედა ნაწილებში მოხვედრილი მოვლენები დროის-მაგვარ ინტერვალს ქმნიან. კონუსის წვერო მოვლენებს ჰყოფს ნარსულად და მომავლად. ეს დაყოფა აბსოლუტურია.

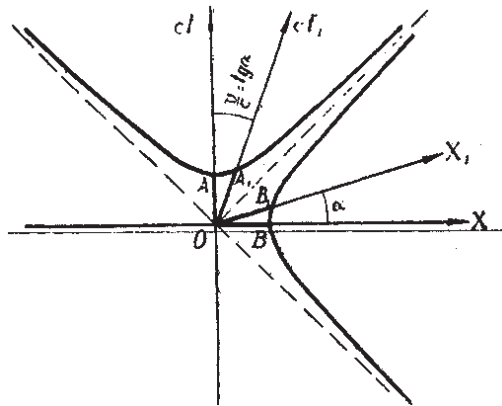
ადვილად დავრწმუნდებით, რომ ინტერვალი ძირითად მოვ-

ლენასა და სინათლის კონუსის გარეთ მდებარე მოვლენებს შორის უარყოფითი იქნება და არის სივრცის-მაგვარი.

გავარკვიოთ ახლა, თუ როგორი იქნება მოვლენების გრაფიკული წარმოდგენა სხვა ინერციული სისტემის თვალსაზრისით, რომელიც მოძრაობს ძირითადი სისტემის მიმართ v სიჩქარით და ამიტომ, დაკავშირებულია მასთან ლორენცის გარდაქმნებით. პირველ რიგში საჭიროა გაირკვეს, თუ როგორ უნდა გატარდეს ამ სისტემის თვალსაზრისით სივრცითი და დროითი ღერძი. ათვლის ამ სისტემაში OX_1 ღერძი იმით ხასიათდება, რომ მისი ყველა წერტილისათვის დრო $t_1 = 0$. ლორენცის გარდაქმნების ფორმულების თანახმად, ეს ნიშნავს, რომ ეს ღერძი გადის შემდეგ წერტილებზე

$$x - vt = 0, \quad \rightarrow \quad x = vt = \frac{v}{c} ct \quad (27)$$

ეს კი არის იმ წრფის განტოლება, რომელიც გადის O წერტილზე და დახრილია Oct ღერძის მიმართ კუთხით, რომლის ტანგენსი არის $\frac{v}{c}$ (იხ. ნახაზი 19)



ნახაზი 19. მასშტაბების გრაფიკული გამოსახვა (შტრიხის ნაცვლად გამოყენებულია ინდექსი „1“.

ანალოგიურად, დროის ახალი ღერძი, Oct' წარმოადგენს

O წერტილზე გამავალ წრფეს, რომელიც დახრილია *Oct* ღერძის მიმართ ისეთივე კუთხით, ვინაიდან მისი წერტილები აკმაყოფილებენ პირობას $x' = 0$, $t - \frac{v}{c^2}x = 0$

ცხადია, რომ ინტერვალის კვადრატი ძირითად მოვლენას და სხვა ნებისმიერ მოვლენას შორის კოორდინატით x და დროით t , შემდეგნაირად გამოისახება:

$$s^2 = c^2t^2 - x^2$$

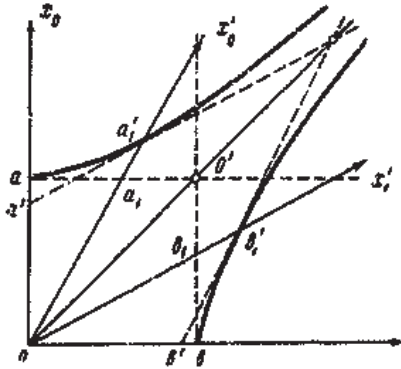
ინტერვალის ინვარიანტობის გამო, ამ ორ მოვლენას შორის ინტერვალის კვადრატი გამოსახული იქნება ახალი კოორდინატებით შემდეგნაირად:

$$c^2t'^2 - x'^2 = c^2t^2 - x^2 = inv.$$

ავარჩიოთ ინვარიანტის რიცხვით მნიშვნელობად ჯერ შემთხვევა, როცა ის უდრის +1-ს. იმ წერტილების გეომეტრიული ადგილი, რომელთათვის ინვარიანტი ერთის ტოლია არის ჰიპერბოლა, რომლის ორი შტო (დადებითი და უარყოფითი დროის სათანადო) მდებარეობს სინათლის კონუსის მომავალ და წარსულ ნაწილებში. განვიხილოთ ზედა შტო: ცხადია, იგი კვეთს ორივე სისტემის ღერძებს წერტილებში, რომლებიც ნახაზზე აღნიშნულია A და A_1 -ით. ვინაიდან ამ ღერძებს ერთნაირად კოორდინატების ნულოვანი მნიშვნელობები, ზედა პირობებიდან მიიღება, რომ OA და OA_1 მონაკვეთები ერთის ტოლია. მასასადაამე, ეს მონაკვეთები ერთეულად უნდა მივიღოთ სათანადო ღერძებზე. სრულიად ანალოგიურად, სიგრძეული კოორდინატის, ე. ი. სიგრძის ერთეულად უნდა ავიღოთ OB და OB_1 მონაკვეთები, რომლებსაც ჰიპერბოლა $c^2t'^2 - x'^2 = c^2t^2 - x^2 = -1$ მოჰკვეთს OX და OX_1 ღერძებს.

ვხედავთ, რომ უშტრიხო და შტრიხიან სისტემებში სიგრძისა და დროის ერთეულები ერთნაირი ზომის მონაკვეთებით არ გამოისახება, რაც ართულებს სხეულთა სიგრძეებისა და მოვლენათა ხანგრძლივობების შედარებას სხვადასხვა ინერციულ სისტემებში. მიუხედავად ამისა, გეომეტრიული წარმოდგენაც არანაკლებ ნათელ სურათს იძლევა, ვიდრე ლორენცის გარ-

დაქმნებით სარგებლობა. ამის საილუსტრაციოდ განვიხილოთ ფსევდოევკლიდური გეომეტრიის ზოგიერთი თავისებურებანი მინკოვსკის სიბრტყეზე (x_0, x_1) . მოვიყვანოთ ოდნავ განსხვავებული, მაგრამ იმავე შინაარსის დამხმარე ნახაზი



ნახაზი 20. მასშტაბების შედარება მინკოვსკის სიბრტყეზე

მონაკვეთებით Oa , Ob ამ სიბრტყეზე გამოსახულია დროითი $x_0 = ct$ და სივრცითი x_1 ღერძების ერთეულოვანი მასშტაბები. ზედა მრუდი არის ჰიპერბოლის კალთა, რომელიც აღინერება განტოლებით

$$x_0^2 - x_1^2 = +1,$$

ხოლო ქვედა მრუდი, განტოლებით

$$x_0^2 - x_1^2 = -1$$

ამრიგად, კოორდინატთა სათავის და a წერტილიდან გამოსულ ჰიპერბოლაზე მდებარე ყველა წერტილი გაყოფილია დროის-მაგვარი ინტერვალით. ზუსტად ასევე, b წერტილიდან გამოსულ ჰიპერბოლაზე მდებარე ყველა წერტილი განცალკევებულია კოორდინატთა სათავიდან სივრცის-მაგვარი ინტერვალით. x_1 ღერძის პარალელური წყვეტილი წრფე, რომელიც გამოდის a წერტილიდან, გამოხატავს წერტილებს, კოორდინატით $x_0 = 1$ და ა. შ.

ამავე ნახაზზეა გამოსახული შტრიხის შემცველის წირები,

Oa' , Ob' , კოორდინატებით $x'_0 = 1$, $x'_1 = 1$. ეს წრფეები გამოხატავენ K' სისტემის კოორდინატთა ბადეს.

ნახაზიდან ჩანს, რომ K სისტემიდან K' სისტემაზე გადასვლა შეესაბამება სწორკუთხოვანი დეკარტის სისტემიდან მრუდწირულ კოორდინატთა სისტემაზე გადასვლას მინკოვსკის სიბრტყეზე. ეს ჩანს აგრეთვე უშუალოდ ლორენცის გარდაქმნებიდანაც.

მართლაც, გადავწეროთ ლორენცის გარდაქმნები შემდეგი სახით:

$$x'_0 = \frac{x_0 - \beta x_1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad x'_1 = \frac{x_1 - \beta x_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (28)$$

სადაც გამოყენებულია მინკოვსკის სიბრტყის აღნიშვნები

$$x_0 = ct, \quad x_1 = x, \quad x_2 = y, \quad x_3 = z; \quad \beta = v/c \quad (29)$$

ამ აღნიშვნებში ლორენცის მოყვანილი გარდაქმნები შეგვიძლია ასე ჩავწეროთ

$$\begin{aligned} x'_1 &= x_1 ch\theta - x_0 sh\theta \\ x'_0 &= -x_1 sh\theta + x_0 ch\theta \end{aligned} \quad (30)$$

$$\text{სადაც } ch\theta = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad sh\theta = \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad ch^2\theta - sh^2\theta = 1. \quad (31)$$

ამ გარდაქმნებისას დროის-მაგვარი ვექტორები, ანუ ვექტორები, რომლებიც ძვეს OO' წრფის ზემოთ, კოორდინატთა ნებისმიერ ინერციულ სისტემაში დარჩებიან დროის-მაგვარნი, რადგან მათი ბოლოები ძვეს ჰიპერბოლაზე, და ამრიგად, სივრცის-მაგვარი ვექტორებიც დარჩებიან სივრცის-მაგვარად.

თუ ამ გარდაქმნებს შევადარებთ ევკლიდურ მობრუნებებს სიბრტყეზე (იხ. ნახ. 1), ადვილად მივხვდებით, რომ ლორენცის გარდაქმნების მიმართ ინვარიანტული ინტერვალი (ვიხილავთ მხოლოდ (ct, x) სიბრტყეს)

$$s^2 = c^2 t^2 - x^2$$

შეგვიძლია გავხადოთ ნიშანგანსაზღვრული, თუ გამოვიყენებთ ჩასმას

$$u = ict \quad (32)$$

მაშინ ინტერვალის ზედა გამოსახულება მიიღებს სახეს

$$-(u^2 + x^2) \quad (33)$$

(ცხადია, სათანადოდ შეიცვლება ინტერვალების კლასიფიკაციაც, მაგრამ ამას სრულიადაც არ აქვს არსებითი მნიშვნელობა, და დაიყვანება სახელწოდებათა ურთიერთცვლილებაზე)

და ამ კვადრატების ჯამის შემნახველ გარდაქმნას ექნება ჩვენთვის ცნობილი სახე

$$x' = x \cos \varphi + u \sin \varphi \quad (34)$$

$$u' = u \cos \varphi - x \sin \varphi$$

აქ შემავალი სიდიდეების დასაკავშირებლად შევნიშნოთ, რომ ახალი ათვლის სისტემის სათავე ($x' = 0$) უნდა მოძრაობდეს ძველი სისტემის მიმართ v სიჩქარით, ე. ი. როცა $x' = 0$, უნდა გვექონდეს $x = vt = \frac{v}{ic}u$

ამის გათვალისწინება გარდაქმნის პირველ ფორმულაში გვაძლევს $tg \varphi = i v / c$. ცნობილი ტრიგონომეტრიული ფორმულების გამოყენებით

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

ვღებულობთ

$$\cos \varphi = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \quad \sin \varphi = i \frac{v/c}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

ანუ, მოყვანილი გარდაქმნები მიიღებენ სახეს

$$x' = \frac{x + i \frac{v}{c} u}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \quad u' = \frac{u - i \frac{v}{c} x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

და თუ ახლა დავუბრუნდებით u -ს ნაცვლად t ცვლადს, $t = u / ic$, საბოლოოდ მივიღებთ

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \quad t' = \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (35)$$

ლორენცის გარდაქმნებს სიბრტყეზე. სრული სივრცისათვის ამას უნდა დავუმატოთ განივი კოორდინატების უცვლელიობა.

სიჩქარეთა შეკრების (გარდაქმნის) ფორმულები ფარდობითობის სპეციალურ თეორიაში.

ამ ფორმულების მისაღებად დავეყრდნოთ ლორენცის გარდაქმნებს. განვიხილოთ ჩვენთვის უკვე კარგად ცნობილი ორი სისტემა K და K' . დავნეროთ ლორენცის გარდაქმნის ფორმულები ორი მოვლენისათვის, რომლების ხდება ორ სხვადასხვა მსოფლიო ნერტილში (ct_1, x_1, y_1, z_1) და (ct_2, x_2, y_2, z_2) :

$$t'_1 = \frac{t_1 - \frac{V_0}{c^2}x_1}{\sqrt{1 - V_0^2/c^2}}, \quad x'_1 = \frac{x_1 - V_0t_1}{\sqrt{1 - V_0^2/c^2}}, \quad y'_1 = y_1, \quad z'_1 = z_1$$

$$t'_2 = \frac{t_2 - \frac{V_0}{c^2}x_2}{\sqrt{1 - V_0^2/c^2}}, \quad x'_2 = \frac{x_2 - V_0t_2}{\sqrt{1 - V_0^2/c^2}}, \quad y'_2 = y_2, \quad z'_2 = z_2$$

თუ სხვაობებს განვიხილავთ, ვნერთ:

$$\Delta t' = t'_2 - t'_1, \quad \Delta x' = x'_2 - x'_1, \quad \Delta y' = y'_2 - y'_1, \quad \Delta z' = z'_2 - z'_1$$

ასეთივე აღნიშვნებს შემოვიტანთ კოორდინატების სხვაობებისათვის უშტრიხო სისტემაში. მაშინ ადვილად დავადგენთ, რომ სხვაობებისთვისაც ლორენცის გარდაქმნებს იგივე სახე ექნება

$$\Delta t' = \frac{\Delta t - \frac{V_0}{c^2} \Delta x}{\sqrt{1 - V_0^2 / c^2}}, \quad \Delta x' = \frac{\Delta x - V_0 \Delta t}{\sqrt{1 - V_0^2 / c^2}}, \quad \Delta y' = \Delta y, \quad \Delta z' = \Delta z \quad (36)$$

თუ განვიხილავთ შეფარდებებს, მივიღებთ

$$\frac{\Delta x'}{\Delta t'} = \frac{\Delta x - V_0 \Delta t}{\Delta t - \frac{V_0}{c^2} \Delta x} = \frac{\frac{\Delta x}{\Delta t} - V_0}{1 - \frac{V_0}{c^2} \frac{\Delta x}{\Delta t}},$$

$$\frac{\Delta y'}{\Delta t'} = \frac{\Delta y}{\Delta t'} = \frac{\Delta y \sqrt{1 - V_0^2 / c^2}}{\Delta t - \frac{V_0}{c^2} \Delta x} = \frac{\frac{\Delta y}{\Delta t} \sqrt{1 - V_0^2 / c^2}}{1 - \frac{V_0}{c^2} \frac{\Delta x}{\Delta t}};$$

$$\frac{\Delta z'}{\Delta t'} = \frac{\Delta z}{\Delta t'} = \frac{\Delta z \sqrt{1 - V_0^2 / c^2}}{\Delta t - \frac{V_0}{c^2} \Delta x} = \frac{\frac{\Delta z}{\Delta t} \sqrt{1 - V_0^2 / c^2}}{1 - \frac{V_0}{c^2} \frac{\Delta x}{\Delta t}}$$

ახლა გადავიდეთ ზღვარზე, როცა დროის ინტერვალი მის-
წრაფის ნულისკენ. როგორც ვიცით, ამ ზღვარს წარმოებული
ენოდება და სიჩქარის ტოლია, $\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta x}{\Delta t} = v_x$, და ა. შ.

ამიტომ საბოლოოდ ვღებულობთ სიჩქარეთა გარდაქმნის
ფორმულებს

$$\boxed{v'_x = \frac{v_x - V_0}{1 - \frac{V_0 v_x}{c^2}}, \quad v'_y = \frac{v_y \sqrt{1 - V_0^2 / c^2}}{1 - \frac{V_0 v_x}{c^2}}, \quad v'_z = \frac{v_z \sqrt{1 - V_0^2 / c^2}}{1 - \frac{V_0 v_x}{c^2}} \quad (37)}$$

მივიღეთ სიჩქარეთა შეკრების საძიებელი ფორმულები ფარ-
დობითობის სპეციალურ თეორიაში. შებრუნებული გარდაქმნე-
ბი მიიღება, როგორც ჩვეულებრივად, თუ შტრიხიან სიდიდეებს
შევცვლით უშტრიხოთი და სისტემის სიჩქარეს ავრეკლავთ,

$$\boxed{v_x = \frac{v'_x + V_0}{1 + \frac{V_0 v'_x}{c^2}}, \quad v_y = \frac{v'_y \sqrt{1 - V_0^2 / c^2}}{1 + \frac{V_0 v'_x}{c^2}}, \quad v_z = \frac{v'_z \sqrt{1 - V_0^2 / c^2}}{1 + \frac{V_0 v'_x}{c^2}} \quad (38)}$$

მიღებული ფორმულებიდან გამომდინარეობს, რომ სინათლის სიჩქარე უნივერსალურია, და რომ სიჩქარეთა შეკრებით არასდროს მიიღება სინათლეზე მეტი სიჩქარე.

მაგალითად, ვთქვათ, $v'_y = v'_z = 0$, $v'_x = c$. მაშინ მიღებული ფორმულებიდან გვექნება

$$v_x = (c + V) \left(1 + cV / c^2\right)^{-1} = c, \quad v_y = v_z = 0$$

რა თქმა უნდა, ეს შედეგი სავსებით ბუნებრივია და მოსალოდნელი იყო, რადგან თვით ეს ფორმულები, საბოლოო ჯამში, გამოყვანილი იყო სინათლის სიჩქარის მუდმივობის მოთხოვნით.

ვთქვათ, სინათლის ორი სხივი ერთმანეთის შემხვედრად მოძრაობს, ანუ $v'_x = c$, $V_0 = -c$, მაშინაც გამომდინარეობს, რომ $v_x = c$. ამის მიღებისას მოგვიწევს განუზღვრელობის გახსნა.

შევნიშნოთ, რომ როცა ორივე შესაკრები სიჩქარე ნაკლებია სინათლის სიჩქარეზე, მაშინ აინშტაინის ფორმულების მიხედვით ჯამური სიჩქარეც c -ზე ნაკლები გამოდის.

მართლაც, ვთქვათ

$$u = c(1 - \alpha), \quad v = -c(1 - \beta), \quad 0 < \alpha, \beta < 1$$

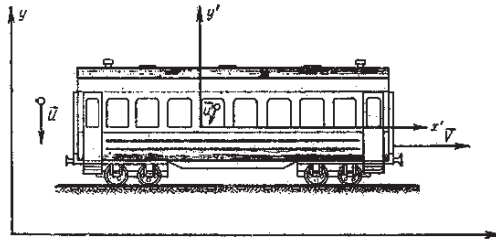
მაშინ კლასიკური შეკრების თეორემა მოგვცემდა შედეგად $u' = u - v = c(2 - \alpha - \beta)$ და თუ $\alpha + \beta < 1$, მაშინ გამოდის, რომ $u' > c$

ამ დროს აინშტაინის წესი გვაძლევს $u' = c \frac{2 - \alpha - \beta}{2 - \alpha - \beta + \alpha\beta} < c$. უნდა აღინიშნოს, რომ ლორენცის გარდაქმნების მიმართ ინვარიანტულია მარტო სინათლის სიჩქარის აბსოლუტური მნიშვნელობა და არა მისი მიმართულება. მიმართულების ცვლილება ცხადად ჩანს გარდაქმნის ფორმულებიდან. რაც შეეხება სინათლის სიჩქარის მოდულს, ადვილად დავადგენთ, რომ თუ K' სისტემაში სინათლის სიჩქარეა c , ანუ თუ

$v'^2 = v_x'^2 + v_y'^2 + v_z'^2 = c^2$, მაშინ K სისტემაშიც სინათლის სიჩქარეს მოვძებნით გარდაქმნის ფორმულების გამოყენებით და დავრწმუნდებით, რომ აქაც

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 = c^2$$

მაშასადამე, როგორც მოსალოდნელი იყო, სინათლის სიჩქარის სიდიდე ინვარიანტული რჩება ლორენცის გარდაქმნების დროს, ანუ ათვლის ერთი ინერციული სისტემიდან მეორეზე გადასვლის დროს. გავიხილოთ შემდეგი სასარგებლო მაგალითი:



ნახაზი 21. აბერაციის მოვლენა

v სიჩქარით მოძრავი მატარებლის ფანჯრის მინაზე ვერტიკალურად ეცემა წვიმის წვეთები

მაშინ OX მიმართულებით v სიჩქარით მოძრავ მატარებელთან დაკავშირებულ სისტემაში წვეთების სიჩქარის პროექციები იქნება:

$$u'_x = -v; \quad u'_y = -u\sqrt{1 - v^2/c^2}; \quad u'_z = 0.$$

ამრიგად, ვერტიკალთან წვეთები ვაგონის მინაზე შექმნიან კუთხეს,

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{u'_x}{u'_y} = \frac{v}{u\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (39)$$

შევნიშნოთ, რომ კლასიკურ მექანიკაში მიიღებოდა $u'_x = -v, \quad u'_y = -u, \quad u'_z = 0,$

ხოლო კუთხისთვის $tg\alpha = v/u$ ანუ v^2/c^2 რიგის წევრებით განსხვავებული შედეგი.

თუ ახლა წვიმის წვეთების ნაცვლად გადავალთ ამოცანაზე მოძრავ სისტემაში სინათლის სხივების მიმართულების შესახებ, წინა ფორმულიდან $u = c$ ჩასმის შედეგად სინათლის სხივების გადახრის კუთხისათვის მივიღებთ

$$tg\alpha = \frac{v/c}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

ნიუტონის მექანიკაში ეს გადავა გამოსახულებაში, $tg\alpha \approx \frac{v}{c}$.

ეს ფორმულები იძლევიან ვარსკვლავთა სინათლის აბერაციის მოვლენის თეორიას.

ასევე მარტივად და თანმიმდევრულად აიხსნება სინათლის გავრცელებასთან დაკავშირებული სხვა ცდები, როგორცაა, ფიზოს ცდა, მაიკელსონ-მორლის ცდა და საზოგადოდ, მოძრავი გარემოს ოპტიკის ყველა ექსპერიმენტი, რომლებსაც დაინტერესებული მკითხველი ნახავს სათანადო სახელმძღვანელოებში. ამავე ცდების ახსნისას აინშტაინის წესით პრაქტიკულად გამოირიცხება სინათლის გადამტანი რაიმე გარემოს, კერძოდ, ეთერის საჭიროება.

გავარჩიოთ ახლა რამდენიმე ამოცანა სიჩქარეთა შეკრების თემაზე:

ამოცანა :

ვთქვათ, გვაქვს მრავალსაფეხურიანი ესკალატორი, რომლის საფეხურები ერთმანეთის მიმართ მოძრაობენ v სიჩქარით. ანუ, თუ პირველი საფეხურის სიჩქარეა v , მაშინ მეორე საფეხურის სიჩქარე პირველის მიმართ არის v , მესამისა მეორის მიმართ აგრეთვე არის v და ა. შ. დავუშვათ, რომ ადამიანი ადის ასეთ ესკალატორზე. განვსაზღვროთ ადამიანის სიჩქარე მე- n საფეხურზე.

ამოხსნა: პირველ საფეხურზე ადამიანის სიჩქარეა $u_1 = v$,

მეორეზე
$$u_2 = \frac{2v}{1 + \frac{v^2}{c^2}} = \frac{2v}{1 + \beta^2}, \quad \beta = \frac{v}{c}.$$
 შემოვიღოთ

აღნიშვნა
$$\beta_i = \frac{v_i}{c} \quad (i = 1, 2, \dots, n)$$

მაშინ შეგვიძლია დავწეროთ

$$\beta_1 = \beta = \frac{(1+\beta) - (1-\beta)}{(1+\beta) + (1-\beta)} \quad \beta_2 = \frac{2\beta}{1+\beta^2} = \frac{(1+\beta)^2 - (1-\beta)^2}{(1+\beta)^2 + (1-\beta)^2}$$

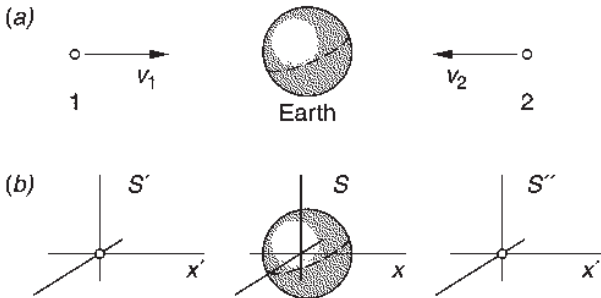
$$\beta_3 = \frac{2\beta}{1+\beta^2} + \beta = \frac{(1+\beta)^3 - (1-\beta)^3}{(1+\beta)^3 + (1-\beta)^3} \text{ და ა. შ. } \beta_n = \frac{(1+\beta)^n - (1-\beta)^n}{(1+\beta)^n + (1-\beta)^n}$$

მაშასადამე, საძიებელი სიჩქარე იქნება $v_n = c \frac{(1+\beta)^n - (1-\beta)^n}{(1+\beta)^n + (1-\beta)^n}$

როცა $\beta \rightarrow 0$, მივიღებთ კლასიკური მექანიკის შედეგს, $v_n = n v_1$, რომელიც შეიძლება გახდეს რაგინდ დიდი, როცა $n \rightarrow \infty$. სინამდვილეში მიღებული ფორმულა $n \rightarrow \infty$ -ისთვის გვაძლევს $v_\infty = c$

სიჩქარეთა შეკრების წესის დემონსტრირებისთვის სხვა მაგალითებში, განვიხილოთ შემდეგი **ამოცანა**:

ვთქვათ, კოსმოსური სხივების პროტონების ორი ნაკადი უახლოვდება დედამიწას ურთიერთსანინაალმდეგო მიმართულებიდან (იხ. ნახაზი 22). დედამიწის მიმართ მათი სიჩქარეები იყოს $v_1 = 0.6c$ და $v_2 = -0.8c$. როგორია დედამიწის სიჩქარე თითოეული პროტონის მიმართ და თითოეული პროტონის სიჩქარე მეორის მიმართ?



ნახაზი 22. ნაწილაკები დედამიწის სხვადასხვა მხრიდან

ნაწილაკები და დედამიწა განვიხილოთ როგორც ინერციული სისტემები S' , S'' , S მათი ერთმანეთის პარალელური სათანადო X - ღერძებით. ნაჩვენები განლაგებისას $v_1 = v_{1x} = 0.6c$ და $v_2 = v_{2x} = -0.8c$.

მე-2 პროტონის სიჩქარის საპოვნელად პირველი პროტონის მიმართ უნდა გამოვიყენოთ სიჩქარეთა შეკრების (38) ფორმულა, ე. ი. მეორის სიჩქარე S' სისტემაში. მისი სიჩქარე S სისტემაში იყო $v_{2x} = -0.8c$. ამ სისტემაში S' სისტემას S სისტემის მიმართ აქვს ფარდობითი სიჩქარე $v_1 = 0.6c$. მაშინ განტოლება გვაძლევს:

$$v'_{2x} = \frac{-0.8c - 0.6c}{1 - 0.6c(-0.8c)/c^2} = \frac{-1.4c}{1.48} = -0.95c$$

ანუ, პირველი პროტონი ხედავს მის მიმართ $0.95c$ სიჩქარით მოძრავ მეორე პროტონს. ცხადია, რომ S'' სისტემის დამკვირვებელმა უნდა მიიღოს ამასთან თავსებადი (შეთანხმებული) შედეგი. გამოთვლით ადვილად ვაჩვენებთ, რომ

$$v''_{1x} = \frac{0.6c - (-0.8c)}{1 - 0.6c(-0.8c)/c^2} = \frac{1.4c}{1.48} = 0.95c$$

ერთდროულობის იდეის დემონსტრირების და სიჩქარეთა შეკრების კანონის გამოყენების მიზნით განვიხილოთ შემდეგი ამოცანა, რომელიც გამოიყურება როგორც პარადოქსი:

ამოცანა: AB ღერო ორიენტირებულია K' სისტემის X' ღერძის პარალელურად და v' სიჩქარით მოძრაობს ამ სისტემის y' -ღერძის გასწვრივ. თავის მხრივ K' სისტემა მოძრაობს K სისტემის მიმართ V სიჩქარით (იხ. ნახაზი 23). იპოვეთ კუთხე ღეროსა და X ღერძს შორის K -სისტემაში.

ამოხსნა: უმჯობესია ყურადღება მივაქციოთ ერთდროულობის ფარდობითობას. K' სისტემაში ღერო პარალელურია X' ღერძისა ნიშნავს, რომ A და B ნერტილების y' მდგენელები დროის ერთსადაიმავე მომენტში ერთმანეთის ტოლია. რაც აღარ მოხდება K სისტემაში.

თუ K სისტემაში ღეროს სიჩქარის \mathcal{Y} მდგენელს აღვნიშნავთ v_y -ით, მაშინ გვექნება თანაფარდობა (იხ. სიჩქარეთა შეკრების წესი (38)).

$$v_y = v'_y \sqrt{1 - \beta^2} = v' \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}$$

რალაც t_A და t_B მომენტებისთვის A და B წერტილების \mathcal{Y} კოორდინატების ცვლილებანი იქნება

$$\Delta y_A = v_y \cdot \Delta t_A, \quad \Delta y_B = v_y \Delta t_B$$

ხოლო საძიებელი კუთხე K სისტემაში არის:

$$\operatorname{tg} \vartheta = \frac{\Delta y_B - \Delta y_A}{x_B - x_A} = \frac{v_y (\Delta t_b - \Delta t_a)}{x_B - x_A} = v' \sqrt{1 - \beta^2} \frac{(\Delta t_b - \Delta t_a)}{x_B - x_A}$$

ლორენცის გარდაქმნებიდან გვაქვს (რადგან სანყისი მომენტები ემთხვეოდა და ამიტომ, $\Delta t \sim t$):

$$\Delta t_A = \frac{t'_A + \frac{V}{c^2} x'_A}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \Delta t_B = \frac{t'_B + \frac{V}{c^2} x'_B}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

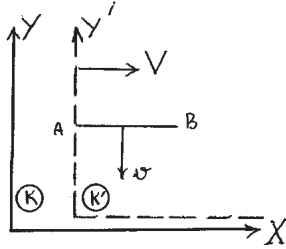
$$\text{მაგრამ } t'_B = t'_A \text{ . ე. ი. } \Delta t_B - \Delta t_A = \frac{V}{c^2} \frac{x'_B - x'_A}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

გამოვიყენოთ ახლა ლორენცის გარდაქმნა $x_B = \frac{x'_B + V t'_B}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ და იგივე A წერტილისთვის. მივიღებთ

$$x_B - x_A = \frac{x'_B - x'_A}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \text{ საიდანაც } x'_B - x'_A = (x_B - x_A) \sqrt{1 - \beta^2}$$

ამიტომაც, საბოლოოდ $\Delta t_b - \Delta t_A = \frac{V}{c^2} (x_B - x_A)$, ხოლო

კუთხისთვის მიიღება $\operatorname{tg} \vartheta = \frac{v' V}{c^2} \sqrt{1 - \beta^2}$



ნახაზი 23. ლეროს შემობრუნება

ამრიგად, ვარდნილი ლერო შემობრუნდება გამოთვლილი კუთხით.

ამოცანები დამოუკიდებლად სამუშაოდ:

1. სიჩქარის გარდაქმნის რელატივისტური კანონის საფუძველზე დაამტკიცეთ შემდეგი დებულებები:

1. $u' > c \rightarrow u > c$ 3. $u' = -c^2 / v \rightarrow u = \infty$

2. $u' = \infty \rightarrow u = c^2 / v$ 4. $u' < c \rightarrow u < c$

2. თუ ერთ-ერთ სისტემაში გვაქვს სინათლეზე მეტი სიჩქარის სიგნალი, მოიძებნება ისეთი სისტემა, რომელშიც მისი სიჩქარე არის უსასრულოა.

3. ათვლის K სისტემაში ნაწილაკები მოძრაობენ ერთმანეთის შესახვედრად u_1 და u_2 სიჩქარეებით. აჩვენეთ, რომ მათი დაახლოების „სიჩქარე“ არ არის ინვარიანტი, ე. ი. განსხვავდება K და K' სისტემებში.

პასუხში გამოჩნდება, რომ ნაწილაკთა დაახლოების სიჩქარე მათთვის გარეშე ათვლის სისტემაში არ არის თავისი შინაარსით რაიმე მატერიალური ობიექტის სიჩქარე და ამიტომ, მოდულით შეიძლება იყოს ნებისმიერი!

4. წინა ამოცანის პირობაში ჩავთვალოთ, რომ ნაწილაკები სინათლის გამოსხივების წყაროებს წარმოადგენენ და ვუპასუხოთ შემდეგ შეკითხვებს: ა) გამოვთვალოთ სინათლის წყაროების დაახლოების სიჩქარე, 2) ნაწილაკთა მიერ გამოსხივებული სინათლეების დაახლოების სიჩქარე, 3) ერთი წყაროს მოძრაობის სიჩქარე მეორის ათვლის სისტემაში. პასუხები შეადარეთ კლასიკური მექანიკის შედეგებს.

მინკოვსკის სივრცე

როგორც ზემოთ ითქვა, აინშტაინის ფარდობითობის სპეციალურ თეორიას მინკოვსკიმ მისცა გეომეტრიული ინტერპრეტაცია 4-განზომილებიანი სივრცის შემოტანით. 4-განზომილებიანი სივრცეში ყოველი წერტილი ხასიათდება სამი სივრცული და ერთი დროითი კოორდინატით. ამრიგად, ამ სივრცის წერტილები შეესაბამებიან გარკვეულ ფიზიკურ მოვლენას. თუ ფორმალურად წარმოვიდგენთ 4 ურთიერთმართობულ ღერძს, ამ სივრცის დეკარტის კოორდინატებისთვის შეგვიძლია ვისარგებლოთ ერთგვაროვანი აღნიშვნებით

$$x = (x_1, x_2, x_3, x_4) \quad (40)$$

სადაც მე-4 კოორდინატა არის წარმოსახვითი, $x_4 = ict$. ამის გარდა, უფრო ხშირად გამოიყენება ხოლმე აღნიშვნები, სადაც ყველა კოორდინატი ნამდვილია

$$x_\mu = (x_0, x_1, x_2, x_3), \quad x_0 = ct \quad (41)$$

გავიხსენოთ ინტერვალის ცნება ორ უსასრულოდ ახლოს მყოფ მოვლენას შორის

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$$

რაც მინკოვსკის კოორდინატებში ასე გადაიწერება

$$ds^2 = -(dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 + dx_4^2) = -dx_i^2$$

ამრიგად, მინკოვსკის სივრცეში ინტერვალის ყოფილა 4-განზომილებიანი ელემენტარული სიგრძის კვადრატი უარყოფითი ნიშნით

$$ds^2 = -dx^2 = -\delta_{ik} dx_i dx_k$$

სადაც δ_{ik} არის კრონეკერის სიმბოლო.

$$\delta_{ik} = \begin{cases} 1, & \text{if } i = k \\ 0, & \text{if } i \neq k \end{cases}$$

მინკოვსკის სივრცეში 4-ვექტორის კვადრატი არ არის დადებითად განსაზღვრული ევკლიდური სივრცისგან განსხ-

ვაგებით. ამიტომ მას ფსევდოევკლიდურ სივრცეს უწოდებენ.

ინტერვალის ჩანერა შეგვიძლია მეტრიკული სახითაც, თუ გამოვიყენებთ ნულოვან პროექციას, ანუ x_μ - სახეს:

$$ds^2 = g_{\mu\nu} x^\mu x^\nu; \quad (\mu, \nu = 0, 1, 2, 3), \quad (42)$$

სადაც მეტრიკულ ტენზორს ექნება სახე:

$$g = \begin{pmatrix} +1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (43)$$

$$ds^2 = g_{00}x_0^2 + g_{11}x_1^2 + g_{22}x_2^2 + g_{33}x_3^2 = x_0^2 - x_1^2 - x_2^2 - x_3^2$$

ლიტერატურაში გამოიყენება ორივე აღნიშვნა. მინკოვსკის კოორდინატებს ის უპირატესობა აქვთ, რომ ფორმალურად, ფსევდოევკლიდურ სივრცეში შეგვიძლია გამოვიყენოთ ევკლიდის სივრცის აღგებრა.

ლორენცის გარდაქმნები მინკოვსკის კოორდინატებში

ცხადია, რომ ლორენცის გარდაქმნებს (13) ამ კოორდინატებში ექნება შემდეგი სახე

$$x' = \frac{x_1 + i\beta x_4}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad x'_2 = x_2, \quad x'_3 = x_3, \quad x'_4 = \frac{x_4 - i\beta x_1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (44)$$

შემოვიღოთ აღნიშვნები

$$ch\theta = \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}, \quad sh\theta = \beta\gamma, \quad th\theta = \beta \quad (45)$$

სადაც შემოვიტანეთ ჰიპერბოლური ფუნქციები - $ch\theta$, $sh\theta$ და $th\theta$. სიდიდეს θ უწოდებენ **სისწრაფეს**. ცნობილია, რომ $ch\theta = \cos i\theta$, $sh\theta = -i \sin i\theta$, $th\theta = -itg i\theta$. ამ ცვლადებში ლორენცის გარდაქმნები მიიღებს სახეს:

$$\begin{aligned}
x'_1 &= \cos i\theta \cdot x_1 + \sin i\theta \cdot x_4 \\
x'_2 &= x_2 \\
x'_3 &= x_3 \\
x'_4 &= -\sin i\theta \cdot x_1 + \cos i\theta \cdot x_4
\end{aligned}
\tag{46}$$

რომელიც შეგვიძლია განვიხილოთ როგორც მინკოვსკის 4-განზომილებიან სივრცეში სათავის ირგვლივ x_1x_4 სიბრტყეში მობრუნება წარმოსახვით $i\theta$ კუთხეზე. ე. ი. K' სისტემის სათავის გადატანას x ლერძის გასწვრივ V სიჩქარით შეესაბამება x_1x_4 სიბრტყეში მობრუნება წარმოსახვით $i\theta$ კუთხეზე. ცხადია, რომ (46) წარმოადგენს წრფივ ორთოგონალურ გარდაქმნას მატრიცით

$$A(V) = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & i\beta\gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -i\beta\gamma & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix}
\tag{47}$$

მისი შესაბამისი დეტერმინანტი ერთის ტოლია. მართლაც

$$\Delta(\theta) = \gamma^2 - \beta^2\gamma^2 = \gamma^2(1 - \beta^2) = 1
\tag{48}$$

ამ გარდაქმნას უწოდებენ ლორენცის კერძო გარდაქმნას, რადგან ის შეესაბამება K' სისტემის მოძრაობას x_1 ლერძის გასწვრივ. ზოგად შემთხვევაში ლორენცის გარდაქმნა ჩაინერება ზოგადი სახის წრფივი ორთოგონალური გარდაქმნებით

$$x'_i = a_{ik}x_k, \quad (i, k = 1, 2, 3, 4)
\tag{49}$$

ეს გარდაქმნები მინკოვსკის სივრცეში ინვარიანტულს ტოვებს 4-განზომილებიანი ვექტორის „სიგრძეს“, $x_i^2 = -x^2$.

მათ ლორენცის ზოგად გარდაქმნებს უწოდებენ, რადგან ისინი შეიცავენ არა მარტო მობრუნებებს მინკოვსკის x_1x_k სიბრტყეში, არამედ არეკვლებსაც (ინვერსიებს) – კენტი რაოდენობის საკოორდინატო ღერძების სარკისებურ არეკვლას. ასეთი გარდაქმნის დეტერმინანტი არის -1 და ლორენცის არა-

საკუთრივ გარდაქმნებს უწოდებენ. ამის საპირისპიროდ, +1 დეტერმინანტის მქონე მატრიცებით გარდაქმნებს უწოდებენ საკუთრივს.

უკვე ითქვა, რომ რომელიმე სიბრტყეში მობრუნება შეესაბამება გარკვეული ღერძის გასწვრივ K' -სისტემის სათავის მოძრაობას V სიჩქარით.

განვიხილოთ ლორენცის ორი თანმიმდევრული გარდაქმნა – ერთი, როცა K სისტემის მიმართ K' -სისტემა მოძრაობს V_1 სიჩქარით x_1 ღერძის გასწვრივ, შესაბამისი მატრიცა იყოს $A(V_1)$, ხოლო მეორე გარდაქმნა შეესაბამებოდეს K_2 მესამე ათვლის სისტემის მოძრაობას K_1 სისტემის x -ღერძის მიმართ V_2 სიჩქარით, რომლის მატრიცაა $A(V_2)$. შეგვიძლია დავუკავშიროთ ნერტილის კოორდინატები ამ სისტემისა საწყისი სისტემის კოორდინატებს. ამ გარდაქმნის მატრიცა უნდა მიიღებოდეს ნამრავლით $A(V_1, V_2) = A(V_1)A(V_2)$. გამრავლება იძლევა მატრიცას

$$A(V_1, V_2) = \begin{pmatrix} \gamma_2 & 0 & 0 & i\beta_2\gamma_2 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -i\beta_2\gamma_2 & 0 & 0 & \gamma_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \gamma_1 & 0 & 0 & i\beta_1\gamma_1 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -i\beta_1\gamma_1 & 0 & 0 & \gamma_1 \end{pmatrix}$$

ანუ

$$A(V_1, V_2) = \begin{pmatrix} (1 + \beta_1\beta_2)\gamma_1\gamma_2 & 0 & 0 & i(\beta_1 + \beta_2)\gamma_1\gamma_2 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -i(\beta_1 + \beta_2)\gamma_1\gamma_2 & 0 & 0 & (1 + \beta_1\beta_2)\gamma_1\gamma_2 \end{pmatrix}$$

ამ მატრიცას ადვილად მიეცემა ჩვეულებრივი სახე, ოღონდ სიჩქარის როლს შეასრულებს გამოსახულება

$$V = \frac{V_1 + V_2}{1 + \frac{V_1 V_2}{c^2}} \quad (50)$$

რაც წარმოადგენს აინშტაინის სიჩქარეთა შეკრების კანონს ერთგანზომილებიანი მოძრაობისათვის.

ამრიგად, ზემოთ განხილული ლორენცის ორი თანმიმდევრული პარალელური გარდაქმნა ისევ ლორენცის გარდაქმნა ყოფილა, რომელიც შეესაბამება ჯამურ სიჩქარეს, სიჩქარეთა შეკრების რელატივისტური კანონის მიხედვით.

ამ ფორმულიდან ვღებულობთ

$$\frac{V}{c} = th\theta = \frac{th\theta_1 + th\theta_2}{1 + th\theta_1 th\theta_2} = th(\theta_1 + \theta_2) \quad (51)$$

$$\text{ანუ } \theta = \theta_1 + \theta_2 \quad (52)$$

ე. ი. ლორენცის თანმიმდევრული პარალელური გარდაქმნების დროს იკრიბება სისწრაფეები. თურმე სისწრაფე ადიტიურ სიდიდეს წარმოადგენს.

ამის შემდეგ ადვილია მინკოვსკის სივრცეში სხვადასხვა რანგის ტენზორული სიდიდეების შემოღება. იმის აღსანიშნავად, რომ ეს ტენზორები განსაზღვრული იქნებიან მინკოვსკის სივრცეში, მათ 4-ტენზორებს ვუწოდებთ. მაგალითად, 4-ვექტორი ეწოდება ისეთი 4 სიდიდის A_1, A_2, A_3, A_4 ერთობლიობას, რომლებიც კოორდინატთა სისტემის მობრუნებისას გარდაიქმნებიან როგორც კოორდინატები, ე. ი. შემდეგი წესით:

$$A'_1 = \frac{A_1 + i\beta A_4}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad A'_2 = A_2, \quad A'_3 = A_3, \quad A'_4 = \frac{A_4 - i\beta A_1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (53)$$

ამასთან მე-4 კომპონენტი წმინდა წარმოსახვითი სიდიდეა, $A_4^2 = -|A_4|^2$. რაც შეეხება კოვარიანტულ აღნიშვნებს, კოორდინატები (43) მეტრიკული ტენზორით გარდაიქმნებიან და იგივე გარდაქმნა გადადის 4-ვექტორებზეც. ჩვენ აქ დეტალებში შესვლას თავს ავარიდებთ, რადგან მოგვიწევდა კონტრავარიანტული და კოვარიანტული სიდიდეების შემოყვანა. მაშასადამე, ჩავთვლით, რომ ნებისმიერი 4-ვექტორი ლორენცის კერძო გარდაქმნების მიმართ გარდაიქმნება ზემოთ მოყვანილი კანონით.

ოთხგანზომილებიანი და სამგანზომილებიანი სიჩქარეები მინკოვსკის სივრცეში

მატერიალური ნერტილის წრფივი და თანაბარი მოძრაობა მინკოვსკის სივრცეში, როგორც ზემოთ ვნახეთ, გამოიხატება წრფეებით. ხოლო არათანაბრად მოძრავი ნერტილები გამოსახული იქნება მრუდი წირებით. ყოველ მოცემულ ნერტილში ასეთი მოძრაობა ხასიათდება მსოფლიო წირის მიმართ გავლებული მხებების მიმართულებით. მხები შეგვიძლია განვმარტოთ როგორც ოთხგანზომილებიანი ვექტორი კომპონენტებით

$$dx_i / ds \quad (i = 0, 1, 2, 3),$$

სადაც $(ds)^2 = (dx_0)^2 - (dx_1)^2 - (dx_2)^2 - (dx_3)^2$ არის ინტერვალის ელემენტის კვადრატი, რომელიც არის ოთხგანზომილებიანი ინვარიანტი. მინკოვსკის ტერმინოლოგიით ამ ვექტორს უწოდებენ *მსოფლიო მხებს*. მისი კომპონენტები შეგვიძლია გამოვსახოთ შემდეგნაირად:

$$\frac{dx_i}{ds} = \frac{1}{c} \frac{dx_i / dt}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}} \quad (54)$$

სხვა სიტყვებით რომ ვთქვათ, ამ ვექტორს აქვს 4 შემდეგი კომპონენტი

$$\left(\frac{1}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}, \frac{v_x / c}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}, \frac{v_y / c}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}, \frac{v_z / c}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}} \right) \quad (55)$$

როდესაც $v \ll c$, ამ ვექტორის ნულოვანი კომპონენტი გადადის 1-ში, ხოლო დანარჩენი კომპონენტები გადადიან 3-განზომილებიანი v/c სიჩქარის ვექტორის კომპონენტებში, ამრიგად, c -ზე გამრავლებული ოთხ-ვექტორი შეგვიძლია განვიხილოთ როგორც ოთხგანზომილებიანი განზოგადება ჩვეულებრივი სამგანზომილებიანი სიჩქარისა, \mathbf{v} , ე. ი.

$$U_i \equiv c \frac{dx_i}{ds} = \frac{dx_i}{dt \sqrt{1 - v^2 / c^2}} = \frac{dx_i}{d\tau}, \quad (56)$$

სადაც $d\tau = dt\sqrt{1-v^2/c^2}$ არის საკუთარი დროის ელემენტი. ცხადია, რომ 4-სიჩქარის ვექტორის სიგრძე მინკოვსკის სივრცეში ტოლია

$$U_i U^i = U_0^2 - U_1^2 - U_2^2 - U_3^2 = c^2 \quad (57)$$

ოთხგანზომილებიან ფსევდოევკლიდურ სივრცეში (აღნიშნული) წესით შემოტანილი სიდიდე არის კოვარიანტული ფიზიკური სიდიდე, სამგანზომილებიანი ვექტორის განზოგადება. თვითონ სამ-განზომილებიანი სიჩქარე არ არის ასეთი კოვარიანტული ფიზიკური სიდიდე, რადგან არ ადგენს სიმრავლეს, რომელიც სწორად გარდაიქმნებოდა როგორც ოთხგანზომილებიანი ვექტორი ლორენცის გარდაქმნებისას.

მხოლოდ მცირე სიჩქარეებისთვის, როცა ლორენცის გარდაქმნები გადადიან გალილეის გარდაქმნებში \boldsymbol{v} ვექტორი ხდება ფიზიკურად სწორად შემოტანილი სიდიდე. U_i -ვექტორის კომპონენტები, როგორც სხვა ნებისმიერი 4-განზომილებიანი ვექტორის კომპონენტები \boldsymbol{v} სიჩქარით მოძრავ სისტემაზე გადასვლისას გარდაიქმნებიან როგორც dx_i კომპონენტები, ე. ი. ლორენცის გარდაქმნების მიხედვით

$$U'_1 = \frac{U_1 - \beta U_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad U'_2 = U_2, \quad U'_3 = U_3, \quad U'_0 = \frac{U_0 - \beta U_1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (58)$$

ფიზიკის ამოცანებში გვხვდება სხვადასხვა 4-ვექტორები, რომლებიც მნიშვნელოვან ფუნქციას ასრულებენ ამა თუ იმ ფიზიკური მოვლენის აღწერაში. ქვემოთ ნაჩვენები იქნება ზოგიერთი მათგანი და გავარკვევთ მათს ფიზიკურ როლს. დავინწყით, პირვე რიგში ე. წ. ტალღური 4-ვექტორიდან.

ტალღური ოთხვექტორი

განვიხილოთ ბრტყელი მონოქრომატული ტალღა. მისი სახე ასე იწერება:

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \text{const} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad (59)$$

სადაც $\mathbf{k} = \frac{\omega}{c} \mathbf{n}$ ტალღური ვექტორია, ხოლო $\mathbf{n} = \frac{\mathbf{k}}{k}$ - ერთეულ-ლოვანი ორტი ტალღის გავრცელების მიმართულებით. ω არის ე. წ. ციკლური სიხშირე*, რომელიც განისაზღვრება კავშირით

$$\omega = ck$$

შემოაქვთ ტალღის ფაზა

$$\theta = \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t \quad (60)$$

რომლის საშუალებითაც ტალღური ვექტორი და სიხშირე ასე განიმარტება

$$\mathbf{k} = \nabla \theta, \quad \omega = -\frac{\partial \theta}{\partial t} \quad (61)$$

ცხადია, ფაზა ინვარიანტული სიდიდეა, როგორც სკალარი. ამიტომ ფაზა 4-აღნიშვნებით ასედაც ჩაინერება

$$\theta = k_j x_j, \quad (j = 1, 2, 3, 4) \quad (62)$$

სადაც $k_j = k_j \left(\mathbf{k}, \frac{i}{c} \omega \right)$ არის 4-ვექტორი, სინათლისმაგვარი,

$$\text{რადგან } k_j^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} = 0$$

მისი სიდიდე (4-განზომილებიან კვადრატი) ყველა ინერციულ სისტემაში ერთი და იგივეა.

რადგან k_j არის 4-ვექტორი, მისი გარდაქმნის წესი მოიცემა ლორენცის გარდაქმნის ფორმულებით,

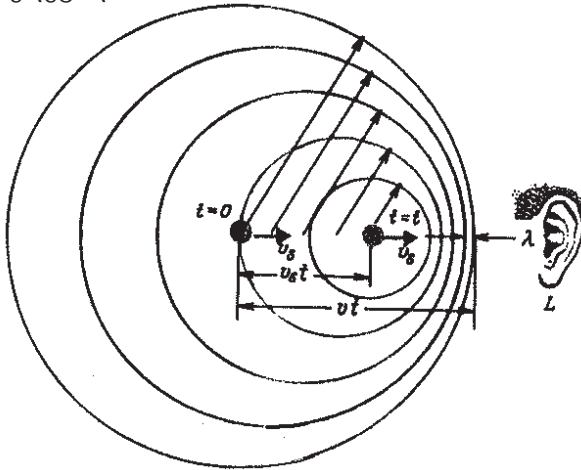
* ω არის ე. წ. ციკლური სიხშირე, რომელიც ჩვეულებრივ სიხშირეს უკავშირდება თანაფარდობით $\omega = 2\pi\nu$. რაკი განსხვავება მხოლოდ მარტივ მამრავლობა ტალღური ვექტორისთვისაც, ამიტომ გარდაქმნის ფორმულებში შეგვიძლია თავისუფლად ვისარგებლოდ ორივე კატეგორიით.

$$k_1 = \frac{k'_1 + \frac{V}{c^2} \omega'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad k_2 = k'_2, \quad k_3 = k'_3, \quad \omega = \frac{\omega' + V k'_1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (63)$$

4. დოპლერის ეფექტი

4. 1 დოპლერის ეფექტი ბგერით ტალღებში

გავიხსენოთ, რომ დოპლერის ეფექტი მდგომარეობს ტალღის სიხშირის ცვლილებაში წყაროს ან დამკვირვებლის მოძრაობის შედეგად.



ნახაზი 24. დოპლერის ეფექტი ბგერითი ტალღებისთვის

ყველასთვის ცნობილი უნდა იყოს, რომ მოძრავი მანქანის (ან მატარებლის) სირენის მიერ გამოცემული ბგერითი სიგნალის სიხშირე მკვეთრად იცვლება – ჩვენთან მოახლოებისას ბგერის სიხშირე გვეწვინება მაღალი, დაშორებისას კი – დაბალი. ტალღური იმპულსის სიხშირის დამოკიდებულებას წყაროს და დამკვირვებლის ფარდობითი მოძრაობის სიჩქარეზე ეწოდება **დოპლერის ეფექტი**, ავსტრიელი ფიზიკოსის ქრისტიან

იოჰან დობლერის (1803-1853) საპატივცემულოდ, რომელმაც ეს მოვლენა შეისწავლა.

22-ე ნახაზზე გამოსახულია სფერული ბგერითი ტალღები (რაიმე მუდმივი სიხშირით და ამპლიტუდით). ამ ტალღების N წყარო მოძრაობს დამკვირვებლის მიმართულებით. მუდმივი v_s სიჩქარით.

დავუშვათ, რომ წყაროსთან დაკავშირებულ ათვლის სისტემაში ბგერით ტალღებს აქვთ სიხშირე v_s . მაშინ t დროში წყარო გამოსცემს $v_s t$ ტალღას. განვიხილოთ დროის შუალედი 0-დან t -მდე. საწყის მომენტში გამოსხივებული ტალღა ამ დროში გაივლის $v t$ მანძილს, სადაც v არის ტალღის სიჩქარე გარემოში (ის დამოკიდებულია მხოლოდ გარემოს მექანიკურ თვისებებზე და არა წყაროს მოძრაობის სიჩქარეზე).

$v_s t$ -დან უკანასკნელი ტალღის გამოსხივების მომენტისათვის წყარო გაივლის $v_s t$ მანძილს. ამიტომ ყველა $v_s t$ ტალღა სივრცეში დაიკავებს $v t - v_s t$ არეს და დამკვირვებლის თვალსაზრისით მათი ტალღის სიგრძე იქნება

$$\lambda_L = \frac{v t - v_s t}{v_s t} = \frac{v - v_s}{v_s} \quad (64)$$

ანუ სიხშირისთვის

$$v_L = \frac{v}{\lambda_L} = v \frac{v_s}{v - v_s} \quad (65)$$

საიდანაც გამოვთვლით რა სიხშირეს აღიქვამს დამკვირვებლის ყური:

$$v_L = \frac{v_s}{1 - v_s / v} \quad (66)$$

ეს გამოსახულება გვიჩვენებს, რომ L დამკვირვებლის მიერ მიღებული ბგერის სიხშირე იზრდება იმასთან შედარებით, რასაც იგი გაიგებდა, წყარო უძრავი რომ ყოფილიყო. როცა წყარო შორდება დამკვირვებელს, შეიცვლება v_s -ის ნიშანი და ამიტომ სიხშირე დადაბლდება. ანალოგიური შედეგები მიიღე-

ბა, როცა ბგერის წყარო უძრავია, ხოლო დამკვირვებელი უახლოვდება ან შორდება მას.

დოპლერის ეფექტი დაიკვირვება ნებისმიერი სახის ტალღური მოძრაობის შემთხვევაში – ბგერითი ტალღები ატმოსფეროში, დრეკადი ტალღები ზამბარებში ან მყარ სხეულებში, ტალღები წყალზე და ა. შ. ელექტრომაგნიტური ტალღებიც (მაგ. , სინათლე) კი, რომელთა გავრცელება არსებითად განსხვავდება მექანიკური ტალღებისგან, ამჟღავნებენ დოპლერის ეფექტს.

დოპლერის ეფექტი სინათლის ტალღებისათვის; ნითელი ნანაცვლება

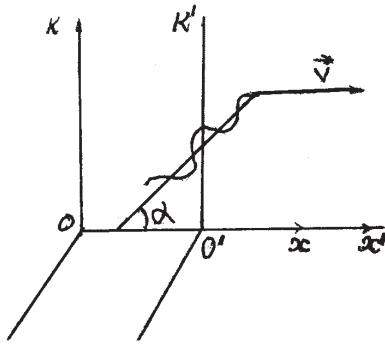
ბგერის განხილვის დროს ვიყენებდით სიჩქარეთა შეკრების კლასიკურ კანონს, როცა სამართლიანია გალილეის ფორმულები. სინათლის ტალღების განხილვისას საქმე გვექნება რელატივისტურ სიჩქარეებთან. ამიტომ უნდა დავეყრდნოთ ფარდობითობის თეორიას.

განვიხილოთ K' სისტემაში უძრავად დამაგრებული წყაროს მიერ სინათლის გამოსხივება მიმართულებით, რომელიც ადგენს α კუთხეს K -სისტემის x -ღერძთან. წყაროს მიერ გამოსხივებული სინათლის სიხშირე K' - სისტემაში, სადაც წყარო უძრავია, აღვნიშნოთ ω_0 -ით. ესაა წყაროს საკუთარი სიხშირე. გავარკვიოთ რისი ტოლი იქნება სიხშირე K -სისტემის დამკვირვებლისათვის, რომლის მიმართ წყარო მოძრაობს v სიჩქარით. ამ საკითხში გასარკვევად საკმარისია გამოვიყენოთ ლორენცის გარდაქმნები სიხშირისათვის. ფორმულის თანახმად გვაქვს

$$\omega_0 = \frac{\omega - V k_x}{\sqrt{1 - V^2 / c^2}},$$

სადაც ω და k_x არის სიხშირე და ტალღური ვექტორის x მდგენელი K -სისტემაში, რომელიც ტოლია $k_x = k \cos \alpha = \frac{\omega}{c} \cos \alpha$, სადაც α არის კუთხე ტალღის გავრცელების მიმართულებასა

და წყაროს მოძრაობის მიმართულებას შორის (იხ. ნახაზი 25).



ნახაზი 25. დოპლერის ეფექტის დემონსტრირება

ვპოულობთ

$$\omega = \frac{\omega - \frac{V}{c} \omega \cos \alpha}{\sqrt{1 - V^2 / c^2}},$$

საიდანაც სიხშირისათვის K დამკვირვებლის მიმართ საბოლოოდ ვღებულობთ

$$\omega = \frac{\omega_0 \sqrt{1 - V^2 / c^2}}{1 - \frac{V}{c} \cos \alpha} \quad (67)$$

როგორც ვხედავთ, სიხშირე K დამკვირვებლის მიმართ შეიცვალა. სწორედ ამაში მდგომარეობს დოპლერის ეფექტი – წყაროს და დამკვირვებლის ფარდობითი მოძრაობის შედეგად დამკვირვებლის მიერ მიღებული და წყაროს გამოსხივებული სიხშირე ერთმანეთის ტოლი არ არის.

არარელატივისტურ ზღვარში β რიგის წევრების სიზუსტით მივიღებთ ფორმულას

$$\omega = \frac{\omega_0}{1 - \frac{v}{c} \cos \alpha} \approx \omega_0 (1 + \beta \cos \alpha)$$

რაც სიხშირის ფარდობითი ცვლილებისათვის $\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{\omega_0 - \omega}{\omega_0}$ მოგვცემს

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = -\beta \cos \alpha \quad (68)$$

როგორც ვხედავთ, როცა წყარო მოძრაობს დამკვირვებლის შესახვედრად, მაშინ სიხშირე იზრდება, ხოლო როცა წყარო გაუბრძნის K დამკვირვებელს ($\beta < 0$), მაშინ დამკვირვებლის მიერ მიღებული სიგნალის სიხშირე ნაკლებია ω_0 საკუთარ სიხშირეზე.

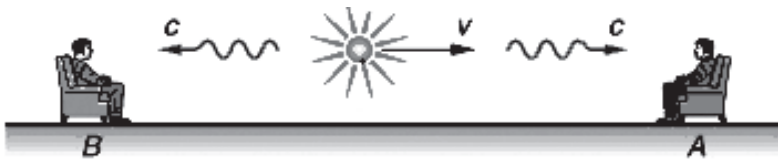
არჩევნ ორი ტიპის დოპლერის ეფექტს – განივსა და გასწვრივს. ამასთან, განივი ეფექტი წმინდა რელატივისტური მოვლენაა. დოპლერის განივი ეფექტი გვექნება მაშინ, როცა $\alpha = \frac{\pi}{2}$. მაშინ მიღებული ფორმულიდან შეგვიძლია დავწეროთ:

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 - \beta^2} \approx \omega_0 \left(1 - \frac{1}{2} \beta^2 + \dots \right)$$

ვხედავთ, რომ ეფექტის მიმართ პირველი ხარისხის დამოკიდებულება ისპობა და ფარდობითი ცვლილებაა

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \approx \frac{1}{2} \beta^2 \quad (69)$$

ის არ არის დამოკიდებული სიჩქარის ნიშანზე. არარელატივისტურ თეორიაში დოპლერის განივი ეფექტს ადგილი არ აქვს. დოპლერის განივი ეფექტს ცდაზე დააკვირდნენ აივსი და სტილუელი (1938 წ), დიდი სიჩქარით მოძრავი იონების გამოსხივების შესწავლისას. მათ აჩვენეს, რომ ეფექტი კარგად აღინერება ზედა ფორმულით. უფრო საინტერესოა გრძივი ეფექტი, როდესაც წყარო და დამკვირვებელი ერთი წრფის გასწვრივ მოძრაობენ.



ნახაზი 26. დოპლერის გრძივი ეფექტი სინათლისათვის

ამ დროს $\alpha = 0$ და მივიღებთ

$$\omega = \omega_0 \frac{\sqrt{1+\beta}}{\sqrt{1-\beta}} \quad (70)$$

რომელიც არარელატივისტურ ზღვარში გადადის გამოსახულებაში

$$\omega = \omega_0 (1 + \beta), \quad \beta \ll 1 \quad (71)$$

1929 წელს ე. პ. ჰაბლმა პირველმა გამოთქვა აზრი სამყაროს გაფართოების შესახებ. მან ივარაუდა, რომ ვარსკვლავებიდან ნამოსული სინათლე ნანაცვლებული უნდა იყოს წითელი ფერისკენ (რადგან წყარო თუ გვშორდება, სინათლის ტალღის სიხშირე უნდა შემცირდეს). ესაა ცნობილი **წითელი ნანაცვლება**. შორეული გალაქტიკებიდან ნამოსული სინათლე ყოველთვის არის ნანაცვლებული დაბალი სიხშირეებისკენ. ამრიგად, წითელი ნანაცვლება გამოიყენება ჩვენგან გამქცევი წყაროების დოპლერის ეფექტის აღწერისათვის.

აჩქარების გარდაქმნა

ჩვენ უკვე განვიხილეთ თითქმის ყველა კინემატიკური სიდიდის ყოფაქცევა ლორენცის გარდაქმნების მიმართ. ახლა განვიხილოთ აჩქარების გარდაქმნის საკითხი. აღმოჩნდება, რომ განსხვავებით კლასიკური მექანიკისგან, რელატივისტურ მექანიკაში აჩქარება არ იქნება ინვარიანტული სიდიდე, მისი გარდაქმნის ფორმულებიც საკმაოდ რთული ხასიათისაა.

გამოვდივართ სიჩქარის გარდაქმნის ფორმულებიდან (37)

$$u_x = \frac{u'_x + V_0}{1 + \frac{V_0 u'_x}{c^2}}, \quad u_y = u'_y \frac{\sqrt{1 - V_0^2 / c^2}}{1 + \frac{V_0 u'_x}{c^2}}, \quad u_z = u'_z \frac{\sqrt{1 - V_0^2 / c^2}}{1 + \frac{V_0 u'_x}{c^2}},$$

აჩქარებას გამოვთვლით ასე

$$a_x \equiv \frac{du_x}{dt}, \quad a'_x \equiv \frac{du'_x}{dt'} \quad (72)$$

სიჩქარეთა განარმოებისას მოგვიწევს გადასვლა საკუთარ დროზე, რისთვისაც უნდა შემოვიღოთ გადაწყვანი მამრავლი

$$\frac{dt'}{dt} = \frac{\sqrt{1 - V_0^2 / c^2}}{1 + \frac{V_0 u'_x}{c^2}}, \quad (73)$$

რომელიც გამოდის სიჩქარის ლორენც-გარდაქმნებიდან. ამრიგად, გვაქვს

$$a_x = \frac{du_x}{dt} = \frac{dt'}{dt} \frac{d}{dt'} \left(\frac{u'_x + V_0}{1 + \frac{V_0 u'_x}{c^2}} \right) = \frac{dt'}{dt} \frac{a'_x \left(1 + \frac{V_0 u'_x}{c^2} \right) - a'_x \frac{V_0}{c^2} (u'_x + V_0)}{\left(1 + \frac{V_0 u'_x}{c^2} \right)^2} = \frac{dt'}{dt} \frac{1 - \frac{V_0^2}{c^2}}{\left(1 + \frac{V_0 u'_x}{c^2} \right)^2} a'_x$$

წინ მდგომი მამრავლის გათვალისწინებით, ვღებულობთ

$$a_x = a'_x \frac{\left(1 - V_0^2 / c^2 \right)^{3/2}}{\left(1 + V_0 u'_x / c^2 \right)^3} \quad (74)$$

ანალოგიურად,

$$a_y = \frac{1 - V_0^2 / c^2}{\left(1 + u'_x V_0 / c^2 \right)^3} \left\{ a'_y \left(1 + u'_x V_0 / c^2 \right) - a'_x V_0 u'_y \right\} \quad (75)$$

$$a_z = \frac{1 - V_0^2 / c^2}{\left(1 + u'_x V_0 / c^2 \right)^3} \left\{ a'_z \left(1 + u'_x V_0 / c^2 \right) - a'_x V_0 u'_z \right\}$$

როგორც ვხედავთ, აჩქარების გარდაქმნის ფორმულებს აქვთ ძალიან რთული სახე. განსხვავებით კლასიკური მექანიკისგან, აჩქარება იცვლება სხვა ინერციულ სისტემაზე გადასვლისას.

აჩქარებული მოძრაობის შესწავლისას იყენებენ ხოლმე სპეციალურ სისტემას, რომელსაც ეწოდება **მიმყოლი ანუ მყისიერად მიმყოლი სისტემა**. აჩქარებულად მოძრავი ნაწილაკი ნებისმიერ განსახილავ მომენტში ითვლება უძრავად ამ სისტემის მიმართ, ე. ი. ყოველ მომენტში ნაწილაკთან ვაკავშირებთ მისივე სიჩქარით მოძრავ ინერციულ სისტემას და ამიტომ ნაწ-

ილაკი მის მიმართ უძრავია და იწყებს აჩქარებით მოძრაობას. ყოველ შემდეგ მომენტში ნაწილაკს ვაკავშირებთ კვლავ იმ სისტემასთან, რომელშიც ის უძრავია ამ მომენტში. ბუნებრივია, რომ ეს არ არის ერთი რომელიმე სისტემა, არამედ არის სისტემათა მთელი ერთობლიობა, რომელთა მიმართ ნაწილაკი მოცემულ მომენტში მყისიერად უძრავია. სხვა სიტყვებით რომ ვთქვათ, აჩქარების გარდაქმნის მოყვანილ ფორმულებში უნდა ავიღოთ $u'_x = u'_y = u'_z = 0$. დროის ყოველ მომენტში მიმყოლი სისტემის სიჩქარე ემთხვევა ამ მომენტში ნაწილაკის სიჩქარეს, $u_x = v$, $u_y = u_z = 0$. ეს ყველაფერი უნდა შევიტანოთ აჩქარებების გარდაქმნის ფორმულებში და თან გავითვალისწინოთ, რომ მიმყოლი სისტემის სიჩქარე არის v . ამ სიდიდით უნდა შევცვალოთ ყველგან სისტემის სიჩქარე, V . მაშინ აჩქარების გარდაქმნის ფორმულები გამარტივდება და მიიღებს სახეს:

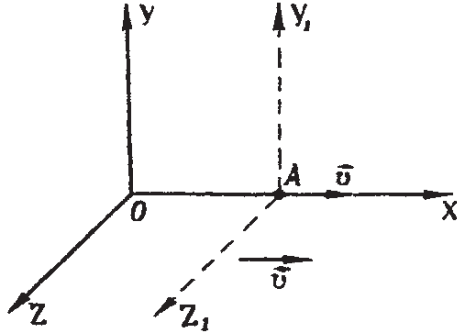
$$a_x = a'_x \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}, \quad a_y = a'_y \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right), \quad a_z = a'_z \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) \quad (76)$$

როგორც ვხედავთ, აჩქარება ნებისმიერ სისტემაში ნაკლებია, ვიდრე მიმყოლ სისტემაში. ეს განსხვავება გამოწვეულია მამრავლით $(1 - v^2/c^2)$, სადაც v არის მიმყოლი სისტემის სიჩქარე.

მაგალითი: თანაბარაჩქარებული მოძრაობა

ბუნებრივია, რომ ერთ მოცემულ სისტემაში თანაბარაჩქარებული მოძრაობა შეუძლებელია, რადგან ნაწილაკის სიჩქარე განუხრელად გაიზრდება და რაღაც დროის შემდეგ შეიძლება გადააჭარბოს სინათლის სიჩქარეს.

უკვე ვიცით, რომ აჩქარებული მოძრაობის შესწავლა უმჯობესია მყისიერად მიმყოლ სისტემაში. თანაბარაჩქარებულს ვუწოდებთ ისეთ მოძრაობას, რომლისთვისაც მუდმივია აჩქარება ალებულ მომენტში ამ ნაწილაკის მიმართ უძრავ სისტემაში. ეს განმარტება ნიშნავს შემდეგს: ვთქვათ ნაწილაკი მოძრაობს OX -ღერძის გასწვრივ ცვალებადი სიჩქარით (იხ. ნახაზი 31)



ნახაზი 27. თანაბარაჩქარებული მოძრაობა მიმყოლ სისტემაში

განსახილველ t_1 მომენტში ავირჩიოთ ათვლის სისტემა, რომლის მიმართ ნაწილაკი უძრავია და გამოვითვალოთ მისი აჩქარება. რომელიღაც მომდევნო მომენტში ისევ უნდა ავირჩიოთ ახალი ათვლის სისტემა, რომლის მიმართ ნაწილაკი ამ მომენტში უძრავია და ისევ გამოვითვალოთ აჩქარება. თუ ასეთ-ნაირად გამოთვლილი აჩქარებები ერთი და იგივეა, მოძრაობას ეწოდება *თანაბარაჩქარებული*. ცხადია, რომ იმ ძირითადი ათვლის სისტემის მიმართ, სადაც ვსწავლობთ მოძრაობას, აჩქარება არ იქნება მუდმივი.

გამოვიყენოთ ახლა აჩქარების გარდაქმნის ზემოთ მიღებული ფორმულები.

უნდა ავიღოთ, $a'_x = a_0 = \text{const}$, $a'_y = a'_z = 0$. მაშინ K (ძირითად) სისტემაშიც გვექნება ერთგანზომილებიანი აჩქარება: $a_x = a$, $a_y = a_z = 0$. გარდაქმნის ფორმულის თანახმად

$$a = a_0 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{3/2} \quad (77)$$

გამოვიყენოთ, რომ $a = \frac{dv}{dt}$, მაშინ გვექნება განტოლება

$$\frac{dv}{\left(1 - v^2 / c^2 \right)^{3/2}} = a_0 dt \quad (78)$$

აშკარაა, რომ

$$d\left(\frac{v}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\right) = \frac{dv}{(1-v^2/c^2)^{1/2}} + \frac{v \cdot \frac{v}{c^2} dv}{(1-v^2/c^2)^{3/2}} = \frac{dv}{(1-v^2/c^2)^{3/2}}$$

ამიტომაც, (78)-ის გამო ვწერთ

$$d\left(\frac{v}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\right) = a_0 dt$$

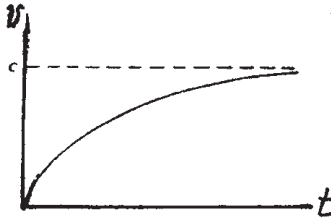
რომლის ინტეგრაცია იძლევა განტოლებას

$$\frac{v}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = a_0(t-t_0) \quad (79)$$

სადაც t_0 არის საწყისი მომენტი, რომელიც შეგვიძლია ნულის ტოლად ჩავთვალოთ. მაშინ ზედა ფორმულიდან, სიჩქარისათვის გვაქვს

$$v = \frac{a_0 t}{\sqrt{1 + \frac{(a_0 t)^2}{c^2}}} \quad (80)$$

სიჩქარის დამოკიდებულება დროზე გრაფიკულად ასე გამოიყურება



ნახაზი 28. თანაბარჩქარეული მოძრაობის სიჩქარის გრაფიკი

დროის ძალიან დიდი მნიშვნელობებისათვის, როცა $a_0 t \gg c^2$, ნაწილაკის სიჩქარე იზრდება, მაგრამ ვერ გადააჭარბებს სინათლის სიჩქარეს

როცა $t \rightarrow \infty$, მაშინ $v \rightarrow c$ (81)

ეს ტენდენცია გამოსახულია გრაფიკზე (იხ. ნახაზი 28)

მაშინ, რადგანაც $v = \frac{dx}{dt}$, ვიპოვით x -ს, როგორც დროის ფუნქციას.

კოორდინატა მოიძებნება (80)-ში ამ ჩასმის შემდეგ მიღებული ფორმულის ინტეგრაციით, რაც გვაძლევს

$$x = \frac{c^2}{a_0} \left(\sqrt{1 + \frac{a_0^2 t^2}{c^2}} - 1 \right) \quad (82)$$

სადაც დაშვებულია, რომ სანყის მომენტში ნაწილაკი კოორდინატა სათავეში იმყოფებოდა.

მცირე დროის ინტერვალში, სანამ $\frac{a_0^2 t^2}{c^2} \ll 1$, კოორდინატისთვის მიიღება $x = \frac{a_0 t^2}{2}$, რაც ემთხვევა თანაბარჩქარებული მოძრაობის განტოლებებს არარელატივისტურ მექანიკაში.

კოსმოსური რაკეტის მოძრაობა [1]

ფარდობითობის თეორიაში თანაბარჩქარებული მოძრაობის საინტერესო მაგალითს წარმოადგენს კოსმოსური რაკეტის მოძრაობა. დავუშვათ, რომ დედამიწიდან რომელიმე ვარსკლავისაკენ გაშვებულია კოსმოსური რაკეტა, რომლის მიზანია მიაღწიოს ვარსკლავს და შემდეგ დაბრუნდეს დადამინაზე. სიმარტივისთვის მივიღოთ, რომ გზის პირველ ნახევარს რაკეტა გადის აჩქარებულად, შემდეგ მოძრაობს შენელებულად, აღწევს ვარსკლავს და შემდეგ ისეთივე მოძრაობით ბრუნდება დედამიწაზე.

ვინაიდან მთელი მოგზაურობა შედგება ორი აჩქარებული და ორი შენელებული მოძრაობისგან, რომელნიც სრულიად მსგავსი არიან სიჩქარის ცვლილების თვალსაზრისით, საკმარისია განვიხილოთ მხოლოდ პირველი მეოთხედი – აჩქარებული მოძრაობა, რომლითაც რაკეტა გაივლის ვარსკლავამდე მანძილის ნახევარს. დავუშვათ, რომ ვარსკლავამდე მანძილი არის 10 სინათლის წელიწადი, რაც იმას ნიშნავს, რომ ვარსკლავიდან დედამიწამდე სინათლე მოდის 10 წლის განმავლობაში. ვინაიდან ერთი სინათლის წელიწადი არის დაახლოებით

$9.5 \cdot 10^5$ კმ, მანძილი ვარსკვლავამდე იქნება $s = 9.5 \cdot 10^{12}$ კმ.

დავუშვათ, რომ რაკეტა მოძრაობს აჩქარებით, რომელიც 10-ჯერ აღემატება სიმძიმის ძალის აჩქარებას, ანუ $a_1 = 100$ მ/წმ². გამოვთვალოთ დრო, რომელიც დასჭირდება რაკეტას დედამიწაზე მყოფი დამკვირვებლისთვის, რომ გაიაროს მანძილის ნახევარი. ვინაიდან ამ გზაზე რაკეტა თანაბარაჩქარებულად მოძრაობს, დრო გამოითვლება ფორმულით (80). რიცხვითი სიდიდეების მნიშვნელობების ჩასმა მოგვცემს

$t \approx \frac{3 \cdot 10^5}{0.1} 56 = 1.68 \cdot 10^8$ წმ ანუ დაახლოებით 5 წელი და 2 თვე

ცხადია, რომ მთელ გზას რაკეტა გაივლის 2-ჯერ მეტ დროში, 10 წელი და 4 თვე, ე. ი. ჩამორჩება სინათლის სხივს 4 თვით. ვინაიდან იგივე დრო დასჭირდება დაბრუნებისათვის, მთელ მოგზაურობას მოანდომებს 20 წელს და 8 თვეს, , ცხადია, დედამიწაზე მყოფი დამკვირვებლისთვის.

გამოვარკვიოთ ახლა, რა დროის განმავლობაში მოგზაურობს რაკეტა თვით რაკეტაში მყოფი დამკვირვებლისთვის. ეს დრო არ იქნება იგივე, რადგანაც საკუთარი დრო, ფარდობითობის თეორიის თანახმად, ყოველთვის ნაკლებია, ვიდრე სხვა დამკვირვებლის დრო. ის დაკავშირებულია იმ ათვის სისტემის დროსთან, რომლის მიმართ სხეული ν სიჩქარით მოძრაობს, თანაფარდობით

$$d\tau = \sqrt{1 - \nu^2 / c^2} dt$$

დროის სასრულო შუალედისთვის კი მივიღებთ:

$$\tau = \int_0^t \sqrt{1 - \frac{\nu^2}{c^2}} dt$$

ν -ს მნიშვნელობის ჩასმა (იხ. (80)) და ინტეგრება მოგვცემს

$$\tau = \frac{c}{a_1} \ln \left(1 + \frac{a_1 x}{c^2} + \frac{a_1 t}{c} \right)$$

ცნობილი რიცხვითი მნიშვნელობების გათვალისწინება გვაძლევს

$\tau = 1.41 \cdot 10^7$ წმ ≈ 6 თვე და 7 დღე.

მთელი მოგზაურობის ხანგრძლივობა კოსმონავტის თვალსაზრისით იქნება დაახლოებით 2 წელი და 1 თვე. რასაკვირველია, ასეთი დიდი განსხვავება იმიტომ გამოვიდა, რომ რაკეტის აჩქარება ძალიან დიდი ავიღეთ, რაც ინვესს დიდი სიჩქარის მიღწევას.

1.2 ამოცანები რელატივისტური კინემატიკიდან

ამოცანა 1.

განსაზღვრეთ დედამიწის ზედაპირიდან საშუალოდ რა სიმაღლეზე იშლებიან 30 კმ სიმაღლეზე დაბადებული μ -ნაწილაკები, რომლებიც მოძრაობენ $v \approx 8 \cdot 10^{-4}c$ სიჩქარით ვერტიკალურად. რა მანძილია დედამიწამდე მიუონის დაბადების მომენტში მასთან დაკავშირებულ კოორდინატთა სისტემაში?

ამოცანა 2.

დამკვირვებელი მოძრაობს მეტრიანი სახაზავის გასწვრივ $c/2$ სიჩქარით. როგორი იქნება მის მიერ გაზომილი სახაზავი?

ამოცანა 3.

ღერო მოძრაობს გრძივი მიმართულებით მუდმივი v სიჩქარით K ათვლის სისტემის მიმართ. სიჩქარის რა მნიშვნელობისთვის იქნება ღეროს სიგრძე $\eta = 0.5\%$ -ით ნაკლები მის საკუთარ სიგრძესთან შედარებით ამ სისტემაში?

ამოცანა 4.

იპოვეთ ღეროს საკუთარი სიგრძე, თუ ათვლის ლაბორატორიულ სისტემაში მისი სიჩქარეა $v = c/2$, სიგრძე 1 მ. კუთხე ღეროსა და მოძრაობის მიმართულებას შორის არის $\theta = 45^\circ$.

ამოცანა 5

სწორი უძრავი კონუსის ნახევარგამლის კუთხეა 45° , ხოლო გვერდითი ზედაპირის ფართობი 4მ^2 . იპოვეთ კონუსის ღერძის გასწვრივ $v = \frac{4}{5}c$ სიჩქარით მოძრავ ათვლის სისტემაში: ა) მისი ნახევარგამლის კუთხე, ბ) გვერდითი ზედაპირის ფართობი.

ამოცანა 6.

რა სიჩქარით მოძრაობდა საათი K - სისტემაში, თუ ამ სისტემაში ის 5 წამში 0.1 წამით ჩამორჩა ამ სისტემის საათს?

ამოცანა 7.

მუდმივი სიჩქარით მოძრაობა ღერომ ჩაუარა K - სისტემაში მყოფ უძრავ ნიშანს. K - სისტემის მიმართ ჩავლის დრო $\Delta t = 20$ წმ-ია. ღეროსთან დაკავშირებულ სისტემაში ნიშანი მოძრაობდა მის გასწვრივ $\Delta t' = 25$ წმ-ის განმავლობაში. იპოვეთ ღეროს საკუთარი სიგრძე.

ამოცანა 8.

ჰორიზონტალური ღერძის გასწვრივ ერთმანეთის შემხვედრად მოძრაობს l_0 საკუთარი სიგრძის მქონე ორი ერთნაირი ღერო. ერთ ღეროსთან დაკავშირებულ ათვლის სისტემაში დროის შუალედი ღეროს მარცხენა და მარჯვენა ბოლოების დამთხვევის მომენტებს შორის აღმოჩნდა Δt . გაიგეთ ერთ-ერთი ღეროს სიჩქარე მეორის მიმართ.

ამოცანა 9.

ორი არასტაბილური ნაწილაკი მოძრაობს $v = 0.990c$ სიჩქარით K ათვლის სისტემის რომელიღაც წრფის მიმართულების გასწვრივ. ამ სისტემაში მათ შორის მანძილია $l = 20$ მ. გარკვეულ მომენტში ორივე ნაწილაკი ერთდროულად დაიშალა მათთან დაკავშირებულ ათვლის სისტემაში. განსაზღვრეთ დროის შუალედი ნაწილაკების დაშლის მომენტებს შორის K სისტემაში.

ამოცანა 10.

მზე ბრუნავს ეკვატორის გარშემო დაახლოებით 25.4 დღელა-მის განმავლობაში. მზის რადიუსია $7.0 \cdot 10^8$ მ. გამოთვალეთ მოსალოდნელი დოპლერის ეფექტი მზის მარჯვენა და მარცხენა კიდებიდან ეკვატორთან $\lambda = 550$ მმ ტალღის სიგრძის (ყვითელი სინათლე) სინათლისათვის. როგორია ის -წითელი თუ ლურჯი წანაცვლება?

ფარდობითობის თეორიის პარადოქსები

პარადოქსები, ე. ი. თეორიიდან გამომდინარე მოულოდნელი შედეგები, რომლებიც ეწინააღმდეგება ადრე არსებულ წარმოდგენებს, ასრულებენ განსაკუთრებულ როლს მეცნიერების განვითარების პროცესში. ამა თუ იმ თეორიული პარადოქსის

გადანყვეტიასა საქმე გვაქვს თეორიის ყველაზე პრინციპულ დებულებებთან, და ხანდახან გვინევს არსებული წარმოდგენების რადიკალური გადახედვა. უდაოა, რომ ყოველი თეორიის განვითარებისათვის ძირითადი მნიშვნელობა აქვს ექსპერიმენტებით მიღებულ ფაქტებს და დაკვირვებებს, მაგრამ მხოლოდ ფაქტები არ კმარა დაასაბუთოს, დააზუსტოს ან შეცვალოს თეორია, თუ მათ არ მივყავართ თეორიის ლოგიკური სტრუქტურის დასაბუთებასთან ან უარყოფასთან.

ფარდობითობის თეორიის მიხედვით მიღებული წარმოდგენები ძირეულად განსხვავდება ჩვეულებრივი, ყოველდღიური წარმოდგენებისგან დროისა, სივრცისა და მატერიის შესახებ. ჩვეულებრივი წარმოდგენებით პარადოქსალურად წარმოგვიდგება ფარდობითობის თეორიიდან გამომდინარე უამრავი შედეგი. პარადოქსალურად გამოიყურება მოძრავი სხეულების სიგრძის ცვლილების, ან დროის მიმდინარეობის ცვლილების შესახებ დასკვნები, და, ალბათ, საერთოდ მთელი ფარდობითობის თეორია. რელატივისტური დინამიკის აგებისას შემდეგ თავებში აგრეთვე ბევრ პარადოქსალურ შედეგს დავინახავთ.

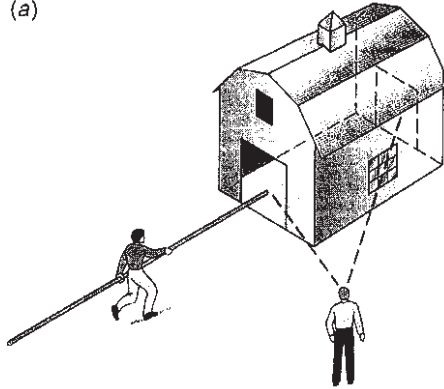
ქვემოთ განხილული გვექნება ზოგიერთი მეტად გავრცელებული მოვლენები, რომლებიც გამოიყურებიან როგორც „პარადოქსები“. პარადოქსალური სიტუაცია ხშირად წარმოიქმნება ხოლმე იმის გამო, რომ ათვლის სხვადასხვა სისტემების ეკვივალენტურობა მოითხოვება. განვიხილოთ, მაგალითად, ჭოკის და ფარდულის ცნობილი პარადოქსი, რომელიც სქემატურად მოცემულია ქვედა ნახაზზე.

ჭოკის და ფარდულის პარადოქსი

ამოცანა მდგომარეობს შემდეგში: 10 მ სიგრძის ჭოკი მორბენალმა უნდა მოათავსოს 5 მ სიღრმის ფარდულში. დამკვირვებელი დგას სარდაფის მახლობლად ისე, რომ ხედავდეს სარდაფის ორივე – წინა და უკანა კარებს. მორბენალი ჭოკით ხელში უნდა გაიქცეს ფარდულისკენ ისეთი სწრაფი სიჩქარით, რომ დამკვირვებელმა დაინახოს ლორენც-შემოკლებული ჭოკის ფარდულში მოთავსების ფაქტი, რაც ნიშნავს, რომ

მან ერთდროულად უნდა დააფიქსიროს ქოკის წვერი უკანა კარებზე და ქოკის ბოლო – წინა (ფრონტის) კარებზე. უსაფრთხოებისთვის შეიძლება წარმოვიდინოთ, რომ უკანა კარი დამზადებულია ქალაქისგან. მორბენალი ირჩევს საჭირო სიჩქარეს და დამკვირვებელი რაღაც მომენტში ხედავს, რომ ქოკი მთლიანად მოთავსდა ფარდულში.

(ა)



ნახაზი 29. მორბენალი და დაკვირვება მასზე

ამ აქტში მორბენლის მინიმალური სიჩქარის გამოსათვლელად გამოვიყენოთ ჩვენთვის უკვე ცნობილი ფორმულები: L_0 იყოს ქოკის საკუთარი სიგრძე (10მ), ის უკავშირდება ქოკის შემოკლებულ სიგრძეს თანაფარდობით $L = L_0 / \gamma = L_0 \sqrt{1 - v^2 / c^2}$. ამიტომ გვაქვს

$$\gamma = \frac{L_0}{L} = \frac{10}{5}$$

$$\text{აქედან } 1 - \frac{v^2}{c^2} = \left(\frac{5}{10}\right)^2, \rightarrow \frac{v^2}{c^2} = 0.75 \rightarrow v = 0.866c, \rightarrow \beta = 0.866$$

ამრიგად, ასეთი უნდა იყოს მორბენლის სიჩქარე, რომ მან ქოკი მოათავსოს ფარდულში. პარადოქსი წარმოიქმნება, როცა მოვლენას შევხედავთ მორბენლის ათვის სისტემაში. მისთვის ქოკი უძრავია (10 მ). მაგრამ ფარდული დაპატარავებულია და მოძრაობს ქოკისკენ. მისი სიგრძეა

$$l = L_0 / \gamma = 5\sqrt{1 - \beta^2}, \quad \Rightarrow l = 2.5 \text{ მ.}$$

როგორ მოათავსოს 10 მეტრიანი ჭოკი 2.5 მეტრიან შემოკლებულ ფარდულში? სისტემის არჩევაზე არ არის დამოკიდებული თუ რომელი მოვლენები ხდება. მაგრამ, როცა ეს მოვლენები გაყოფილია რალაც მანძილით და დრო მიეკუთვნება ამა თუ იმ სისტემას, მათი აღწერა შეიძლება განსხვავდებოდეს.

ლორენცის გარდაქმნების გამოყენებით ჩვენ უკვე ვაჩვენეთ (იხ. მაგ. (17)), რომ უძრავ სისტემაში ერთდროული ორი მოვლენა, რომელიც გაყოფილია l_0 მანძილით ფარდობითი სიჩქარის მიმართულებით, მოძრავ სისტემაში განცალკევებულია დროის შუალედით $\Delta t = \gamma l_0 / c^2$.

ამრიგად, მორბენლის სისტემაში ჯერ გაზეთი ეჯახება ჭოკს, ხოლო ჭოკის დანარჩენი 7.5 მ რჩება ფარდულის გარეთ, ხოლო $\Delta t = \gamma l_0 / c^2$ დროის შემდეგ ეს ნარჩენი მთლიანად გადის კარების სიბრტყეში. ამ სისტემაში კარების სიბრტყემ, რომელიც მოძრაობს v სიჩქარით, უნდა გაიაროს მანძილი $L_0 - l$ სწორედ ამ Δt დროში, ანუ

$$L_0 - l = v\Delta t$$

მართლაც, თუ გამოვიყენებთ ზემოთ მოცემულ განმარტებებს, მიიღება

$$\gamma L_0 - L_0 / \gamma = v\Delta t, \quad \rightarrow L_0(\gamma - 1/\gamma) = \gamma(v/c)^2 L_0$$

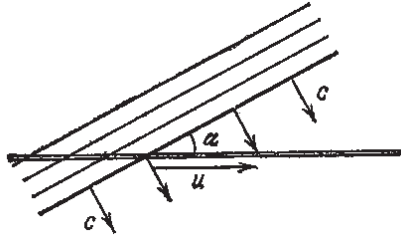
რაც ნიშნავს,

$$1 - 1/\gamma^2 = \gamma(v/c)^2 \quad \Rightarrow \quad 1/\gamma = \sqrt{1 - v^2/c^2}$$

მიღებული შედეგი ნიშნავს, რომ არავითარი პარადოქსი არ გვაქვს, უბრალოდ გასათვალისწინებელია ის გარემოება, რომ რაიმე სისტემაში ორი ერთდროული მოვლენა აღარ რჩება ერთდროული სხვა სისტემაზე გადასვლისას!

სინათლეზე მეტი სიჩქარე

გავრცელებული აზრის მიუხედავად სინათლეზე მეტი სიჩქარეები ჩვეულებრივი ამბავია. მაგალითად, ვაკუუმიდან გამტარ ფირფიტაზე ელექტრომაგნიტური ტალღის დაცემისას ტალღის და ფირის გადაკვეთის არე მირბის სინათლეზე მეტი სიჩქარით.



ნახაზი 30. სინათლის ტალღის დაცემა ფირფიტაზე

მართლაც, ტალღის სიჩქარის ვექტორი პერპენდიკულარულია მისი ფრონტისა, რომელიც წარმოქმნილია ტალღის ნერტილები ერთდროული მოსვლით. თუ ფრონტი კვეთს სიბრტყეს α კუთხით, დროის ერთეულში ის გადაადგილდება საკუთარ ნორმალზე c -ს ტოლ მანძილზე, ხოლო ფირფიტის და ფრონტის გადაკვეთის წირი გადაინევს მანძილით

$$u = c / \sin \alpha > c$$

ესაა საძიებელი სიჩქარე.

იმის მიუხედავად, რომ ფარდობითობის სპეციალური თეორიით ვაკუუმში სიგნალის გავრცელების სიჩქარე მაქსიმალურია, ხოლო დადებითი მასის მქონე ნაწილაკის ენერგია (იხ. დინამიკის თავი) უსასრულობისკენ მიისწრაფის სინათლის სიჩქარესთან მიახლოებისას, **ობიექტებს, რომელთა მოძრაობა არ არის დაკავშირებული ინფორმაციის გადაცემასთან, შეიძლება ჰქონდეთ რაგინდ დიდი სიჩქარე.** მაგალითებია: რხევის ფაზა ტალღაში, ჩრდილი ან მზის ათინათი.

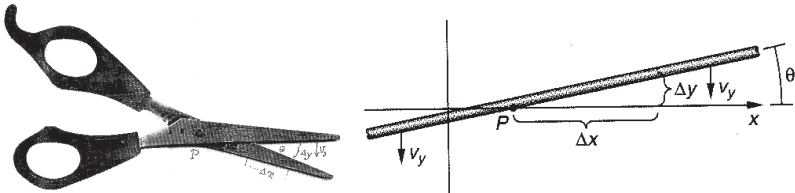
სინათლის ლაქას, ან, მაგალითად, მაკრატლის სამართებლების გადაკვეთის ნერტილს შეუძლიათ შეიცვალონ მდებარეობა ზესინათლის სიჩქარით, მაგრამ ამ დროს ინფორმაცია

და ენერგია გადაეცემა მიმართულებით, რომელიც არ ემთხვევა მზის ათინათის მიმართულებას:

აზრობრივი ექსპერიმენტი 1: შევეცადოთ რაიმე სიგნალის გადაცემას ეკრანის ერთი წერტილიდან მეორეში ათინათის მეშვეობით. ცხადია, ვერ მოვახერხებთ – რაც არ უნდა ვეცადოთ ეკრანის ერთ წერტილში ფოტონებისთვის, (მაგალითად, ჩავაქროთ ან მოვუმატოთ სიკაშკაშეს), ვერაფრით მოხდება ზეგავლენა ათინათზე მეორე წერტილში, სადაც ის მივა (მეორე წერტილში ათინათის ფოტონები მიდიან არა პირველი წერტილიდან, არამედ ფანრიდან).

აზრობრივი ექსპერიმენტი 2.

მაკრატელთან უფრო რთულადაა საქმე.



ნახაზი 31. „მაკრატლის პარადოქსის“ სქემა

ნახაზზე გამოხაზულია მაკრატლის ზედა ტუჩი, რომელიც ქვედასთან (x -ღერძი) ადგენს θ -კუთხეს. დავუკვირდეთ გრძელი (დიდი) მაკრატლის ტუჩების გადაკვეთის წერტილის მოძრაობას სწრაფი ჩაკეტვის დროს. ზედა ნახაზზე ნაჩვენებია ეს მოვლენა, რომელსაც ხშირად მაკრატლის „პარადოქსს“ უწოდებენ.

მაკრატელი ნახაზზე გამოსახულია გრძელი ღეროს სახით, რომელიც წარმოადგენს მაკრატლის ზედა სამართებლის მოდელს. ის x ღერძთან (მეორე სამართებელთან) ადგენს θ კუთხეს და მოძრაობს y ღერძის სანინალმდეგოდ მუდმივი

$v_y = \frac{\Delta y}{\Delta t}$ სიჩქარით. Δt დროში სამართებლების გადაკვეთის P წერტილი გადაადგილება მარჯვნივ Δx მანძილით. ნახაზიდან ჩანს, რომ $\Delta y / \Delta x = \tan \theta$. ამრიგად, P წერტილის მარჯვნივ მოძრაობის სიჩქარე იქნება

$$v_p = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{\Delta x}{\Delta y / v_y} = \frac{v_y \Delta x}{\Delta x \operatorname{tg} \theta}$$

ანუ

$$v_p = \frac{v_y}{\operatorname{tg} \theta}$$

რადგან $\operatorname{tg} \theta \rightarrow 0$, როცა $\theta \rightarrow 0$, ყოველთვის შეიძლება მოიძებნოს ნულთან საკმაოდ ახლოს მდებარე კუთხე, რომლისთვისაც $v_p > c$, ნებისმიერი არანულოვანი v_y -ისთვის.

ჰაპილოვ-ჩერენკოვის გამოსხივება

ფარდობითობის თეორია გვეუბნება, რომ არც ერთი მატერიალური ნაწილაკი სწრაფი ელემენტარული ნაწილაკების ჩათვლით, ვერ იმოძრაებს სინათლეზე მეტი სიჩქარით. მაგრამ ოპტიკურად გამჭვირვალე გარემოში სწრაფი დამუხტული ნაწილაკის სიჩქარე შეიძლება გახდეს ამ გარემოში სინათლის ფაზურ სიჩქარეზე მეტი. მართლაც, სინათლის ფაზური სიჩქარე c_m (წერტილის გადაადგილების სიჩქარე, რომელსაც აქვს სივრცეში რხევითი მოძრაობის მუდმივი ფაზა, ანუ ტალღის მუდმივი ფაზის გადაადგილების სიჩქარე), უდრის ვაკუუმში სინათლის სიჩქარის შეფარდებას ამ გარემოს გარდატეხის მაჩვენებელთან, $c_m = \frac{c}{n}$ (ცნობილია, მაგალითად, რომ წყლისათვის $n = 1.33$. სხვადასხვა ოპტიკურად გამჭვირვალე ნივთიერებისათვის გარდატეხის მაჩვენებელი მერყეობს 1.43–2.1 ინტერვალში. ამიტომ აღმოჩნდება, რომ სათანადო ფაზური სიჩქარეები ასეთ გარემოში არის ვაკუუმში სინათლის სიჩქარის 50–75%. ასე, რომ დიდი სიჩქარის რელატივისტურ ნაწილაკებს ასეთ გარემოში შეიძლება აღმოაჩნდეთ c/n -ზე მეტი სიჩქარე. ასეთი რამ შეიძლება მოხდეს არა მარტო სინათლის შემთხვევაში, არამედ სითხეებში (მახის კონუსი), ზებგერითი მოძრაობისას ჰაერში (თვითმფრინავი, ტყვია) და ა. შ. სანამ სხეულის მოძრაობის სიჩქარე ნაკლებია სათანადო ტალღების

გავრცელების სიჩქარეზე გარემომცველ გარემოში, სათანადო ტალღების გამოსხივება შეიძლება მოხდეს მხოლოდ სისტემის, როგორც მთლიანის, ან მისი ნაწილის რხევითი მოძრაობის გამო (მაგალითად, ელექტრონის პერიოდული მოძრაობით ატომში ან პროპელერის ბრუნვით თვითმფრინავში). უფრო ზუსტად რომ ვთქვათ, გამოსხივებისათვის არ არის აუცილებელი პერიოდული მოძრაობა. არსებითია მარტო მოძრაობა იყოს არათანაბარი.

მაგრამ, როცა სისტემის სიჩქარე ხდება მეტი, ვიდრე სათანადო ტალღების გავრცელების სიჩქარე, საქმეში შემოდის გამოსხივების არსებითად განსხვავებული მექანიზმი, რომლის გამო გამოსხივებას იწყებს თანაბრად მოძრავი სისტემაც კი.

აღვნიშნოთ $c'(\omega)$ -ით ω სიხშირის ტალღის გავრცელების სიჩქარე გარემოში. მაშინ, როგორც წესი, გამოსხივება გარემოში მუდმივი v -სიჩქარით მოძრავი სისტემისა შეიცავს ყველა სიხშირეს, რომლებიც აკმაყოფილებენ ძირითად პირობას

$$v > c'(\omega)$$

1934 წელს პ. ჩერენკოვმა, აკადემიკოს ს. ვავილოვის ასპირანტმა, შეისწავლა ურანის მარილების მიერ γ -სხივებთ დასხივების შედეგად წარმოებული ნათება (ლუმინესცენცია). მან აღმოაჩინა ნათების ახალი სახე, რომელიც ვერ იხსნებოდა ლუმინესცენციის ჩვეულებრივი მექანიზმებით.

ეს არ იყო ატომებში და მოლეკულებში აგზნებულ მდგომარეობებს შორის გადასვლების ეფექტი. გამოსხივების ინტენსივობა დამოუკიდებელი აღმოჩნდა გარემოს Z - მუხტზე. ამიტომ ეს არ იყო გამოსხივების ბუნებისა. გამოსხივება ხდებოდა გარკვეული კუთხით დამუხტული ნაწილაკების მოძრაობის მიმართულების მიმართ.

ამ გამოსხივების ახსნა მოგვცეს 1937 წელს საბჭოთა ფიზიკოსებმა ი. ტამმა და ი. ჩერენკოვმა კლასიკურ ელექტროდინამიკაზე დაყრდნობით. მათ გაიაზრეს, რომ კლასიკური ელექტროდინამიკის დებულება იმის შესახებ, რომ თანაბრად და წრფივად მოძრავი დამუხტული ნაწილაკი ვერ დაკარგავს ენერგიას ვაკუუმში, აღარ არის სამართლიანი თუ ვაკუუმის

ნაცვლად განვიხილავთ გარემოს ერთზე მეტი გარდატეხის მაჩვენებლით, $n > 1$. მათი არგუმენტები მოკლედ შეგვიძლია ასე ჩამოვაყალიბოთ:

დავუშვათ, რომ თანაბარწრფივად მოძრავ მუხტს შეეძლოს ენერგიის და იმპულსის კარგვა გამოსხივებით. მაშინ უნდა შესრულებულიყო შემდეგი ტოლობა:

$$(dE / dp)_{part} = (dE / dp)_{rad} \quad (83)$$

ადვილად ვაჩვენებთ, რომ ეს ტოლობა აღარ შესრულდება გამჭვირვალე გარემოში. მართლაც, თავისუფლად მოძრავი ნაწილაკის ენერგია არის (იხ. დინამიკის ნაწილი)

$$E = \sqrt{m^2 c^4 + p^2 c^2}$$

ამიტომ

$$(dE / dp)_{part} = pc^2 / E = \beta c = v$$

მეორეს მხრივ, ვაკუუმში ელექტრომაგნიტური გამოსხივებისთვის გვაქვს

$$E_{rad} = pc \quad \text{ე. ი.} \quad (dE / dp)_{rad} = c,$$

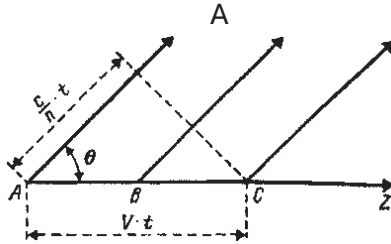
რადგან $v < c$, ვასკვნით,

$$(dE / dp)_{part} < (dE / dp)_{rad}$$

ამრიგად, ენერგიის და იმპულსის შენახვის კანონები კრძალავენ ვაკუუმში თანაბარწრფივად მოძრავი მუხტის მიერ ენერგიის და იმპულსის კარგვას – გადასვას ელექტრომაგნიტურ გამოსხივებაში.

მაგრამ ეს შეზღუდვა იხსნება, როცა ნაწილაკი მოძრაობს გარემოში გარდატეხის მაჩვენებლით $n > 1$. ამ დროს გარემოში სინათლის ფაზური სიჩქარეა $c' = c / n$ და ნაწილაკის სიჩქარემ შეიძლება გადააჭარბოს ამ სიჩქარეს. მართლაც, როცა $v = c'$, შენახვის კანონი (83) დაკმაყოფილდება თუ გასხივება ხდება მოძრაობისადმი ნულოვანი კუთხით. ხოლო როცა $v > c'$, შენახვის კანონი (83) დაკმაყოფილდება θ მიმართულებით, რომელზეც $v' \equiv v \cos \theta = c'$, ანუ ნაწილაკის სიჩქარის მიმართულებაზე გვემილი.

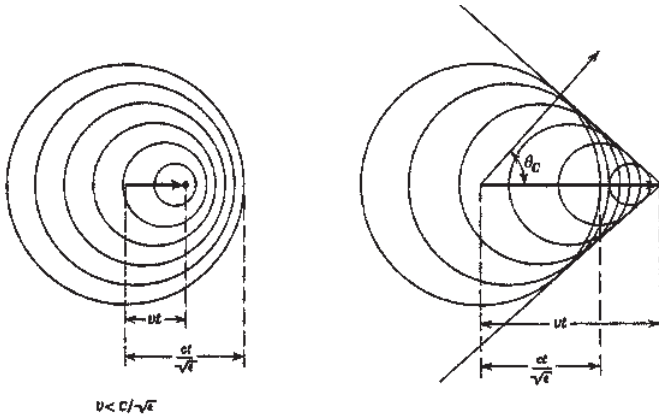
ამიტომ, $n > 1$ მაჩვენებლიან გარემოში შენახვის კანონები ნებას რთავენ თანაბანრფივად მოძრავ მუხტს დაკარგოს თავისი ენერგია და იმპულსი, და გამოსახივონ ელექტრომაგნიტური ტალღა კუთხით $\theta = \arccos(1/n\beta)$



ნახაზი 32. გამოსხივების მექანიზმისთვის

ვთქვათ, ელექტრონი თანაბანრფივად მოძრაობს გარემოში $v > c/n$ სიჩქარით z -ღერძის მიმართულებით. ელექტრონის მიერ გავლილ ყოველ წერტილში ის აღძრავს ელექტრომაგნიტურ შეშფოთებას, რომელიც ამ წერტილებიდან გავრცელდება როგორც დაგვიანებული ტალღა. ელექტრონის გზაზე სხვადასხვა წერტილებიდან გამოსული ტალღის სიხშირის კომპონენტებიდან რაიმე θ - მიმართულებით (იხ. ნახაზი 35), დავრწმუნდებით, რომ ყველა მიმართულებით, გარდა იმისა, რომელიც აკმაყოფილებს პირობას $vt \cos \theta = ct/n$, ტალღები ერთმანეთს ჩააქრობენ ინტერფერენციის გამო. ამ მიმართულებით კი ტალღები მოვლენ ნულოვანი სვლათა სხვაობით და სწორედ ამ მიმართულებით წავა გამოსხივება. ამ გამოსხივებას აქვს ზუსტი ანალოგია ბალისტიკურ ტალღებში, როდესაც თვითმფრინავი მიფრინავს ზებგერითი სიჩქარით (მახის ტალღები). საზოგადოდ, როცა სხეული მოძრაობს მოცემულ გარემოში ამ გარემოში ტალღის გავრცელების სიჩქარეზე მეტი სიჩქარით. ჩერენკოვის გამოსხივების პირობებში ვასკვნით, რომ გამოსხივება რომ ხდებოდეს, უნდა შესრულდეს პირობა $n\beta > 1$, ე. ი. თუ ნაწილაკის სიჩქარე აღემატება ამ გარემოში სინათლის ფაზურ სიჩქარეს. შებრუნებული უტოლობის დროს გამოსხივებას ადგილი არ აქვს. გამოსხივების ზღურბლია პირობა: $n\beta = 1$.

თუ სურათს განვიხილავთ სივრცეში და არა სიბრტყეში, მაშინ გამოსხივება უნდა გავრცელდეს კონუსის ზედაპირზე, რომლის ღერძს წარმოადგენს ნაწილაკის ტრაექტორია, ხოლო მსახველი ამ ღერძთან ადგენს θ_c კუთხეს.



ნახაზი 33. ჩერენკოვის გამოსხივება. ტალღები ნაწილაკის გარემოში სინათლის ფაზურ სიჩქარეზე ნაკლები (მარცხნივ) და მეტი (მარჯვნივ) სიჩქარით. როცა $v > c/\sqrt{\epsilon}$, წარმოიშვებიან ელექტრომაგნიტური „დარტყმითი“ ტალღები, რომლების მიედინებიან ჩერენკოვის θ_c კუთხის მიმართულებით. (ამ ნახაზზე ელექტროდინამიკის თეორიის მიხედვით ϵ არის გარემოს დიელექტრიკული მუდმივა და შემდეგ კავშირშია გარემოს გარდატეხის მაჩვენებელთან: $n = \sqrt{\epsilon}$.

ჩერენკოვის გამოსხივებაზეა დამყარებული ე. წ. ჩერენკოვის მთვლელები, რომლებიც ფართოდ გამოიყენება ელემენტარული ნაწილაკების ექსპერიმენტულ ფიზიკაში.

ტახიონები

ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკის განვითარების სხვადასხვა ეტაპზე პოსტულირებული იყო მთელი რიგი ახალი ნაწილაკებისა და მითითებული იყო ხოლმე მათი როლი და დაკვირვების შესაძლებლობები. მათ შორის ძირითად მასას წარმოადგენდნენ ჩვეულებრივი ნაწილაკები, რომლებიც ფარდობითობის თეორიის ჩარჩოებში თავსდებოდნენ. სხვა ამ-

ბავია, ხდებოდა თუ არა მათი რეალური დაკვირვება. იყვნენ ისეთებიც, რომლებიც ფანტასტიკის სფეროებსაც კი სცილდებოდნენ. ერთ-ერთ ასეთ შესაძლებლობად განიხილებოდა ჰიპოტეტური ნაწილაკები - ე. წ. **ტახიონები**, რომლებიც მუდამ სინათლეზე მეტი სიჩქარით მოძრაობენ. საინტერესოა, რომ ასეთი ნაწილაკების არსებობა განიხილებოდა ფარდობითობის თეორიის ფარგლებში. თუ ასეთი ნაწილაკი იარსებებდა, რაკი იმოძრაებდა სინათლეზე სწრაფად, ის დაარღვევდა მიზეზობრიობას და გამოიწვევდა უამრავ ლოგიკურ პარადოქსებს. ტახიონებს ექნებოდათ არაჩვეულებრივი თვისებები – მათი სიჩქარე გაიზრდებოდა ენერგიის შემცირებასთან ერთად, და, ამავე დროს მოითხოვდა უსასრულოდ დიდ ენერგიას, რათა მისი სიჩქარე დაგვეგდო სინათლის სიჩქარემდე. არ არსებობს არავითარი ექსპერიმენტული დადასტურება ასეთი ნაწილაკის არსებობისთვის. ტახიონის ცნება თანამედროვე ეტაპზე შემოიტანეს ამერიკელმა ფიზიკოსმა ჯერალდ ფინზერგმა (1967) და ბელარუსმა ფიზიკოსმა ოლეგ ბილანიუკმა 1962 წელს, როგორც ველების წარმოსახვითი მასით აგზნება. მათ შემოიტანეს ველები წარმოსახვითი მასით. სპეციალურ ფარდობითობის თეორიაში სინათლეზე მეტი სიჩქარით მოძრავ ნაწილაკს უნდა ჰქონდეს სივრცის-მაგვარი 4-იმპულსი, განსხვავებით ჩვეულებრივი ნაწილაკებისგან. ფარდობითობის თეორიის ფორმულებს თუ მივუყენებთ ტახიონებს, როგორიცაა

$$E^2 = (pc)^2 + (mc^2)^2 \quad \text{და} \quad E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}},$$

გამოჩნდება, რომ როდესაც ნაწილაკის სიჩქარე v მეტია სინათლის c სიჩქარეზე, ენერგიის გამოსახულების მნიშვნელი გახდება წარმოსახვითი, და რადგან ნაწილაკის სრული ენერგია უნდა იყოს ნამდვილი, რაიმე პრაქტიკული შინაარსი რომ მიეცეს საკითხს, მრიცხველიც უნდა იყოს წარმოსახვითი, ანუ მასა – წარმოსახვითი.

უნდა აღინიშნოს, რომ არსებობენ მოდელები, რომლებშიც ხდება ლორენცის გარდაქმნების გაფართოება ისე, რომ სუპერლუმინალური (სინათლეზე მეტი სიჩქარით) მოძრავი ნაწ-

ილაკები შემოყვანილ იქნან, როგორც ნამდვილი მასის მქონე. მაგრამ ეს სულ სხვა თეორიაა. აინშტაინის ფარდობითობის თეორიის მსგავსად ამ მოდელებში თავიდანვე ფიგურირებს

რელატივისტური ფესვი ადგილშეცვლილი წევრებით, $\sqrt{\frac{v^2}{c^2} - 1}$,

ანუ თავიდანვე შემოიტანება სინათლეზე მეტი სიჩქარით მოძრაობის ნაწილაკი. მაგრამ ამით სიძნელების, კერძოდ, მიზეზობრიობასთან დაკავშირებული პრობლემების თავიდან აცილება ვერ ხერხდება. რაც შეეხება ლორენცის გარდაქმნების გაფართოებას, აქ უხდებათ დროის 3 კოორდინატის და სივრცის ერთი კოორდინატის შემოყვანა. დეტალური ინფორმაციის მისაღებად მკითხველს ვთავაზობთ მიმოხილვას E. Recami, „Classical tachions and possible applications“, Rivista del Nuovo Cimento, Vol. 9 (6), pp. 1-178.

მიუხედავად უჩვეულო თვისებებისა, რაც არ არის ექსპერიმენტულად დაკვირვებული, ფიზიკოსთა მცირე ნაწილი აგრძელებს ტახიონების იდეის განვითარებას, განსაკუთრებით აქტიურობენ იტალიელი ფიზიკოსები ქ. პიზას უნივერსიტეტიდან. დეტალურად შეიძლება გაეცნოთ ზემოთ მითითებულ მიმოხილვაში. აქტიურობა არ არის შემთხვევითი, რადგან ველის კვანტურ თეორიებში ვირტუალური ნაწილაკების გავრცელება სივრცის-მაგვარ ინტერვალებში ჩვეულებრივი მოვლენაა, რაც ძირითადად დაკავშირებულია ე. წ. ანტინაწილაკების მოძრაობასთან, რასაც არაკვანტურ თეორიებში ადგილი არ აქვს.

მაგალითად, ზესინათლის სიჩქარით მოძრაობა გამოიწვევდა ვავილოვ-ჩერენკოვის გამოსხივებას ვაკუუმში, რასაც არ ვაკვირდებით, როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ.

მიუხედავად უამრავი კონცეპტუალური წინააღმდეგობებისა, ტახიონი, როგორც ნაწილაკი, მაინც საინტერესოა თანამედროვე ფიზიკისათვის. ასე, მაგალითად, ელემენტარული ნაწილაკთა სამყარო დიდი სიზუსტით აღინერება ე. წ. სტანდარტული მოდელით. ამ მოდელში შემოყვანილია სკალარული (უსპინო) ნაწილაკები, რომლებთან ურთიერთქმედების შედეგად ბუნებაში არსებული ყველა ნაწილაკი იქნეს არაწარმო-

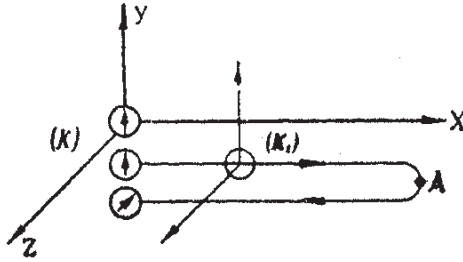
ვან მასას. გამოიყენება გარკვეული სიმეტრიის თავისთავადი დარღვევა (ჰიგსის მექანიზმი), რომელსაც განაპირობებს სკალარულ ნაწილაკთა შორის ტახიონის არსებობა. ე. ნ. ჰიგსის მექანიზმი განდევნის თეორიიდან ტახიონს და იტოვებს მხოლოდ ფიზიკურ ნაწილაკებს. შედეგად მიიღება მხოლოდ ფიზიკური ნაწილაკების სისტემა, რომელშიც ტახიონური ნაწილიდან გვრჩება ერთი სკალარული (ჩვეულებრივი) ნაწილაკი საკმაოდ დიდი (ნამდვილი) მასით. ესაა ე. ნ. ჰიგსის ნაწილაკი, რომელიც ძალიან მძიმეა (დაახლოებით, 126 გევი), აღმოჩენილია 2012 წელს მსოფლიოში ყველაზე მძლავრ კოლაიდერზე შვეიცარიაში (CERN). ეს არის ვირტუალური სამყაროდან გამოძახილი, რომელიც რეალურ სამყაროზე ახდენს გავლენას. სწორედ ამიტომ არის საინტერესო ტახიონების კვლევა.

გადავიდეთ ახლა სხვა პარადოქსების განხილვაზეც:

დროის პარადოქსი

როგორც ვნახეთ, ფარდობითობის თეორიაში დროის მსვლელობა დამოკიდებულია იმაზე, დამკვირვებელი საათის მიმართ მოძრაობს თუ უძრავია. ამ ფაქტს ერთ საინტერესო შედეგამდე მივყავართ. განვიხილოთ ათვლის ორი ინერციული სისტემა, K და K_1 და დავუშვათ, რომ K_1 სისტემა მოძრაობს K - სისტემის მიმართ v სიჩქარით. ვთქვათ K_1 სისტემაში მიმდინარეობს რაიმე მოვლენა, რომლის ხანგრძლივობა ამ სისტემის მიმართ არის T_1 , მაშინ იგივე მოვლენის ხანგრძლივობა K - სისტემის მიმართ იქნება $T = \gamma T_1$, ანუ მოვლენის ხანგრძლივობა მეტია. ეს გახანგრძლივება მით მეტია, რაც დიდია K_1 სისტემის სიჩქარე K - სისტემის მიმართ.

გავარჩიოთ ასეთი ცდა: K - სისტემის სათავეში მოვათავსოთ ორი უძრავი საათი, რომლებიც ერთსა და იმავე დროს გვიჩვენებდეს (იხ. ნახაზი 34)



ნახაზი 34. დროის პარადოქსის ილუსტრაცია

ვთქვათ, $t = 0$ მომენტში (ორივე საათისათვის) ერთ-ერთი მათგანი ამოძრავდა v სიჩქარით OX ღერძის გასწვრივ, გაიარა გარკვეული მანძილი, შეჩერდა A წერტილში და ისევ დაბრუნდა K - სისტემის სათავეში. გვიჩვენებს თუ არა დაბრუნების შემდეგ ეს საათი იგივე დროს, რასაც K - სისტემის სათავეში უძრავად მყოფი საათი? ცხადია, რომ არა. მართლაც, მოძრავი საათი განვიხილოთ, როგორც ათვლის K_1 - სისტემა და აღვნიშნოთ T_1 -ით დრო, რომელიც ამ საათით გავიდა მოძრაობის დაწყებიდან დაბრუნებამდე. ვინაიდან K_1 - სისტემა v სიჩქარით მოძრაობს K -ს მიმართ ორივე მიმართულებით K -სისტემაში უძრავად მყოფი საათის მიხედვით გავლილი დრო იქნება $T = \gamma T_1$, რაც იმას ნიშნავს, რომ ამოძრავებული და უკან დაბრუნებული საათი ჩამორჩება უძრავად მყოფ საათს, ე. ი. მის მიხედვით ნაკლები დრო გაივლის, ვიდრე უძრავი საათის მიხედვით.

აინშტაინმა მიუთითა, რომ აქ ჩატარებული მსჯელობა წარმოქმნის „პარადოქსს“, რომელსაც შემდგომში „საათების პარადოქსი“ დაერქვა. პარადოქსის შინაარსი შემდგომში მდგომარეობს: ჩვენ ვამბობთ, რომ ამოძრავებული და უკან დაბრუნებული საათი ჩამორჩება უძრავ საათს, მაგრამ, ფარდობითობის პრინციპის თანახმად, მთელი პროცესი იგივეურად უნდა მიმდინარეობდეს. თუ ამ პროცესს განვიხილავთ K_1 - სისტემის , ანუ მოძრავი საათის თვალსაზრისით, მასში მყოფი საათი უძრავია, ხოლო წინ და უკან მოძრაობს K - სისტემა და მასში მყოფი საათი. მაშასადამე, მოძრაობის დამთავრების შემდეგ

უნდა ჩამორჩეს K -სისტემაში მყოფი საათი და არა K_1 -ის საათი. რასაკვირველია, ყოველად შეუძლებელია, რომ პროცესის დამთავრების შემდეგ ორივე საათი ჩამორჩებოდეს ერთი მეორეს. სწორედ ამასი მდგომარეობს 'საათის პარადოქსი'.

აინშტაინმა მაშინვე ახსნა ეს პარადოქსალური შედეგი. საქმე იმაშია, რომ ფარდობითობის თეორიის თანახმად ტოლფასია მხოლოდ ინერციული სისტემები, ე. ი. მხოლოდ ასეთი სისტემები შეიძლება შევცვალოთ ერთიმეორით ისე, რომ არაფერი შეიცვალოს მოვლენის მიმდინარეობის ხასიათში, ვინაიდან მხოლოდ ინერციული სისტემების მიმართ მიმდინარეობს იგივეურად ყველა ფიზიკური მოვლენა. მაგრამ, თუ K - სისტემა ინერციულია, მაშინ K_1 - სისტემა არ შეიძლება იყოს ინერციული, ვინაიდან ამოძრავების ან გაჩერების დროს იგი მოძრაობს აჩქარებულად K - სისტემის მიმართ. ამიტომ K_1 - სისტემაში მყოფი საათის ჩამორჩენა K - სისტემაში მყოფ საათთან შედარებით არ ეწინააღმდეგება ფარდობითობის სპეციალურ თეორიას. K - სისტემაში მყოფი დამკვირვებელი დაადგენს, რომ ჩამორჩება ყოველთვის ის საათი, რომელიც იმყოფება არაინერციულ სისტემაში. ამით სავსებით იხსნება „საათის პარადოქსი“. მაგრამ, ამ ჩამორჩენის ახსნა K_1 - სისტემის თვალსაზრისით შესაძლებელი გახდება მხოლოდ მას შემდეგ, როდესაც გავარკვევთ, თუ როგორ ხდება გადასვლა ინერციულიდან არაინერციულ სისტემაზე.

ტყუპთა პარადოქსი

საათების პარადოქსი კიდევ უფრო მძაფრი რომ გავხადოთ, გადავიტანოთ იგი ტყუპებზე. უპირველეს ყოვლისა, არ უნდა გვეგონოს, რომ დროის შენელება დაკავშირებულია მხოლოდ საათებთან. დროის შენელებას ადგილი ექნება ნებისმიერ პროცესში, რომელიც მიმდინარეობს როგორც არაორგანულ, ისე ორგანულ სამყაროში, რამდენადაც ნებისმიერი მოძრაობა ფიზიკის კანონებს ემორჩილება. თუ ბიოლოგიურ ორგანიზმს რაიმე სხვა განსაკუთრება არ ახასიათებს, რომლის შესახებაც ჩვენ დღემდე არაფერი ვიცით, მაშინ ცოცხ-

ალი ორგანიზმისათვისაც დროის შენელება მოძრავ სისტემაში უნდა წარმოადგენდეს ნებისმიერი ბიოლოგიური პროცესის შენელებულ მიმდინარეობას, მაგალითად, გულის ნელა ცემას, ნელ მოსაზრებულობას და, რაც მთავარია, ნელა დაბერებას. ამიტომ, თუ ტყუპის ცალს გავუშვებთ სწრაფი რაკეტით სამყაროში სამოგზაუროდ, მაშინ იგი გაცილებით ახალგაზრდა დაბრუნდება თავის ტყუპის ცალთან შედარებით, რომელიც დადამინაზე დარჩა. ამავე დროს, კოსმონავტი ტყუპის ცალი მით უფრო ახალგაზრდა დაბრუნდება, რაც უფრო დიდი სიჩქარით მოძრაობდა მისი კოსმოსური ხომალდი. დადამინაზე დაბრუნებისას შეიძლება აღმოჩნდეს, რომ „დედამინის თვალსაზრისით“ გასულია ასეული და, შესაძლებელია, ათასეული წლებიც. ზემოთ აღწერილი საათების პარადოქსი გვეუბნება, რომ ტყუპების შემთხვევაშიც გვაქვს ასიმეტრიულობა მათ შორის – სამოგზაუროდ გაშვებული ტყუპის ცალი მუდამ არ იმყოფება ინერციულ სისტემაში, განსხვავებით დედამინაზე დარჩენილისგან. ამიტომ, დაბრუნებისას ის უფრო ახალგაზრდა აღმოჩნდება.

მოძრაობა კოსმოსურ სამყაროში,

კოსმოსური რაკეტის მოძრაობა

ფარდობითობის თეორიაში თანაბარაჩქარებული მოძრაობის საინტერესო მაგალითს წარმოადგენს კოსმოსური რაკეტის მოძრაობა, რომელიც განვიხილეთ ზემოთ (იხ. გვ. 108 და შემდეგ). მოძრავ სისტემაში დროის შენელებასთან დაკავშირებულია სამყაროს უშორესი წერტილების ათვისების საინტერესო პერსპექტივა. დროის შენელებას რომ არ ჰქონოდა ადგილი, ადამიანი სიცოცხლის ხანგრძლივობის შეზღუდულობის გამო, ვერ გაივლიდა სამყაროს ზომების შესადარ მანძილებს. მაგალითად, ადამიანის სიცოცხლის საშუალო ხანგრძლივობად თუ ავიღებთ 100 წელს, მაშინ უკან დაბრუნების ჩათვლით ადამიანი დედამინას დასცილდებოდა მაქსიმუმ 50 სინათლის წლით. მაგრამ, თუ წარმოვიდგენთ, რომ შეგვეძლება რაკეტის აჩქარება თითქმის სინათლის სიჩქარემდე, ადამიანის მიერ და-

პყრობილი კოსმოსის სივრცეც გაიზრდებოდა, მითუმეტეს, თუ მხედველობაში მივიღებთ დროის რელატივისტურ შენელებას.

თანამედროვე ამაჩქარებლებზე მაგ. , LHC-ზე ცერნში, პროტონებს აჩქარებენ $E \sim (10-15)TeV$ ენერგიებამდე. ასეთი ენერგიებისათვის გადამყვანი ფაქტორი γ გამოდის ძალიან დიდი, რამდენიმე ათასის რიგისა. რომ შეგვეძლოს ასეთ ენერგიებამდე ავაჩქაროთ კოსმოსური რაკეტა, მივიღებდით კოსმოსის ათვისების კოლოსალურ შესაძლებლობებს

თავი II. რელატივისტური დინამიკა

1. იმპულსის შენახვის კანონი და რელატივისტური იმპულსი

უნდა შემოვიტანოთ დინამიკური სიდიდეები (იმპულსი, ენერჯია და ა. შ.) რელატივისტურ მექანიკაში ისე, რომ მცირე სიჩქარეების ზღვარში ($v \ll c$) დაემთხვეს ნიუტონისეულ განმარტებებს. დავიწყოთ იმპულსით. ნიუტონის მექანიკაში გვექონდა იმპულსის შემდეგი განმარტება $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$. ამასთან ასე განმარტებული იმპულსი იზოლირებული სისტემისათვის ინახებოდა ,

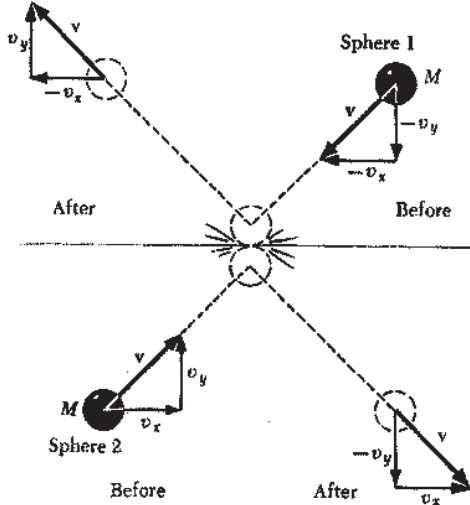
$$\sum_{i=1}^N \mathbf{p}_i = \sum_{i=1}^N m_i \mathbf{v}_i = \text{const.} \quad \text{ანუ} \quad \sum_{i=1}^N m_i \mathbf{v}_i = \sum_{i=1}^N m_i \mathbf{u}_i = \text{const.} \quad (84)$$

აქ \mathbf{u}_i აღნიშნავს i -ური ნაწილაკის სიჩქარეს დაჯახების შემდეგ.

შენახვის ეს კანონი სრულდებოდა გალილეის ყველა სისტემაში. მართლაც, თუ გადავალთ სხვა სისტემაში, რომელიც მოცემული სისტემის მიმართ მოძრაობს \mathbf{V} მუდმივი სიჩქარით, როგორც ვიცით, ამ დროს ადგილი აქვს სიჩქარეთა შეკრების გალილეისეულ წესს $\mathbf{v}_i \rightarrow \mathbf{u}_i = \mathbf{v}_i + \mathbf{V}$. თუ ამ შეცვლას გამოვიყენებთ შენახვის კანონში ყველა სიჩქარისათვის, დავრწმუნდებით, რომ შენახვის კანონი შესრულდება მოძრავე სისტემაშიც. უბრალოდ დაემატება მუდმივი ვექტორი, რაც არ შეცვლის კანონს.

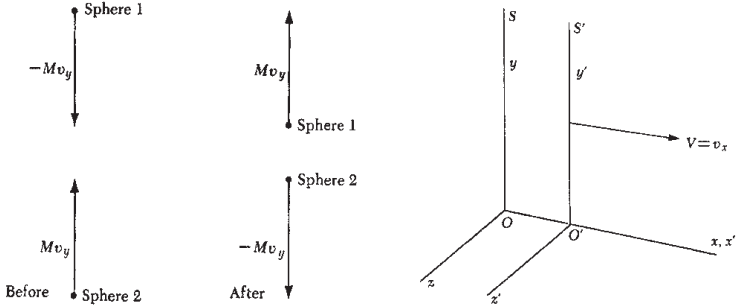
ეს ასედაც უნდა ყოფილიყო, რადგან გალილეის ფარდობითობის პრინციპის თანახმად მექანიკის კანონები არ უნდა იცვლებოდნენ გალილეის ერთი სისტემიდან მეორეში გადასვლის დროს. საილუსტრაციოდ განვიხილოთ ასეთი **ამოცანა**:

ტოლი მასის ბურთულების დრეკადი დაჯახება. ვაჩვენოთ, რომ ნიუტონისეული იმპულსის გამოსახულება არ უზრუნველყოფს მის შენახვას დაჯახებებში რელატივისტური სიჩქარეების მონანილობით. განვიხილოთ დრეკადი დაჯახების სურათი (იხ. ნახაზი 35)



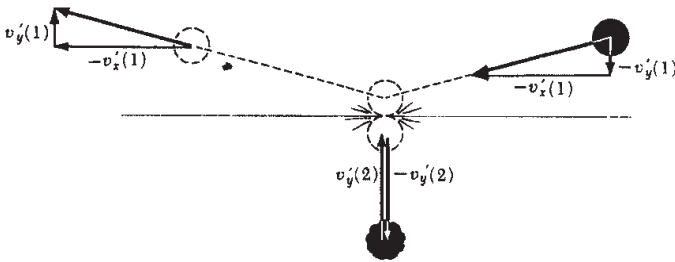
ნახაზი 35. ტოლი მასების ორი ბურთულას დაჯახება

ნახაზზე არჩეულია სისტემა, რომელშიც ნაწილაკები უახლოვდებიან ერთმანეთს ტოლი და საპირისპირო სიჩქარეებით, ანუ აგვირჩევია მასათა ცენტრის სისტემა. მოცემულ სისტემაში მასათა ცენტრი უძრავია. სიმეტრიის გამო სრული იმპულსის y მდგენელი ნულის ტოლი უნდა იყოს დაჯახებამდე და დაჯახების შემდეგ. ეს ხდება, ცხადია, იმპულსისთვის ნიუტონისეული განმარტების დროს (83) – p_y -ის ნამატი პირველი ნაწილაკისთვის არის $+2mv_y$, ხოლო მეორე ნაწილაკისთვის არის $-2mv_y$, ასე, რომ ჯამი ნულის ტოლია. სურათი ასე გამოიყურება (ნახ. 36)



ნახაზი 36. დაჯახების კონფიგურაცია: a) y -მიმართულებაზე დაჯახებამდე და b) დაჯახების შემდეგ; c) S' სისტემას აქვს სიჩქარე S -ის მიმართ $V=v_x$

ახლა განვიხილოთ სურათი S' სისტემაში, რომელსაც აქვს სიჩქარე $V = v_x \hat{x}$ უძრავი S სისტემის მიმართ. აქ \hat{x} არის ერთეულოვანი ვექტორი. სათანადო ნახაზია (37)



ნახაზი 37. რელატივისტური დაჯახების სურათი

შევნიშნოთ, რომ v_x არის მე-2 ნაწილაკის სიჩქარის x კომპონენტი S სისტემაში, ხოლო $-v_x$ არის იგივე პირველი ნაწილაკისთვის. სიჩქარეთა გარდაქმნის კანონიდან გამომდინარეობს, რომ S' სისტემაში ნაწილაკთა სიჩქარის კომპონენტები იქნება

$$-v'_x(1) = \frac{-v_x - V}{1 + v_x V / c^2} = \frac{-2v_x}{1 + v_x^2 / c^2}$$

$$v'_y(1) = \frac{v_y}{1 + v_x V / c^2} (1 - V^2 / c^2)^{1/2} = \frac{v_y}{1 + v_x^2 / c^2} (1 - V^2 / c^2)^{1/2}$$

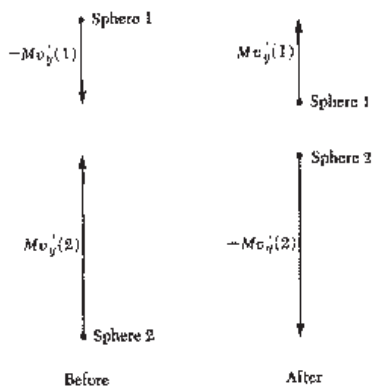
მაშინ, როცა

$$v'_x(2) = \frac{v_x - V}{1 - v_x V / c^2} = 0$$

$$v'_y(2) = \frac{v_y}{1 - v_x V / c^2} (1 - V^2 / c^2)^{1/2} = \frac{v_y}{(1 - v_x^2 / c^2)^{1/2}}$$

ეს შედეგები გამოხატულია (38)-ე ნახაზზე.

აქედან ჩანს, რომ მოძრავ სისტემაში ცალკეული ნაწილაკის სიჩქარის მდგენელები არ უდრიან ერთმანეთს, მაშინაც კი როცა უძრავ სისტემაში ტოლები იყვნენ:



ნახაზი 38. იმპულსების კონფიგურაცია S' სისტემაში

ამრიგად, იმპულსის ნამატი $2mv'_y(2)$ არ უდრის ნამატს $2mv'_y(1)$ -ს. ვასკვნით, რომ გამოსახულება, რომელშიც იმპულსი სიჩქარის პროპორციულია, ვერ უზრუნველყოფს იმპულსის შენახვას ყველა ათვლის სისტემაში.

ბუნებრივია, ისე უნდა შემოვიტანოთ რელატივისტური იმპულსის განმარტება, რომ ათვლის ყველა სისტემაში ადგილი ჰქონდეს იმპულსის შენახვის კანონს, თუ ის სრულდებოდა ერთ რომელიმე სისტემაში.

დავინახეთ, რომ თუ იმპულსის ძველ (ნიუტონისეულ) განმარტებას შევინარჩუნებთ, შენახვის კანონი არ შესრულდება ლორენცის სხვა სისტემაში. მართლაც, გავიხსენოთ, რომ სხვა სისტემაზე გადასვლა ხდება ლორენცის გარდაქმნებით, რომელთაც აქვთ სახე

$$x' = \frac{x - V_0 t}{\sqrt{1 - V_0^2 / c^2}}, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = \frac{t - \frac{V_0}{c^2} x}{\sqrt{1 - V_0^2 / c^2}}$$

როგორც ვიცით, ასეთივე სახე აქვს ლორენცის გარდაქმნებს კოორდინატების და დროის დიფერენციალებისთვის, საიდანაც დავადგინეთ სიჩქარეთა გარდაქმნის რელატივისტური ფორმულები:

$$v'_x = \frac{v_x - V_0}{1 - \frac{v_x V_0}{c^2}}, \quad v'_y = \frac{v_y \sqrt{1 - V_0^2 / c^2}}{1 - \frac{v_x V_0}{c^2}}, \quad v'_z = \frac{v_z \sqrt{1 - V_0^2 / c^2}}{1 - \frac{v_x V_0}{c^2}}$$

ახლა ადვილი შესამონმეებელია, რომ თუნდაც უმარტივეს მაგალითში – ორი ნაწილაკის დრეკადი დაჯახება – თუ იმპულსის ძველ განმარტებას შევინარჩუნებთ, იმპულსის შენახვის კანონი

$$m_1 \mathbf{v}_1 + m_2 \mathbf{v}_2 = m_1 \mathbf{u}_1 + m_2 \mathbf{u}_2$$

არ შესრულდება ლორენცის გარდაქმნის შემდეგ. განსაკუთრებით მარტივად გამოჩნდება ეს, თუ განვიხილავთ დაჯახებას მასათა ცენტრის სისტემაში, როგორც ამოცანაშია განხილული, სადაც ეს ჯამები ორივე ნულის ტოლია და შემდეგ ჩავატარებთ ლორენცის გარდაქმნას x -ღერძის გასწვრივ. მიზეზიც ადვილად გამოჩნდება: საქმე იმაშია, რომ x -ღერძის გასწვრივ გარდაქმნისას სიჩქარის სხვა მდგენელებიც (v_y, v_z) გარდაიქმნებიან, რაც იწვევს იმპულსის შენახვის კანონის დარღვევას ლორენცის ახალ სისტემაში. ჩვენ კი გვინდა, რომ იმპულსის შენახვის კანონი შესრულდეს ლორენცის ყველა სისტემაში, როგორც მოითხოვს აინშტაინის პირველი პოსტულატი.

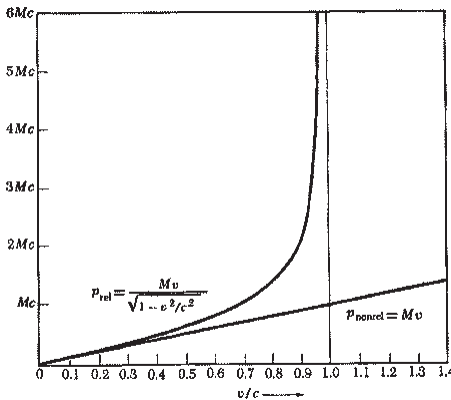
აინშტაინი მიხვდა, რომ შენახვის კანონის უზრუნველყოფისათვის უნდა შეიცვალოს იმპულსის განმარტება. განმარტება

ისეთი უნდა იყოს, რომ ნაწილაკის იმპულსის y კომპონენტი დამოუკიდებელი იყოს სისტემის სიჩქარის x კომპონენტზე, რომელშიც ვაკვირდებით გაფანტვას. თუ ასეთ განმარტებას ვიპოვით, მაშინ იმპულსის y კომპონენტის შენახვა ათვლის ერთ სისტემაში უზრუნველყოფს მის შენახვას ათვლის ნებისმიერ სისტემაში.

ჩვენ ვიცით, რომ ლორენცის გარდაქმნისას წანაცვლება Δy ერთნაირია ყველა ათვლის სისტემაში, მაგრამ დროის ნაზრდი Δt დამოკიდებულია ათვლის სისტემაზე. სწორედ ამის გამო ათვლის სისტემაზე დამოკიდებული სიჩქარის კომპონენტი $v_y = \Delta y / \Delta t$. ლაბორატორიული საათის ნაცვლად დროის ხანგრძლივობის გასაზომად თუ გამოვიყენებთ საკუთარი დროის ინტერვალს $\Delta \tau$, მის მნიშვნელობას დაეთანხმება ყველა დამკვირვებელი. ამიტომ $\Delta y / \Delta \tau$ ყველა დამკვირვებლისთვის იქნება ერთნაირი. ამ მოსაზრებების მიხედვით ა. აინშტაინმა შემოიტანა რელატივისტური იმპულსი შემდეგი თანაფარდობით:

$$p = \frac{m \mathbf{dr}}{d\tau} = \frac{m \mathbf{v}}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}} \quad (85)$$

სადაც \mathbf{v} არის ნაწილაკის სიჩქარე, რადიუს ვექტორის წარმოებული დროით. ვხედავთ, რომ მცირე სიჩქარეების დროს ($v \ll c$) ეს ფორმულა გადადის არარელატივისტურ განმარტებაში. დიდი სიჩქარეების დროს კი დგება საგრძნობი განსხვავება.



ნახაზი 39. რელატივისტური იმპულსის ყოფაქცევა ნაწილაკის სიჩქარის მიხედვით

ასე, რომ შესაბამისობის პრინციპი დაცულია. ახლა ადვილად დავადგენთ, რომ x -ლერძის გასწვრივ ლორენცის გარდაქმნის დროს რელატივისტური იმპულსის y, z მდგენელები არ გარდაიქმნებიან. ამაში დარწმუნება ადვილია უშუალო შემონმებით, თუ სიჩქარის გარდაქმნის ფორმულებს გამოვიყენებთ. მაგრამ გაცილებით მარტივად დავრწმუნდებით, თუ გავიხსენებთ საკუთარი დროის ცნებას და მის ინვარიანტულობას:

$$d\tau = dt\sqrt{1 - v^2/c^2} = inv \quad (86)$$

ეს კი ნიშნავს, რომ იმპულსის გარდაქმნის წესი დაემთხვევა კოორდინატის დიფერენციალის გარდაქმნის წესს, რადგან ფორმულაში $\mathbf{p} = m \frac{d\mathbf{r}}{d\tau}$ მარტო მრიცხველი გარდაიქმნება ლორენცის გარდაქმნებისას. ხოლო, როგორც ვიცით, ლორენცის გარდაქმნისას x -ლერძის გასწვრივ y და z კოორდინატები არ გარდაიქმნებიან. ამრიგად, იმპულსის ასეთი განმარტებისას სიძნელე თავიდან ავიცილეთ და უზრუნველვყოფთ იმპულსის შენახვის კანონის ლორენც-კოვარიანტულობას. (კანონი შესრულდება ათვლის ყველა ლორენცის სისტემაში).

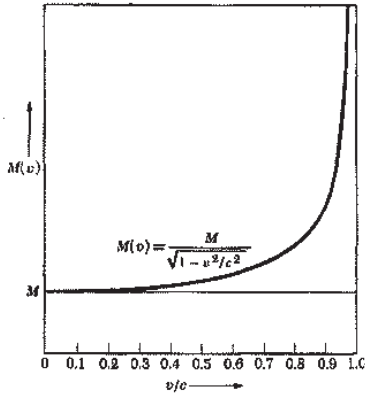
ხშირად, ასე იქცეოდნენ ფარდობითობის თეორიის განვითარების პირველ ეტაპზე: შემოჰქონდათ ე. წ. რელატივისტური მასა ანუ მოძრავი მასა

$$M(v) = \frac{m}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (87)$$

ანუ იმპულსს განმარტავდნენ ასე

$$\mathbf{p} = M(v)\mathbf{v}, \quad \mathbf{M}(v) = \frac{m}{(1 - v^2/c^2)^{1/2}} \quad (88)$$

მრიცხველში მოთავსებულ მასას, რომელიც უბრალოდ არის ნიუტონისეული მასა, უწოდებდნენ უძრაობის მასას და აღნიშნავდნენ ასე - m_0 . (87)-ე ფორმულის ყოფაქცევა მოცემულია ნახაზზე 40.



ნახაზი 40. მოძრავი მასის დამოკიდებულების ხასიათი სიჩქარის მიხედვით

გამოდის, რომ სხეულის მასა დამოკიდებულია მისი მოძრაობის სიჩქარეზე. როგორც შემდგომმა განვითარებამ აჩვენა, ასეთი ინტერპრეტაცია არ არის მიზანშეწონილი და ჩვენ მას არ გამოვიყენებთ. 1948 წელს ა. აინშტაინი წერდა ერთ-ერთ

თავის კოლეგას: „არ არის კარგი $M(v) = \frac{m}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$ კონცეფციის მასის შემოტანა, მისი განმარტება არ არის ნათელი. უკეთესია არ შემოვიტანოთ სხვა მასა, გარდა „უძრაობის მასისა“ m . უმჯობესია გვახსოვდეს იმპულსის და ენერჯიის გამოსახულებები მოძრავი სხეულებისა“

მოძრაობის რელატივისტური განტოლება

ზოგადი სტრატეგიის მიხედვით, ბუნებრივია ჩავთვალოთ, რომ სხეულზე მოქმედი ძალა იყოს იმპულსის წარმოებული დროის მიხედვით, როგორც გვექონდა არარელატივისტურ მექანიკაში: ანუ ძალაში დავტოვოთ მოძრაობის კანონის ნიუტონისეული ჩამოყალიბება – ძალა უდრის მოძრაობის რაოდენობის ცვლილების სიჩქარეს (ცვლილებას დროის ერთეულში)

$$F = \frac{dp}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{mv}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \right) \quad (89)$$

ასეთი სახე აქვს ახლა ნიუტონის მეორე კანონს. გამოვთვალოთ მარჯვნივ მდგომი ნარმოებული:

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &= \frac{d}{dt} \left(\frac{m\mathbf{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \right) = \frac{m}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \frac{d\mathbf{v}}{dt} + m\mathbf{v} \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \right) = \\ &= \frac{m}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \frac{m\mathbf{v}}{(1-v^2/c^2)^{3/2}} \frac{v}{c^2} \frac{dv}{dt} \end{aligned} \quad (90)$$

ვხედავთ, რომ ეს თანაფარდობა საგრძნობლად განსხვავდება ნიუტონის კანონისაგან. პირველ რიგში, თვალში საცემია ის, რომ ძალის მიმართულება არ ემთხვევა აჩქარების $\mathbf{a} = \frac{d\mathbf{v}}{dt}$ მიმართულებას, რომ არაფერი ვთქვათ სხვა განსხვავებებზე.

მუშაობა და ენერჯია

მოვიქცეთ კლასიკური მექანიკის ანალოგიით – გამოვთვალოთ დროის ერთეულში ძალის მიერ ნაწილაკზე შესრულებული მუშაობა ანუ სიმძლავრე. განმარტების თანახმად,

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dt} &= \mathbf{F} \cdot \mathbf{v} = \frac{m}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \left(\mathbf{v} \cdot \frac{d\mathbf{v}}{dt} \right) + \frac{mv^2}{c^2 (1-v^2/c^2)^{3/2}} v \frac{dv}{dt} = \\ &= \frac{m}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \frac{1}{2} \frac{dv^2}{dt} + \frac{mv^2}{c^2 (1-v^2/c^2)^{3/2}} \frac{1}{2} \frac{dv^2}{dt} = \\ &= \frac{m}{(1-v^2/c^2)^{3/2}} \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \left(\frac{v^2}{c^2} \right) = \frac{d}{dt} \left(\frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \right) \end{aligned} \quad (90)$$

ამრიგად

$$\frac{dA}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \right),$$

რომლის ინტეგრაციით მივიღებთ შესრულებული მუშაობის ფორმულას

$$A = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} + const.$$

გავიხსენოთ ახლა თეორემა კინეტიკური ენერჯის შესახებ:

- სხეულზე შესრულებული მუშაობა ტოლი უნდა იყოს სხეულის კინეტიკური ენერჯის ცვლილებისა.

ამიტომ, როცა $v = 0$, მარჯვენა მხარე ნულის ტოლი უნდა იყოს, საიდანაც ვასკვნით, რომ

$$const. = -mc^2$$

ანუ კინეტიკური ენერჯიაა

$$E_k = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} - mc^2 \quad (91)$$

შევამოწმოთ ამ ფორმულის აზრი მცირე სიჩქარეებზე. ამისათვის ფესვი გავშალოთ მწკრივად v^2/c^2 ხარისხების მიხედვით და შემოვიხაზოთ პირველი არანულოვანი წევრით (მწკრივად გაშლა ასე ხდება: $(1-x)^{-1/2} = 1 + \frac{1}{2}x + \dots \approx 1 - \frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2} + \dots$)

ამიტომ არარელატივისტური კინეტიკური ენერჯისთვის მიიღება

$$E_k^{NR} = \frac{mv^2}{2}$$

ამრიგად ენერჯის გამოსახულება ამ თვალსაზრისით სწორადაა შედგენილი.

სიდიდეს

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad (92)$$

უნოდებენ ნაწილაკის რელატივისტურ ენერჯიას, როცა მისი სიჩქარეა v . როცა სიჩქარე ნულია ანუ ნაწილაკი უძრავია, მას აქვს ენერჯია

$$E_0 = mc^2, \quad (93)$$

რომელსაც ნაწილაკის უძრაობის ენერგია ეწოდება. ეს არის ენერგიის ფორმა, რომელიც აღმოაჩინა ფარდობითობის სპეციალურმა თეორიამ. ესაა აინშტაინის ცნობილი ფორმულა, რომლიდან გამომდინარე შედეგებს შევისწავლით ჩვენს კურსში. ეს არის, მაგალითად, ნაწილაკის შინაგანი ენერგია, რომელშიც შეიძლება ვიგულისხმოთ მისი სითბური ენერგია და ა. შ.

ნათელია, რომ აინშტაინის ენერგიის ფორმულა შეგვიძლია ჩავწეროთ საკუთარი დროის მეშვეობით შემდეგნაირად,

$$E = mc^2 \frac{dt}{d\tau} \quad (94)$$

ამის გამო ენერგია თავისი გარდაქმნის თვისებებით დაუკავშირდება იმპულსს შემდეგი ოთხ-განზომილებიანი კომპონენტების სახით:

$$p_x = m \frac{dx}{d\tau}, \quad p_y = m \frac{dy}{d\tau}, \quad p_z = m \frac{dz}{d\tau}, \quad E = mc^2 \frac{dt}{d\tau} \quad (95)$$

ლორენცის გარდაქმნების დროს ამ გამოსახულებათა მართო მრიცხველები გარდაიქმნება და ამიტომ შეგვიძლია დავწეროთ იმპულსისა და ენერგიის გარდაქმნის ფორმულები ლორენცის გარდაქმნების ანალოგიით შემდეგნაირად. იმპულსი და ენერგია უნდა გავიგოთ შემდეგ ოთხეულად $\left(p_x, p_y, p_z, \frac{E}{c^2} \right)$ და ვწეროთ:

$$p'_x = \frac{p_x - V_0 \frac{E}{c^2}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad p'_y = p_y, \quad p'_z = p_z, \quad \frac{E'}{c^2} = \frac{\frac{E}{c^2} - \frac{V_0}{c^2} p_x}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (96)$$

ე. ი.

$$E' = \frac{E - V_0 p_x}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (97)$$

ამ ოთხი სიდიდის ერთობლიობა ქმნის ენერგია-იმპულსის 4-ვექტორს.

გარდაქმნის ინვარიანტი, ინტერვალი

ვხედავთ, რომ ამ ოთხი სიდიდის გარდაქმნა აბსოლუტურად ემთხვევა კოორდინატების და დროის გარდაქმნებს. ამიტომ კოორდინატების ანალოგიით შეგვიძლია შევადგინოთ ინვარიანტი ლორენცის გარდაქმნების მიმართ (ინტერვალის მსგავსად). სახელდობრ, ინვარიანტი იქნება

$$c^2 \frac{E^2}{c^4} - p_x^2 - p_y^2 - p_z^2 = \frac{mc^2}{1-v^2/c^2} - \frac{m^2 v^2}{1-v^2/c^2} = m^2 c^2 = inv.$$

$$ე. ი. \quad E^2 - p^2 c^2 = m^2 c^4 = inv. \quad (98)$$

ვხედავთ, რომ ენერგია-იმპულსის ოთხვექტორისგან შედგენილი ინვარიანტის მნიშვნელობა არის ნაწილაკის უძრაობის ენერგია. ამიტომ, ყველა ინერციულ სისტემაში დამკვირვებლები გაზომივენ ერთსა და იმავე მნიშვნელობას უძრაობის ენერგიისა და რადგან $c = const.$ მასის ერთსა და იმავე მნიშვნელობას.

2. კავშირები ენერგიასა და იმპულსს შორის. უმასო ნაწილაკები

ზემოთ მოყვანილი ფორმულებიდან გვაქვს შემდეგი თანაფარდობები:

$$\mathbf{p} = \frac{E}{c^2} \mathbf{v}, \quad (84) \text{ და } (92) \text{ -დან} \quad (99)$$

$$E = c \sqrt{p^2 + m^2 c^2}, \quad (98)\text{-დან} \quad (100)$$

ამ ბოლო თანაფარდობის მიხედვით ჩანს, რომ ფარდობითობის თეორია უშვებს იმის შესაძლებლობას, რომ ბუნებაში გვექონდეს უმასო ($m = 0$) ნაწილაკები. ამ შემთხვევაში ასეთი ნაწილაკის ენერგია იმპულსს უკავშირდება თანაფარდობით

$$E = pc \quad (101)$$

თუ ამასთან ერთად მეორე კავშირსაც გავითვალისწინებთ, უმასო ნაწილაკისთვის მივიღებთ

$$\mathbf{p} = \frac{E}{c^2} \mathbf{v} = \frac{pc}{c^2} \mathbf{v},$$

საიდანაც ვლებულობთ

$$v = c, \quad (102)$$

ე. ი. უმასო ნაწილაკი ყოველთვის სინათლის სიჩქარით მოძრაობს. დღეისათვის აღმოჩენილია ერთადერთი უმასო ნაწილაკი – ფოტონი ანუ გამა კვანტი (სინათლის კვანტი), რომელიც, ცხადია, სინათლის სიჩქარით მოძრაობს*.

განვიხილოთ შემდეგი **მაგალითი**: ფოტონების სისტემის უძრაობის ენერგია. საზოგადოდ ნაწილაკთა სისტემის უძრაობის ენერგია არ არის ჯამი ცალკეული ნაწილაკების უძრაობის ენერგიებისა, თუ ისინი მოძრაობენ ერთმანეთის მიმართ. ეს გამოდგება ფოტონებისთვისაც: ვთქვათ, გვაქვს ორი ფოტონი ენერგიებით 5 მევი და 2 მევი, რომლებიც ერთმანეთს უახლოვდებიან x -ლერძის გასწვრივ. როგორია ამ სისტემის უძრაობის ენერგია?

ამოხსნა: უმასობის გამო ამ ნაწილაკების იმპულსებია 5 მევი/ c და -2 მევი/ c . ამიტომ სისტემის ენერგიაა 5 მევი. +2 მევი. = 7 მევი, ხოლო იმპულსი კი $p = 5$ მევი/ c -2 მევი/ c = 3 მევი/ c . აქედან გამომდინარეობს, რომ სისტემის უძრაობის ენერგიაა

$$mc^2 = \sqrt{(7MeV)^2 - (3MeV)^2} = 6.3MeV!!$$

მეორე უმასო ნაწილაკი არის **გლუონი**, რომელსაც გადააქვს ურთირთქმედება კვარკებს შორის (ფოტონის მსგავსად). გლუონების არსებობა ექსპერიმენტულად დადასტურებულია. და ბოლოს, არსებობს ძლიერი თეორიული მოსაზრება იმის თაობაზე, რომ გრავიტაციული ურთიერთქმედება გადააქვთ აგრეთვე უმასო ნაწილაკებს – **გრავიტონებს**. თუმცა პირდა-

* დიდი ხნის განმავლობაში უმასოდ ითვლებოდა **ნეიტრინო** (ელექტრულად ნეიტრალური ნაწილაკი, რომელიც იბადება ბეტა-დაშლის რეაქციაში). მისი თვისებების გასაცნობად არსებობს უამრავი ლიტერატურა. ქართულ ენაზე მკითხველს შეგიძლია შევთავაზოთ სტატია, ა. ხელაშვილი, „ნეიტრინო და მისი მასა“ ჟურნალში სსჟ – სოროსის საგანმანათლებლო ჟურნალი, 1998 წ. №4, გვ. 31-43). ამჟამად დაკვირვებულია ნეიტრინოების ოსცილაციები, რაც მათ არანულოვან მასაზე მიუთითებს, თუმცა ეს მასა ძალზე მცირეა სხვა მასიურ ნაწილაკებთან შედარებით). უფრო დეტალური ინფორმაცია ნეიტრინოს შესახებ მოცემული იქნება ქვემოთ.

პირი დაკვირვება გრავიტონებისა ჯერ მომავლის საქმეა, მათს არსებობაშიც ეჭვი არავის ეპარება.

3. ენერგია-იმპულსის შენახვის კანონი

განვიხილოთ აბსოლუტურად არადრეკადი დაჯახება, როცა, მაგალითად, პლასტილინის ორი ბურთულა ცენტრალურად ეჯახება ერთმანეთს და შეერწყმის, ანუ გვაქვს აბსოლუტურად არადრეკადი პროცესი

$$1 + 2 \rightarrow 3 \quad (103)$$

ეს მარტივი პროცესი უმჯობესია განვიხილოთ მასათა ცენტრის სისტემაში, სადაც გვაქვს იმპულსის შენახვის კანონი შემდეგი სახით

$$\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = \mathbf{p}_3 = 0 \quad (104)$$

ცხადია პროცესი მიდის ერთი წრფის გასწვრივ, რომელსაც დავარქვათ x -ღერძი და გადავიდეთ ნებისმიერ ათვლის სისტემაში, რომელიც x -ღერძის გასწვრივ მოძრაობს V_0 სიჩქარით. მაშინ მოძრავ სისტემაში იმპულსის შენახვის ზედა განტოლება მიიღებს სახეს

$$\mathbf{p}'_1 + \mathbf{p}'_2 = \mathbf{p}'_3 \quad (105)$$

გამოვიყენოთ აქ ადრე მოყვანილი გარდაქმნის ფორმულები (96). მიიღება:

$$\frac{p_{1x} - \frac{V_0}{c^2} E_1}{\sqrt{1 - V_0^2 / c^2}} + \frac{p_{2x} - \frac{V_0}{c^2} E_2}{\sqrt{1 - V_0^2 / c^2}} = \frac{p_{3x} - \frac{V_0}{c^2} E_3}{\sqrt{1 - V_0^2 / c^2}}$$

და რაკი $p_{3x} = 0$, ან უფრო ზოგადად: $p_{1x} + p_{2x} = p_{3x}$. აქედან მიიღება

$$E_1 + E_2 = E_3 \quad (106)$$

მივიღეთ ენერგიის შენახვის კანონი ნებისმიერ სისტემაში. რას გვეუბნება ეს კანონი ამ მაგალითზე? ვთქვათ ნაწილაკებს ჰქონდათ ტოლი მასები და საბოლოოდ მიღებული ნაწილაკის მასა აღვნიშნოთ M -ით. გვაქვს

$$Mc^2 = \frac{2mc^2}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}} \quad (107)$$

სადაც ν არის შემხვედრ ნაწილაკთა სიჩქარე მასათა ცენტრის სისტემაში. აქ არსებითია ის, რომ გვაქვს

$$M > 2m \quad (108)$$

ამრიგად, მიღებულ ნაწილაკს აქვს მეტი მასა, ვიდრე დამჯახებელ მანიაკთა მასების ჯამია(!!!). ეს მოხდა დამჯახებელ ნაწილაკთა კინეტიკური ენერგიის ხარჯზე.

ვხედავთ, რომ უძრაობის ენერგია არ არის უბრალოდ ენერგიის განზომილების მქონე სიდიდე. ის არის რეალური ენერგია, რომელიც შეგვიძლია მივიღოთ კინეტიკური ენერგიიდან ან ენერგიის სხვა ფორმებიდან. ასევე უძრაობის ენერგია შეიძლება გადაიქცეს ენერგიის სხვა ფორმებად. ასე ხდება, მაგალითად, ბირთვული ენერგიის მიღება. ფარდობითობის თეორია წინასწარმეტყველებს უძრაობის ენერგიის (ან მასის) ეკვივალენტური ენერგიის მიღებას ან შთანთქმას. კარგი მაგალითია ნაწილაკ-ანტინაწილაკის ანიჰილაცია (გაქრობა) და გამოსხივების წარმოქმნა. მაგალითისათვის მოვიყვანოთ პროცესები

$$e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma, 4\gamma, \dots$$

ან პირიქით ელექტრონულ-პოზიტრონული წყვილის წარმოქმნა ფოტონების დაჯახებისას

$$\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+,$$

ამ რეაქციის განხორციელებისთვის ენერგიის შენახვის კანონის თანახმად ორი ფოტონის ენერგია უნდა აღემატებოდეს ელექტრონ-პოზიტრონული წყვილის საერთო უძრაობის ენერგიას, $2mc^2$.

ენერგიისა და მასის ამ ურთიერთკავშირს ხშირად მასის და ენერგიის ეკვივალენტურობას უწოდებენ და ამის ქვეშ ესმით მასის და ენერგიის ურთიერთგარდაქმნის შესაძლებლობა – ენერგიის გარდაქმნა მასაში და პირიქით. მაგრამ ეს მტკიცება ფიზიკურად არასწორია.

ფარდობითობის თეორიის მიხედვით მასასა და ენერგიას შორის გაცვილებით უფრო ღრმა კავშირია, ვიდრე კლასიკურ მექანიკაში. კლასიკურ მექანიკაში სავსებით შესაძლებელი იყო, რომ სხეულს ჰქონოდა დიდი მასა, მაგრამ არ ჰქონოდა დიდი ენერგია. შეიძლება სხეულის ენერგია შეცვლილიყო, მაგრამ ეს

სრულებითაც არ იწვევდა მისი მასის შეცვლას. სხეულის მასა ითვლებოდა აბსოლუტურად მუდმივ სიდიდედ, რომელიც მხოლოდ იმ შემთხვევაში შეიძლებოდა შეცვლილიყო, თუ სხეულს ჩამოვაშორებდით ან დავუმატებდით ნივთიერების ნაწილს.

ფარდობითობის თეორიის მიხედვით ენერგია მასის პროპორციულია და, ვინაიდან პროპორციულობის კოეფიციენტი (c^2) აბსოლუტურად უცვლელია, ენერგიის ყოველი შეცვლა იწვევს მასის პროპორციულ შეცვლას. თუ სხეულს მივანიჭებთ ენერგიას, მისი მასა შემდეგი სიდიდით გაიზრდება

$$\Delta m = \frac{\Delta E}{c^2}, \quad (109)$$

მასისა და ენერგიის პროპორციულობის კანონიდან ხშირად სრულიად უმართებულო დასკვნები გამოაქვთ. ამბობენ, მაგალითად, რომ ეს კანონი ნიშნავს მასის გადასვლას ენერგიაში, ან, რაც უფრო მეტად დაუშვებელია, მატერიის გადასვლას ენერგიაში. ცხადია, რომ პროპორციულობის კანონის ასეთი გაგება სრულიად არ გამომდინარეობს მისი შინაარსიდან - ეს კანონი რომ მასის ენერგიაში გადასვლას გამოსახავდეს, მისგან უნდა გამომდინარეობდეს, რომ მასის შემცირებას თან უნდა ახლავდეს ენერგიის გადიდება; მაგრამ კანონი გვეუბნება, რომ თუ სხეულის მასა შემცირდა, მისი ენერგიაც უნდა შემცირდეს და პირიქით. მაგალითად, მსუბუქი ბირთვებიდან მძიმე ბირთვის შექმნისას მასის შემცირება ისე უნდა გავიგოთ, რომ სისტემამ დაკარგა მასა და მასთან ერთად დაკარგა ენერგიაც. ეს დაკარგული მასა და ენერგია გარეშე სხეულებს ან ელექტრომაგნიტურ ველს გადაეცემა.

ზემოთ განხილული მაგალითები ნიშნავს, რომ რაღაც პროცესში გაქრა მასა და წარმოიშვა მისი ეკვივალენტური ენერგია. ყველა პროცესში ენერგია ქრება ერთი ფორმით, მაგრამ წარმოიქმნება მეორე ფორმით, ისე, რომ ინახება. ანალოგიურად იცვლება მასის არსებობის ფორმა, მაგრამ მისი მნიშვნელობა ინახება. აინშტაინის ფორმულა ამბობს, რომ როგორი ურთიერთგარდაქმნებიც არ უნდა ხდებოდეს მათ შორის, მოყვანილი რიცხვითი მნიშვნელობა მუდამ ძალაში დარჩება.

4. რელატივისტური დინამიკის ზოგიერთი გამოყენება

ნაწილაკის დაშლა ორ ნაწილაკად $A \rightarrow B + C$.

ვიპოვოთ გამოსული ნაწილაკების ენერგიები

გამოვიყენოთ შენახვის კანონები:

- იმპულსის $\mathbf{p}_A = \mathbf{p}_B + \mathbf{p}_C$ (1)

- ენერგიის $E_A = E_B + E_C$ (2)

ენერგიისთვის ავიღოთ რელატივისტური გამოსახულება

$$E = c\sqrt{p^2 + m^2 c^2}$$

უმჯობესია ვიმუშაოთ ბუნებრივ ერთეულებში, სადაც სინათლის სიჩქარე აღებულია ერთის ტოლად, $c=1$. მაშინ, გამოვიყენებთ ფორმულას

$$E = \sqrt{p^2 + m^2}$$

ამოხსნისათვის ავირჩიოთ ათვლის სისტემა, რომელშიც საწყისი ნაწილაკი უძრავი იყო

$$\mathbf{p}_A = 0; \quad \Rightarrow \mathbf{p}_B = -\mathbf{p}_C \equiv \mathbf{p} \quad (110)$$

ამ სისტემაში ენერგიის შენახვის კანონი მიიღებს სახეს

$$m_A = \sqrt{m_B^2 + p^2} + \sqrt{m_C^2 + p^2} \quad (111)$$

სადაც (და ზემოთაც ასე იყო) $p^2 \equiv \mathbf{p}^2$. გვინდა განვსაზღვ-

როთ, მაგალითად, C ნაწილაკის ენერგია, $E_C = \sqrt{m_C^2 + p^2}$.

ამისათვის (111) ფორმულაში უნდა ამოვხსნათ p^2 და ჩავსვათ აქ. ცხადია, რომ p^2 მთლიანად მასებით გამოიხატება და ამიტომ იქნება ფიქსირებული რიცხვი, ე. ი. E_C -ც იქნება ფიქსირებული რიცხვი.

ავიყვანოთ (111) ფორმულა კვადრატში პირველი ფესვის მარცხნივ გადმოტანის შემდეგ

$$\left(m_A - \sqrt{m_B^2 + p^2}\right)^2 = m_C^2 + p^2$$

ანუ

$$m_A^2 + p^2 + m_B^2 - 2m_A \sqrt{p^2 + m_B^2} = p^2 + m_C^2$$

საიდანაც გვაქვს

$$m_A^2 + m_B^2 - m_C^2 = 2m_A \sqrt{p^2 + m_B^2}$$

ეს უკვე გამოდგება p^2 -ის საპოვნელად, რადგან კიდევ ერთხელ კვადრატში აყვანა გაგვათავისუფლებს ფესვისაგან

$$m_A^4 + m_B^4 + m_C^4 + 2m_A^2 m_B^2 - 2m_A^2 m_C^2 - 2m_B^2 m_C^2 = 4m_A^2 (p^2 + m_B^2)$$

აქედან ამოვხსნით p^2 -ს

$$p^2 = \frac{1}{4m_A^2} \left\{ (m_A^2 - m_B^2)^2 + m_C^4 - 2m_A^2 m_C^2 - 2m_B^2 m_C^2 \right\}$$

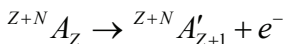
ხოლო

$$\begin{aligned} E_C^2 &= \frac{1}{4m_A^2} \left\{ -2m_A^2 m_C^2 + (m_A^2 - m_B^2)^2 + m_C^4 - 2m_B^2 m_C^2 \right\} + m_C^2 = \\ &= \frac{1}{4m_A^2} \left\{ 4m_A^2 m_C^2 + (m_A^2 - m_B^2)^2 + m_C^4 - 2m_A^2 m_C^2 - 2m_B^2 m_C^2 \right\} = \\ &= \frac{1}{4m_A^2} \left\{ m_A^4 + m_B^4 + m_C^4 + 2m_A^2 m_C^2 - 2m_A^2 m_B^2 - 2m_B^2 m_C^2 \right\} = \frac{1}{4m_A^2} \left\{ m_A^2 + m_C^2 - m_B^2 \right\}^2 \end{aligned}$$

ამრიგად,

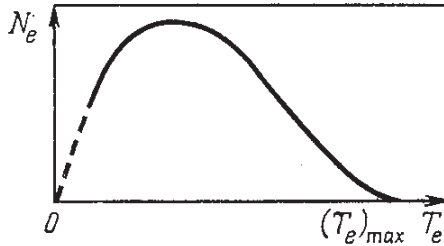
$$E_C = \frac{1}{2m_A} (m_A^2 + m_C^2 - m_B^2) \quad (112)$$

მივიღეთ საბოლოო გამოსახულება. ამ შედეგს ჰქონდა დიდი გამოყენება რადიოაქტივობის ამოცანაში. როგორც ცნობილია, ზოგიერთ ბირთვებს ახასიათებთ ბუნებრივი რადიოაქტივობა, ისინი ასხივებენ ე. წ. ბეტა-ნაწილაკებს, რომლებიც არსებითად არიან ელექტრონები. ექსპერიმენტზე დაიკვირვებოდა ბეტა-რადიოაქტივობის მოვლენა,



ნეიტრონის აღმოჩენის შემდეგ ბეტა რადიოაქტივობა გაგებულ იქნა, როგორც ბირთვში ნეიტრონის გარდაქმნა პროტონად ელექტრონის გამოსხივებით ანუ რეაქცია $n \rightarrow p + e^-$ ბირთვში.

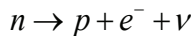
1914 წელს ჩედვიკმა ექსპერიმენტულად განსაზღვრა გამოსული ელექტრონების ენერგიის სპექტრი, ანუ გამოსული ელექტრონების რაოდენობა სხვადასხვა ენერგიებით. ის გამოვიდა უწყვეტი (იხ. ნახაზი 41).



ნახაზი 41. ელექტრონების ენერგეტიკული სპექტრი ბეტა-დაშლის რეაქციაში

მაშინ, როცა (112) ფორმულის ძალით, უნდა ყოფილიყო ფიქსირებული რიცხვი. გამოდიოდა, რომ ირღვეოდა ენერგია-იმპულსის შენახვის კანონი. 1930 წლამდე ანუ 16 წლის განმავლობაში აუხსნელი იყო, რა ხდებოდა.

1930 წელს ვოლფგანგ პაულიმ ივარაუდა, რომ ამ პროცესში უნდა იზადებოდეს კიდევ ერთი ნეიტრალური ნაწილაკი, რომელიც ძალზე მსუბუქია და აქვს განჭოლვის დიდი უნარი. ამ ნაწილაკს პაულიმ მიაწერა $\hbar/2$ -ის ტოლი სპინი და ენრიკო ფერმის წინადადებით დაერქვა ნეიტრინო, ν . ამრიგად, გამოდის, რომ რეაქციაში იზადება კიდევ ნეიტრინო და ამიტომ არის ელექტრონის ენერგია უწყვეტი განაწილებისა. გარდა ამისა, ნახევარსპინიანობის გამო ამ რეაქციაში შესრულდება აგრეთვე იმპულსის მომენტის შენახვის კანონი, რადგან ნეიტრონის ბეტა-დაშლის რეაქციაში



ყველა მონაწილე ნაწილაკს აქვს ნახევრის ტოლი სპინი.

ამრიგად, პაულის ჰიპოთეზამ გადაარჩინა ერთდროულად ორი შენახვის კანონი და თან ახალი ნაწილაკიც იწინასწარმეტყველა. ამ ნაწილაკის უშუალო გამოვლინებას დააკვირდნენ საკმაოდ გვიან, 1953 წელს რაიენსი და კოუენი. მოგვიანებით,

2015 წლის ნობელის პრემია მიენიჭა ორ ფიზიკოსს – იაპონელ კ. კაჟიტას სუპერკამიოკანდე (იაპონია) დანადგარზე და კანადელ ჯ. მაკდონალდს, SNO დეტექტორზე ნეიტრინოების ოსცილაციების დაკვირვებისათვის, რაც ამტკიცებს, რომ ნეიტრინოს აქვს მასა (თუმცა ძალიან მცირე, ელექტრონზე ათასჯერ მცირე!).

1. ნაწილაკის დაბადება და ანიჰილაცია

მასის და ენერგიის ექვივალენტურობა იძლევა კიდევ ერთ მნიშვნელოვან წინასწარმეტყველებას, რომელსაც არ აქვს კლასიკური ანალოგია. რაკი იმპულსი და ენერგია ინახება პროცესებში, მასიური ელემენტარული ნაწილაკი შეიძლება დაუკავშირდეს მის ანტინაწილაკს, ორივეს მასა მთლიანად გადაიქცეს ენერგიად – ამ პროცესს ჰქვია ანიჰილაცია. მაგალითად, ჩვეულებრივმა ელექტრონმა შეიძლება შეიერთოს თავისი ანტინაწილაკი – პოზიტრონი. ერთმანეთი „გააქრონ“ და წარმოქმნან 2 ან 3 ფოტონი.



ნახაზი 39. ორფოტონიანი ანიჰილაცია

ბმის ენერგია. მასის დეფექტი

მასის დეფექტი ეწოდება ატომბირთვის უძრაობის მასასა და მოცემული იზოტოპის მასას შორის სხვაობას. უფრო დეტალურად – მასის დეფექტი ეწოდება ბირთვის შემადგენელი ნუკლონების მასათა ჯამსა და ბირთვის მასას შორის სხვაობას*.

* ქვემოთ ხშირად ვიყენებთ უძრაობის მასის ცნებას, ნაცვლად უძრაობის ენერგიისა, რომლებიც ერთმანეთისგან მხოლოდ უნივერსალური c მამრავლით განსხვავდებიან. ამ სახელწოდებათა გამოყენება განპირობებულია ისტორიული გამოცდილებით. იმედი მაქვს, რომ ეს ფაქტი გაუგებრობას არ გამოიწვევს. სწორი ინტერპრეტაციის შესახებ საუბარი იყო ზემოთ.

ბირთვის მასების ზუსტმა გაზომვებმა აჩვენა, რომ სტაბილური ბირთვის მასა ყოველთვის რამდენიმე პროცენტით ნაკლებია მისი შემადგენელი თავისუფალი ნუკლონების მასათა ჯამზე,

$$\Delta m = [Zm_p + (A - Z)m_n] - m_{\delta}, \quad (113)$$

სადაც Z არის ბირთვის მუხტური რიცხვი (ბირთვში პროტონების რაოდენობა), A - ბირთვის მასური რიცხვი (ნუკლონების სრული რაოდენობა), m_p - პროტონის მასა, m_n - ნეიტრონის მასა, ხოლო m_{δ} - ბირთვის მასა. თუ ამ გამოსახულებას c^2 -ზე გავამრავლებთ, მივიღებთ ბირთვის **ბმის ენერგიას**,

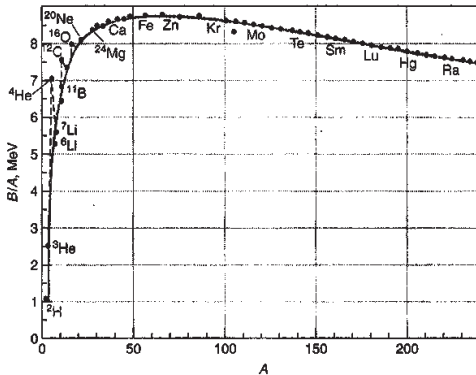
$$\Delta E = \Delta m \cdot c^2$$

ეს ცნება ვრცელდება ყველა სხეულზე და არა მარტო ბირთვზე - ესაა ენერგია, რომელიც უნდა დაეხარჯოთ რომ სხეული დაეშალოთ ცალკეულ შემადგენელ ნაწილებად და თითოეული ნაწილი წავიღოთ უსასრულობაში. მაგალითად, ატომში ელექტრონის ბმის ენერგია ასე განიმარტება

$$\Delta m_{atomic} c^2 = M_{Nucl} c^2 + Zm_e c^2 - M_A c^2 \quad (114)$$

სადაც M_{Nucl} არის ბირთვის მასა, M_A - ატომის მასა,

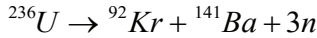
ბირთვულ ფიზიკაში დიდი გამოყენება აქვს ე. წ. *კუთრ ბმის ენერგიას* ანუ ბირთვში ერთ ნუკლონზე მოსულ ბმის ენერგიას. მრუდზე ნაჩვენებია კუთრი ბმის ენერგიის დამოკიდებულება მასურ რიცხვზე, A



ნახაზი 43. ბირთვების კუთრი ბმის ენერგიის მრუდი

მაგალითები:

1. გამოვთვალოთ მასის დეფექტი ურანის $^{236}\text{U}_{92}$ ბირთვის დაშლისას ბირთვებად ^{92}Kr და ^{141}Ba , რომლის დროსაც გა-
მოიყოფა კიდევ 3 თავისუფალი ნეიტრონი.



ამოხსნა: მოსახერხებელია მასის ატომური ერთეულების გამოყენება, რაც ენერგეტიკულ ერთეულებში გადაყვანისას იძლევა 1 მ. ა. ე. =931. 494 მევ.

ურანის ამ ბირთვის მასური რიცხვია 236. მისი რეალური ატომური მასა არის 236. 045563 მ. ა. ე. ამიტომ მასის დეფექტია +0. 045563 მ. ა. ე. ასევე დანარჩენი ბირთვების მასის დეფექტებია ^{92}Kr -ისთვის – -0. 073843 მ. ა. ე. და ^{141}Ba -ისთვის არის -0. 085588 მ. ა. ე. ხოლო ნეიტრონისთვის +0. 0086648 მ. ა. ე.

დაშლის პროდუქტების მასის დეფექტია

$$-0. 073843+(-0. 085536) +3 \times 0. 0086648 = -0. 1334366 \text{ მ. ა. ე.}$$

სრული მასის დეფექტი=საწყისი ელემენტის მასასა და დაშლის პროდუქტების მასებს შორის არის

$$0. 045563 - (-0. 133436) = 0. 178996 \text{ მ. ა. ე.}$$

ანუ დაშლის პროდუქტების მასის დეფექტი ნაკლებია, ვიდრე საწყისი კომპონენტისა და ამიტომ მოხდება გახლეჩა; შედეგი შეიძლება გადავიყვანოთ ენერგიაში, გამოდის 166 მევი. ეს – კოლოსალური ენერგიაა.

გათვლებისას უნდა ვისარგებლოთ შემდეგი ცხრილით და მენდელეევის ტაბულით

ნაწილაკი	მასა (კგ)	მასა (მაე)	მასა (Mev/c ²)
1 ატომური ერთეული	$1. 660540 \times 10^{-27}$ კგ	1. 000 მაე	931. 5 MeV/c ²
ნეიტრონი	$1. 674929 \times 10^{-27}$ კგ	1. 008664 მაე	939. 57 MeV/c ²
პროტონი	$1. 672623 \times 10^{-27}$ კგ	1. 007276 მაე	938. 28 MeV/c ²
ელექტრონი	$9. 109390 \times 10^{-31}$ კგ	0. 00054858 მაე	0. 511 MeV/c ²

ბირთვის მასა იზომება მასის ატომურ ერთეულებში (მ. ა. ე.).

1 მ. ა. ე. -დ მიღებულია ნახშირბადის ნეიტრალური ატომის მასის $1/12$ ნაწილი

$$1 \text{ მ. ა. ე.} = 1.6606 \cdot 10^{-27} \text{ კგ.}$$

ენეგეტიკულ ერთეულებში ასე გამოისახება

$$1 \text{ მ. ა. ე.} = 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ ერგი} = 1.5 \cdot 10^{-10} \text{ ჯ} = 931.49 \text{ მევ.}$$

სტაბილური ბირთვის მასა ყოველთვის ნაკლებია მისი შემადგენელი ნუკლონების (პროტონების და ნეიტრონების) მასათა ჯამზე.

ყველაზე მდგრად ბირთვებში პროტონების /ან ნეიტრონების რაოდენობაა

$$n - 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 184$$

$$p - 2, 8, 20, 28, 50, 82, 114$$

ამ რიცხვებს უწოდებენ **მაგიურ** რიცხვებს, ხოლო ბირთვებს – **მაგიურ** ბირთვებს.

2. რელატივისტური პროცესები (რეაქციები)

პროცესი

$$\gamma \rightarrow e^- + e^+$$

შეუძლებელია. ასევე შეუძლებელია პროცესები, რომლებშიც სხვა სხეული არ მონაწილეობს.

მართლაც, პროცესი $\gamma \rightarrow e^- + e^+$.

- E_+ იყოს პოზიტრონის ენერგია, p_+ - მისი იმპულსი, შესაბამისად, ელექტრონისთვის გვექნება აღნიშვნები, E_- , p_- . შემოვიტანოთ ინვარიანტი $s = (E_+ + E_-)^2 - (p_+ + p_-)^2$. სანყის მდგომარეობაში გვაქვს ფოტონი. მისთვის $s = 0$ საბოლოო მდგომარეობაში

$$s = (E_+ + E_-)^2 - (p_+ + p_-)^2 = 2m_e^2 + 2(E_+E_- - p_+p_- \cos \theta) =$$

$$= 2m_e^2 + 2\left(\sqrt{p_+^2 + m_e^2}\sqrt{p_-^2 + m_e^2} - p_+p_- \cos \theta\right) > 0$$

ამრიგად, რეაქცია ვერ წავა.

- $e^+ + e^- \rightarrow \gamma$ არის შებრუნებული პროცესი. ცხადია, ესეც არ წავა.

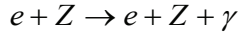
- $\gamma + e^- \rightarrow e^-$; სანყისი ელექტრონი იყოს გაჩერებული –ლაბ-ორატორიული სისტემა. E_γ იყოს ფოტონის ენერგია, \mathbf{p}_γ – მისი იმპულსი, ხოლო E_f, \mathbf{p}_f – საბოლოო ელექტრონის ენერგია და იმპულსი, სათანადოდ. სანყის მდგომარეობაში გვაქვს $s = (E_\gamma + m_e)^2 - p_\gamma^2 = 2m_e E_\gamma + m_e^2$

საბოლოო მდგომარეობაში კი – $s = E_f^2 - p_f^2 = m_e^2$

ამ ორი ტოლობის გატოლება იძლევა არასწორ შედეგს.

- იგივე ეხება შებრუნებულ პროცესს $e^- \rightarrow e^- + \gamma$

სამაგიეროდ, ეს პროცესი მიდის ბირთვის კულონურ ველში.



მას დამუხრუჭებით გამოსხივებას უწოდებენ. ლიტერატურაში ხშირად გამოიყენება პროცესის გერმანული სახელწოდება bremsstrahlung.

კომპტონის ეფექტი

ფოტონის შემოტანა გარკვეული შინაარსით ალადგენდა სინათლეზე კორპუსკულურ შეხედულებებს (ი. ნიუტონი). ფოტონი რომ მართლაც ნანილაკია, საბოლოოდ დადასტურდა 1923 წელს, როცა კომპტონმა აღმოაჩინა ეფექტი, რომელიც მის სახელს ატარებს. დადგინდა, რომ როცა ელექტრონზე გავაბნევთ საკმაოდ მოკლე ტალღის სიგრძის სინათლეს, რომელიც შესაძარია სიდიდესთან (კომპტონის ტალღის სიგრძე)

$$\lambda_e = \frac{\hbar}{m_e c} = 3.9 \cdot 10^{-11} \text{ სმ}$$

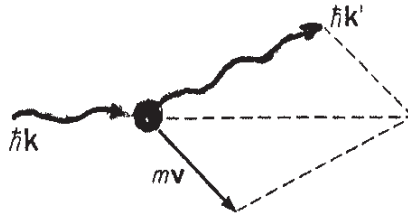
სინათლე იქცევა ისე, თითქოს ინდივიდუალური ფოტონები გაიბნევიან ელექტრონზე და ამ ელემენტარულ აქტში სრულდება შენახვის ყველა მექანიკური კანონი. ამასთან ფოტონებს ენერგიასთან ერთად უნდა მივანეროთ იმპულსიც

$$\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k}$$

სადაც \mathbf{k} არის ტალღური ვექტორი, $\mathbf{k} = \frac{\omega}{c} \mathbf{n}$ ($n^2 = 1$). (აქ

და ყველგან წიგნში \hbar არის პლანკის მუდმივი, $\hbar = 1.05 \cdot 10^{-34}$ ჯნმ).

მაშინ ფოტონის ელექტრონთან დაჯახების სქემა ასე წარმოიდგინება:



ნახაზი 44. ფოტონის გაბნევა ელექტრონზე

დაჯახებამდე ელექტრონი ჩავთვალოთ უძრავად. მას ეცემა $\hbar k$ იმპულსის და $\hbar \omega$ ენერგიის ფოტონი. დაჯახების შედეგად

ელექტრონი შეიძენს იმპულსს $\frac{m_e v}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$, ხოლო გაფანტული

ფოტონის იმპულსი გახდება $\hbar k'$. დავწეროთ ენერგიისა და იმპულსის შენახვის კანონები (ზუსტად ისე, როგორც ვიქცეოდით ბურთულების დაჯახების განხილვისას):

$$\hbar k = \hbar k' + \frac{m_e v}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad (113)$$

$$\hbar \omega + m_e c^2 = \hbar \omega' + \frac{m_e c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

გამოვხატოთ $k = \frac{\omega}{c}$, $k' = \frac{\omega'}{c}$ და წინა ორი განტოლების კომბინირებით მივიღებთ

$$m_e c^2 (\omega - \omega') = \hbar \omega \omega' (1 - \cos \theta)$$

და რადგან $\omega = 2\pi c / \lambda$, ხოლო $\omega' = 2\pi c / \lambda'$, ამიტომ მიიღება თანაფარდობა ტალღის სიგრძეებს შორის

$$\lambda' - \lambda = 2\pi \frac{\hbar}{m_e c} (1 - \cos \theta)$$

ვხედავთ, რომ გაფანტვის შედეგად იცვლება ფოტონის ტალღის სიგრძე

$$\Delta\lambda \equiv \lambda' - \lambda = \frac{4\pi\hbar}{m_e c} \sin^2(\theta/2) = 2\lambda_e \sin^2(\theta/2) \quad (114)$$

სადაც სიდიდეს $\lambda_e = 2\pi\hbar / m_e c = 0.024 \cdot 10^{-8}$ სმ უწოდებენ ელექტრონის კომპტონის ტალღის სიგრძეს. ის გაცილებით ნაკლებია, ვიდრე რენტგენის გამოსხივების ტალღის სიგრძე. მიღებული ფორმულა შესანიშნავ თანხმობაშია კომპტონის ექსპერიმენტულ შედეგთან

$$\Delta\lambda = 0.048 \cdot 10^{-8} \text{ სმ.}$$

ეს ფაქტი ასაბუთებს ფოტონზე, როგორც კორპუსკულაზე წარმოდგენის სისწორეს. თუ ელექტრომაგნიტური ველის თვალსაზრისზე დავრჩებოდით, ფოტონის სიხშირე გაფანტვის შემდეგ არ უნდა შეცვლილიყო, რადგან ველი ელექტრონთან ურთიერთქმედების შედეგად ელექტრონს მოიყვანდა რხევაში თავისივე რხევის სიხშირით. ზუსტად ამავე სიხშირის ტალღა გასხივდებოდა მერხვეი ელექტრონიდან. ცდაზე კი დაიკვირვება სიხშირის წანაცვლება. სწორედ ამაში მდგომარეობს (კომპტონის) ეფექტი.

2.1 რეაქციის ზღურბლი (Threshold)

რელატივისტური ეფექტები, როგორც წესი, დაიკვირვება მაღალ ენერგიებზე. მაღალი ენერგიების მიღება ხერხდება სპეციალურ დანადგარებზე – ამაჩქარებლებზე.

გამოიყენება ორი სახის ამაჩქარებლები – შემხვედრი კონებით (კოლაიდერები, მაგ., CERN-ის კოლაიდერი, LHC) და ფიქსირებული სამიზნით. ამ დანადგარების სქემატური გამოსახულება ასე გამოიყურება

$$\square \rightarrow \quad \leftarrow \square$$

ა) კოლაიდერი

$$\square \rightarrow \quad \bigcirc$$

ბ) ფიქს. სამიზნე

ენერგიის შენახვის კანონმა შეიძლება აკრძალოს ზოგიერთი რეაქციის განხორციელება, ასე ვთქვათ, დაადოს ვეტო რეაქციას, რომელიც სხვა მხრივ დასაშვებია. მაგალითად, ავიღოთ რეაქცია $A \rightarrow \bar{B} + C + D$, რომელიც ფორმალურად მიიღება პირდაპირი რეაქციიდან $A + B \rightarrow C + D$, თუ ერთ-ერთ ნაწილაკს გადავიტანთ რეაქციის მეორე მხარეს, რის გამოც იგი ანტინაწილაკით შეიცვლება. მითითებული დაშლა შეიძლება ვერ განხორციელდეს, თუკი A არის უფრო მსუბუქი, ვიდრე დანარჩენი ნაწილაკების მასათა ჯამი. ანალოგიურად, რეაქცია $A + \bar{C} \rightarrow \bar{B} + D$ არ შედგება, თუ საწყისი კინეტიკური ენერგია არ გადააჭარბებს გარკვეულ მნიშვნელობას, რომელსაც ვუნოდებთ „რეაქციის ზღურბლს“. სხვა სიტყვებით რომ ვთქვათ, მოცემულ შემთხვევაში რეაქცია შესაძლებელი იყოს დინამიკურად (ყველა სხვა შენახვის კანონების დაცვით), მაგრამ ის შეიძლება არ იყოს **კინემატიკურად** დასაშვები.

განსაკუთრებულ მნიშვნელობას იძენს ზღურბლის ცნება პროცესებში, სადაც ხდება ნაწილაკის დაბადება. გავიხსენოთ, მაგალითად, ჩვენს კურსში უკვე განხილული პროცესი: ორი ნაწილაკის შეჯახებისას მათი „შენეება“ და ერთ ნაწილაკად გარდაქმნა,

$$m \circ \rightarrow \quad \leftarrow \bigcirc_m \quad M \square$$

რომლებიც ერთმანეთის შემხვედრად მოძრაობდნენ თითოეული $\frac{3}{5}c$ სიჩქარით.

ენერგიის შენახვის კანონმა მოგვცა

$$Mc^2 = 2E_m = \frac{2mc^2}{\sqrt{1-(3/5)^2}} = \frac{5}{4}(2mc^2)$$

ამრიგად, წარმოქმნილი ნაწილაკის მასა იქნება $M = \frac{5}{2}m$.

ეს მეტია, ვიდრე სანყისი ნაწილაკების მასების ჯამი – შერწყმისას კინეტიკური ენერგია გარდაქმნილა უძრაობის ენერგიადა და, ამიტომ, მასა გაიზარდა.

- შევაბრუნოთ ახლა **ამოცანა**: M მასის უძრავი ნაწილაკი იშლება ორ ნატეხად, თითოეული მასით m . განვსაზღვროთ თითოეული ნატეხის სიჩქარე დაშლის შემდეგ.

ამოხსნა: ცხადია, პროცესი იმის შებრუნებულია, რაც გამოსახულია ნახაზზე. იმპულსის შენახვის კანონი გვეტყვის, რომ წარმოქმნილი ნაწილაკები იმოდრავებენ ერთმანეთის სანინააღმდეგო მიმართულებით. ენერგიის შენახვის კანონი კი გვეუბნება, რომ

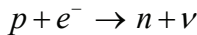
$$M = \frac{2m}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \text{ და აქედან } v = c\sqrt{1-(2m/M)^2}$$

ეს პასუხი აზრს დაკარგავს, თუკი $M < 2m$: უნდა არსებობდეს სულ მცირე საკმარისი უძრაობის ენერგია, რომელიც გადაფარავს საბოლოო მდგომარეობაში უძრაობის ენერგიებს (ზედმეტი დასაშვებია, ის გადავა წარმოქმნილი ნაწილაკების კინეტიკურ ენერგიადა). ვიტყვით, რომ ამ პროცესის განხორციელებისთვის **ზღურბლი** არის $M = 2m$ მაშინ წარმოქმნილი ნაწილაკები იქნებიან უძრავნი. მაგალითად, დეიტრონის მასა იმყოფება მისი პროტონად და ნეიტრონად დაშლის ზღურბლს ქვემოთ: $M_D = 1875 \text{ MeV} / c^2$ $m_p + m_n = 1877.9 \text{ MeV} / c^2$

ამიტომ დეიტრონი სტაბილურია. (დეტალები, იხ. ქვემოთ)

არასწორია შეხედულება იმის შესახებ, რომ ფიზიკური სიდიდეების უმნიშვნელო ცვლილება მიგვიყვანდა უმნიშვნელო ცვლილებებამდე ჩვენს სამყაროში. განვიხილოთ ასეთი მაგალითი:

ავილოთ უმარტივესი ატომი – წყალბადის ატომი, რომელიც შედგება პროტონისა და ელექტრონისაგან და იარსებებს უსასრულოდ დიდხანს, თუ არ მოვდებთ ძლიერ გარეშე ქმედებას. ისმის კითხვა – რატომ არ შედის პროტონთან რეაქციაში ელექტრონი? ხომ ცნობილია, რომ ამაჩქარებელზე შესაძლოა მათი შეჯახების რეაქცია



რატომ არ ხდება მსგავსი რეაქცია ნყალბადის ატომში? საქმე იმაშია, რომ ეს რეაქცია არ არის ენერგეტიკულად ხელსაყრელი: პროტონისა და ელექტრონის უძრაობის ენერგიების ჯამი ნაკლებია ნეიტრონის უძრაობის ენერგიაზე. ნეიტრონი პროტონზე მძიმეა $\Delta m = 1.3$ მევ-ით, ხოლო ელექტრონის მასაა მხოლოდ $m_e = 0.51$ მევი. ამრიგად, ნყალბადის ატომის არსებობისთვის აუცილებელია, რომ გვექონდეს $m_e < \Delta m$, რაც, ცხადია, სრულდება. (აქ და შემდგომში, ვიყენებთ ერთიდაიგივე ერთეულებს მასისა და ენერგიისათვის, ანუ მასას გამოვხატავთ ენერგეტიკულ ერთეულებში).

კიდევ ერთ მაგალითად შეგვიძლია განვიხილოთ დეიტრონი, ფორმალურად ამაზე უკვე ითქვა ზემოთ. ბირთვული ურთიერთქმედებით დეიტრონში პროტონი და ნეიტრონი დაკავშირებულია ერთმანეთთან $\varepsilon \approx 2.2$ მევი ბმის ენერგიით. ხომ შეიძლება ნეიტრონი დეიტრონში დაშლილიყო ზემოთ მოყვანილი რეაქციით (112), რაც გამოიწვევდა დეიტრონის დაშლას. მართლაც, ნეიტრონის დაშლისას გაჩენილი ნაწილაკების ენერგია წარმოიქმნება Δm -ის გამო. ამრიგად, პროტონის გარდა ენერგია უნდა დაიხარჯოს გამოტყორცნილი ელექტრონის მასაზე, m_e , ანუ გამოსული ნაწილაკების ენერგია უნდა იყოს

$$E = \Delta m - m_e \approx 1.3 \text{ MeV} - 0.5 \text{ MeV} \approx 0.8 \text{ MeV}$$

ეს კი ნაკლებია ბმის ენერგიაზე $\varepsilon \approx 2.2 \text{ MeV}$

ამიტომ დეიტრონის დაშლა ენერგეტიკულად არახელსაყრელია.

დეიტრონი შეიძლება დავშალოთ მხოლოდ გარკვეული ენერგიის მინიჭებით. ნებისმიერი სტაბილური ბმული მდგომარეობისათვის ბმის ენერგია უნდა იყოს უარყოფითი. თუ შედგენილი ნაწილაკი უფრო მასიურია, ვიდრე მისი შემადგენლების მასების ჯამი, ის თავისთავად დაიშლება.

რელატივისტური ინვარიანტების გამოყენება რეაქციის ზღურჭლის დასადგენად

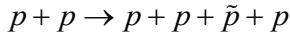
ზემოთ, ზოგიერთ ამოცანაში გამოვიყენეთ რელატივისტური ინვარიანტები. მათი გამოყენება მეტად ეფექტურია მო-

სახერხებელი ათვლის სისტემების არჩევისათვის. სისტემის არჩევა ინვარიანტულ გამოსახულებებში შესაძლებელია პრაქტიკულად თავისუფლად. მართალია, ექსპერიმენტები ძირითადად ტარდება ლაბორატორიულ სისტემებში, ანალიზისთვის ლაბორატორიული სისტემის გამოყენება ყოველთვის არ არის ხოლმე მოსახერხებელი. განსახილველი რეაქციები, მაგალითად, როგორცაა დაბადების რეაქციები, ვთქვათ



ასიმეტრიულია ლაბორატორიული სისტემის თვალსაზრისით, რადგან ერთი პროტონი მოძრაობს, მეორე კი გაჩერებულია. კინემატიკურად, გაცილებით მარტივია პროცესის განხილვა მასათა ცენტრის სისტემაში, რომელშიც ორივე პროტონი მოძრაობს ერთმანეთის შემხვედრად ტოლი სიჩქარეებით, რადგან ამ სისტემაში სრული იმპულსი ნულის ტოლია.

ამოცანა: ბერკლის ბევატრონი (აშშ) აშენდა ანტიპროტონების დაბადების შესწავლის მიზნით რეაქციამში



ანუ, მაღალი ენერგიის პროტონი ეჯახება უძრავ პროტონს და აჩენს დამატებით პროტონის და ანტიპროტონის წყვილს. ისმის კითხვა – რისი ტოლია ამ რეაქციის ზღურბლი, ანუ რა მინიმალური ენერგია უნდა მივანიჭოთ სანყის პროტონს, რომ მან პროტონზე დაჯახებისას წარმოქმნას პროტონ-ანტიპროტონის წყვილი?

ამოხსნა: როგორია ზღურბლის პირობა? ლაბორატორიულ სისტემაში რთულია ამის განსაზღვრა. გაცილებით მარტივია ავირჩიოთ მასათა ცენტრის სისტემა. ხოლო ზღურბლის საპოვნელად გავითვალისწინოთ, რომ ყველა საბოლოო ნაწილაკი უნდა იყოს გაჩერებული (ამ დროს იქნება „დახარჯული“ ენერგია მინიმალური).

ვთქვათ, P_{Tot}'' იყოს სრული ენერგია-იმპულსის 4-ვექტორი ლაბორატორიულ სისტემაში; ის ინახება. ამიტომ არ აქვს მნიშვნელობა რომელ სისტემაშია გამოთვლილი დაჯახებამდე ან დაჯახების შემდეგ. ავიღოთ ჯერ დაჯახებამდე

$$P_{Tot}^{\mu} = \left(\frac{E + mc^2}{c}, |\mathbf{p}|, 0, 0 \right) \quad (115)$$

სადაც E და \mathbf{p} არიან დაცემული პროტონის ენერგია და იმპულსი, ხოლო m არის პროტონის მასა. დაჯახების შემდეგ ავიღოთ სრული ენერგია-იმპულსის 4-ვექტორი მასათა ცენტრის სისტემაში $P_{Tot}^{\mu} = (4mc, 0, 0, 0)$. ეს ასეა, რაკი ზღურბლზე ოთხივე ნაწილაკი გაჩერებული უნდა იყოს. ახლა ბუნებრივია, $P_{Tot}^{\mu} \neq P_{Tot}^{\mu}$, სამაგიეროდ ინვარიანტული (სკალარული) ნამრავ-ლი ($P_{Tot}^{\mu} \cdot P_{Tot}^{\mu}$) არ შეიცვლება, ე. ი.

$$\left(\frac{E + mc^2}{c} \right)^2 - p^2 = (4mc)^2$$

გავხსნათ ეს გამოსახულება სტანდარტული გზით

$$\frac{E^2}{c^2} + 2mE + m^2c^2 - \left(\frac{E^2}{c^2} - m^2c^2 \right) = 16m^2c^2$$

აქ გამოვიყენეთ ენერგიასა და იმპულსს შორის აინშტაინის თანაფარდობა p^2 -ის გამოსარიცხავად. ამრიგად ვპოულობთ ზღუბლის ენერგიას

$$E_{th} = 7mc^2 \quad (116)$$

სათანადოდ, უნდა დავხარჯოთ კინეტიკური ენერგია $T = E - mc^2$, ე. ი. $T = E_{th} - mc^2 = 6mc^2$

ირკვევა, რომ დაცემულ პროტონს უნდა ჰქონდეს სულ მცირე 6-ჯერ მეტი კინეტიკური ენერგია თავის უძრაობის ენერგიასთან შედარებით, რათა ეს პროცესი წავიდეს. სინამდვილეში, ანტიპროტონი აღმოაჩინეს, როცა ამარქარებლის ენერგიამ მიაღწია 6000 MeV -ს, რაც 6-ჯერ აღემატება პროტონის უძრაობის ენერგიას.

ახლა არის იმის ადგილი, რომ განვასხვავოთ **შენახვადი** სი-დიდე **ინვარიანტული** სიდიდისგან, ენერგია *ინახება* – დაჯახების შემდეგ იგივეა, რაც დაჯახებამდე – მაგრამ ლორენც-ინ-ვარიანტული არ არის. მასა ინვარიანტულია – ერთიდაიგივეა ყველა ინერციულ სისტემაში – მაგრამ არ ინახება; ზოგიერთი

ფიზიკური სიდიდე ინვარიანტულიც არის და ინახება კიდევც. (მაგ. , ელექტრული მუხტი). ბევრი ფიზიკური სიდიდე არც ინვარიანტულია და არც შენახვადი (მაგ. , სიჩქარე), როგორც განხილული მაგალითი გვიჩვენებს, შენახვადი და ინვარიანტული სიდიდეების გონივრული გამოყენება თავიდან აგვაშორებს გრძელ ალგებრულ გამოთვლებს. ჩანს აგრეთვე, რომ ზოგიერთი პრობლემა უმჯობესია განვიხილოთ მასათა ცენტრის სისტემაში, ხოლო სხვები შეიძლება უფრო მარტივნი აღმოჩნდნენ ლაბორატორიულ სისტემაში. (ასეთი იყო, მაგალითად, ზემოთ განხილული კომპტონის ეფექტი).

როცა ვიხილავთ ნაწილაკთა სისტემებს, მოსახერხებელია აგრეთვე ინვარიანტების გამოყენება.

ერთ-ერთი სასარგებლო ინვარიანტი არის გამოსახულება:

$$(\sum E)^2 - |\sum \mathbf{p}|^2 = (\sum E^*)^2 \quad (117)$$

აქ თავზე ვარსკვლავით აღნიშნულია მნიშვნელობა მასათა ცენტრში, სადაც $\sum \mathbf{p}^* = 0$

ნაწილაკის დაბადების ზღურბლი

• **ამოცანა:** m_1 მასის β სიჩქარით მოძრავი ნაწილაკი კინეტიკური ენერგიით T_1 ეჯახება უძრავ m_2 მასის ნუკლონს და წარმოქმნის m_3 და m_4 მასის ნაწილაკებს.

გამოთვალეთ ამისთვის საჭირო კინეტიკური ენერგია.

ამოხსნა: (117) ფორმულიდან ვწერთ (ბუნებრივ ერთეულებში, $c = 1$)

$$(T_1 + m_1 + m_2)^2 - p_1^2 = (m_3 + m_4)^2$$

ჩვენ მარჯვენა მხარეში უნდა ავიღოთ ყველა ნაწილაკი გაჩერებულად (ამას ნიშნავს რეაქციის ზღურბლი). ამ ფორმულიდან გვაქვს

$$(T_1 + m_1 + m_2)^2 - (T_1^2 + 2m_1T_1) = (m_3 + m_4)^2$$

აქ მარჯვენა მხარეში ჩავსვით $p_1^2 = (T_1 + m_1)^2 - m_1^2$

ანუ, გვაქვს
$$T_1 = \frac{1}{2m_2} \left[(m_3 + m_4)^2 - (m_1 + m_2)^2 \right]$$

ცხადია, ეს ამოცანა დაისმის, როცა დაბადებული ნაწილაკების მასების ჯამი აღემატება საწყისი ნაწილაკების მასების ჯამს.

- ორი M მასის პროტონის შეჯახებისას დაიბადა ახალი ნაწილაკი მასით m . განვსაზღვროთ ამ რეაქციის ზღურბლი.
ამოხსნა: გამოვიყენოთ (117) განტოლება:

$$(E_1 + M)^2 - (E_1^2 - M^2) = (2M + m)^2$$

გამარტივების შემდეგ დაგვრჩება

$$2ME_1 + 2M^2 = (2M + m)^2$$

აქ ჩავსვათ $E_1 = T + M$, მიიღება

$$T = \frac{m^2 + 4mM}{2M} = 2m \left(1 + \frac{m}{4M} \right)$$

თუ ახალი ნაწილაკი არის π მეზონი ($m_\pi = 140 \text{ MeV}$), ზღურბლის ენერგია გამოდის

$$290 \text{ MeV}$$

- შეგვიძლია ამ გზით ასევე მარტივად ამოვხსნათ ზემოთ უკვე განხილული ამოცანა ანტიპროტონების დაბადების შესახებ.
- **ამოხსნა:** ზოგადი (117) ფორმულიდან გვაქვს

$$(E_1 + M)^2 - (E_1^2 - M^2) = (4M)^2$$

საიდანაც ვპოულობთ

$$2ME_1 + 2M^2 = 16M^2$$

ანუ

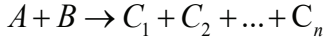
$$2M(T + M) = 14M^2;$$

აქედან ვიპოვით, $T = 6M$

ე. ი. ზღურბლის კინეტიკური ენერგია ყოფილა $T_{th} = 6M \approx 5.63 \text{ GeV}$

დამოუკიდებლად სამუშაო ამოცანები:

1. A ნაწილაკი ენერგიით E ეჯახება უძრავ B ნაწილაკს და წარმოქმნის ნაწილაკებს C_1, C_2, \dots, C_n ანუ გვაქვს პროცესი

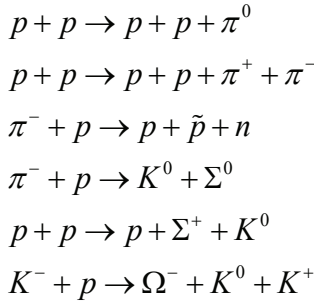


გამოთვალეთ ამ რეაქციის ზღურბლი (ე. ი. E -ს მინიმუმი) ამ რეაქციისათვის ნაწილაკების მასების საშუალებით.

$$(\text{პასუხი: } E_{th} = \frac{M^2 - m_A^2 - m_B^2}{2m_B}, \quad M \equiv m_1 + m_2 + \dots + m_n)$$

ნათელია, რომ ეს არის **ზოგადი ფორმულა** და ყოველთვის შეგვიძლია გამოვიყენოთ.

2. გამოიყენეთ ეს შედეგი და გამოთვალეთ შემდეგი პროცესების ზღურბლის ენერგიები, თუ სამიზნე არის გაჩერებული:



ისარგებლეთ მასების ექსპერიმენტული მნიშვნელობებით:

$$m_p = 938 \text{ MeV}, m_\pi = 140 \text{ MeV}, m_K = 495 \text{ MeV}, m_\Sigma = 1385 \text{ MeV}, m_\Omega = 1672 \text{ MeV}.$$

6. მასათა ცენტრის სისტემა რელატივისტურ მექანიკაში

მასათა ცენტრის სისტემაში განხილვას ბევრ შემთხვევაში გარკვეული უპირატესობა გააჩნია. მაგრამ დაისმის კითხვა: ყოველთვის არსებობს თუ არა მასათა ცენტრის სისტემა? სხვა სიტყვებით რომ ვთქვათ, თუ მოცემულია ნაწილაკთა ერთობლიობა მასებით m_1, m_2, m_3, \dots და სიჩქარეებით $\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \mathbf{v}_3, \dots$, იარსებებს თუ არა აუცილებლად ინერციული სისტემა, რომელშიც მათი სრული იმპულსის 3-ვექტორი ნულის ტოლი იქნება? როგორც დავინახავთ, პასუხი დადებითია. გვინდა ვიპოვოთ ასეთი სისტემის სიჩქარე და ვაჩვენოთ, რომ ის ნაკლებია c -ზე.

ლაბორატორიულ სისტემაში სრული ენერგია და იმპულსი არის

$$E_{Tot} = \sum_i \gamma_i m_i c^2; \quad \mathbf{p}_{Tot} = \sum_i \gamma_i m_i \mathbf{v}_i; \quad \left(\gamma_i \equiv \frac{1}{\sqrt{1-\beta_i^2}} \right) \quad (118)$$

რაკი \mathbf{p}_{Tot}^{μ} არის 4-ვექტორი, შეგვიძლია გამოვიყენოთ ლორენცის გარდაქმნები და გადავიდეთ სისტემაში, რომელიც მოძრაობს \mathbf{p}_{Tot} იმპულსის მიმართულებით \mathbf{v} სიჩქარით. მაშინ

$$|\mathbf{p}'_{Tot}| = \gamma \left(|\mathbf{p}_{Tot}| - \beta \frac{E_{Tot}}{c} \right)$$

კერძოდ, იმპულსი ნულის ტოლია, თუ სიჩქარეს ასე ავირჩევთ

$$\frac{v}{c} = \frac{|\mathbf{p}_{Tot}| c}{E_{Tot}} = \frac{\left| \sum_i \gamma_i m_i \mathbf{v}_i \right|}{\sum_i \gamma_i m_i c}$$

ახლა ნათელია, რომ 3-ვექტორების ჯამის სიგრძე (მოდული) ვერ გადააჭარბებს მათივე სიგრძეების ჯამს (გეომეტრიულად ესაა სამკუთხედის უტოლობა), ამიტომ

$$\frac{v}{c} \leq \frac{|\mathbf{p}_{Tot}| c}{E_{Tot}} = \frac{\left| \sum_i \gamma_i m_i \mathbf{v}_i / c \right|}{\sum_i \gamma_i m_i}$$

და რადგან $v_i < c$, დავასკვნით, რომ $v < c^*$. ამიტომ მასათა ცენტრის სისტემა ყოველთვის არსებობს და მისი სიჩქარე ლაბორატორიული სისტემის მიმართ მოიცემა შემდეგი თანაფარდობით

$$v_{CM} = \frac{\mathbf{p}_{Tot} c^2}{E_{Tot}} \quad (119)$$

* გამოყვანის დროს იგულისხმებოდა, რომ თუნდაც ერთი ნაწილაკი არის მასიური. თუ ყველა მათგანი უმასოა, ვიპოვიდით $\mathbf{v} = \mathbf{c}$, ანუ არ გვაქვს მასათა ცენტრის სისტემა.

რელატივისტური დინამიკის ამოცანები

1. პროტონი მოძრაობს 10 გევ/ც იმპულსით. რამდენი პროცენტით განსხვავდება ამ პროტონის სიჩქარე სინათლის სიჩქარისაგან?
2. რა სიჩქარით მოძრაობს ნაწილაკი, თუ მისი რელატივისტური იმპულსი 2 -ჯერ აღემატება მის კლასიკურ იმპულსს.
3. რა მუშაობა უნდა შესრულდეს, რომ m უძრაობის მასის მქონე ნაწილაკის სიჩქარე გაიზარდოს $0.60c$ -დან $0.80c$ -მდე?
4. იპოვეთ სიჩქარე, რომლის დროსაც ნაწილაკის კინეტიკური ენერგია მისი უძრაობის ენერგიის ტოლი იქნება.
5. გამოთვალეთ 500 გევ კინეტიკური ენერგიის მქონე პროტონის იმპულსი.
6. უძრავი სხეულის სიმკვრივეა ρ_0 . იპოვეთ ათვლის სისტემის სიჩქარე მოცემული სხეულის მიმართ, რომელშიც მისი სიმკვრივე 25% -ით მეტია ρ_0 -ზე.
7. T კინეტიკური ენერგიის მქონე რელატივისტური ნაწილაკების კონა ეცემა მშთანთქავ სამიზნეს. კონაში დენის ძალაა I , თითოეული ნაწილაკის მუხტი და მასა შესაბამისად არის e და m . იპოვეთ წნევის ძალა სამიზნეზე და მასში გამოყოფილი სიმძლავრე.
8. გაზში, რომლის მოცულობის ერთეულში იმყოფება ნელა მოძრავი m მასის n ნაწილაკი, ν რელატივისტური სიჩქარით მოძრაობს სფერო. იპოვეთ გაზის მხრიდან სფეროს ზედაპირის ელემენტზე, სფეროს სიჩქარის მართობულად წარმოებული წნევა, თუ ნაწილაკების არეკვლა დრეკადია. დარწმუნდით, რომ ეს წნევა ერთნაირია სფეროსთან და გაზთან დაკავშირებულ ათვლის სისტემებში.
9. m მასის ნაწილაკი $t = 0$ მომენტში იწყებს მოძრაობას F მუდმივი ძალის მოქმედებით. იპოვეთ ნაწილაკის სიჩქარი-

სა და მის მიერ გავლილი მანძილის დამოკიდებულება t დროზე.

10. m მასის ნაწილაკი $x = \sqrt{a^2 + c^2 t^2}$ კანონით მოძრაობს K სისტემის x ღერძის გასწვრივ. აქ a რაღაც მუდმივაა. იპოვეთ ნაწილაკზე მოქმედი ძალა ამ ათვლის სისტემაში.
11. იპოვეთ, როდის ემთხვევა ნაწილაკის აჩქარება მასზე მოქმედი ძალის მიმართულებას
12. იპოვეთ პროპორციულობის კოეფიციენტი F ძალასა და a აჩქარებას შორის იმ შემთხვევებში, როდესაც $F \perp v$ და $F \parallel v$, სადაც v – ნაწილაკის სიჩქარეა
13. $T = 2mc^2$ კინეტიკური ენერჯიის მქონე m მასის ნეიტრონი ეჯახება სხვა უძრავ ნეიტრონს. განსაზღვრეთ: ა) ორივე ნეიტრონის ჯამური კინეტიკური ენერჯია და თითოეული ნეიტრონის იმპულსი მათი ინერციის ცენტრთან დაკავშირებულ სისტემაში, ბ) ინერციის ცენტრის სიჩქარე ნაწილაკთა ამ სისტემისათვის.
14. m მასის და T კინეტიკური ენერჯიის მქონე ნაწილაკი ეჯახება ასეთივე მასის ნაწილაკს. იპოვეთ დაჯახების შედეგად შედგენილი ნაწილაკის მასა და სიჩქარე.
15. m მასის მქონე უძრავი ნაწილაკი იშლება m_1, m_2 და m_3 მასის სამ ნაწილაკად. იპოვეთ უდიდესი სრული ენერჯია, რომელიც შეიძლება ჰქონდეს, მაგალითად, m_1 ნაწილაკს.

რეაქტიული მოძრაობა

რაკეტების ძრავებში წვის ძალა იქმნება სანავის წვის პროდუქტების გამოტყორცნის შედეგად ძალის საწინააღმდეგო მიმართულებით. ის წარმოიშობა ნიუტონის კანონის მიხედვით, როგორც რეაქციის ძალა და სწორედ ამიტომ უწოდებენ რეაქტიულს.

არსებობს ერთი პრინციპული განსხვავება რაკეტის რეაქ-

ტიულ მოძრაობასა და სხვა ძალებს შორის. სარაკეტო ძრავაში ნევა ჩნდება წვის პროდუქტების გამოტყორცნით, რომლებიც ნევის წარმოშობამდე რაკეტის მასის ნაწილია, რაც არ იყო სხვა ძალების შემთხვევაში. ეს ნიშავს, რომ განიხილება მოძრაობა სხეულებისა ცვლადი მასით და ნევა ჩნდება იმ ნაწილაკების მასის გამოტყორცნით, რომლებიც სხეულს ეკუთვნოდა.

რეაქტიული მოძრაობის განტოლება. ვთქვათ, t მომენტში რაკეტის მასაა $m(t)$, ხოლო სიჩქარე ლაბორატორიულ სისტემაში – \mathbf{v} . იგი გამოტყორცნის dm' მასას \mathbf{u} სიჩქარით დედამიწის მიმართ (ანუ იმავე ლაბორატორიულ სისტემაში). გამოვიყენოთ მარტივი წინადადება: რა მასაც გამოიტყორცნება, ის მასა აკლდება რაკეტას

$$dm + dm' = 0 \quad (dm < 0) \quad (120)$$

t მომენტში სისტემის სრული იმპულსი არის $m\mathbf{v}$ (ჯერ ვიხილავთ არარელატივისტურ რაკეტას), ხოლო $t + dt$ მომენტში სრული იმპულსი იქნება $(m + dm)(\mathbf{v} + d\mathbf{v}) + udm'$; მაშინ ამ იზოლირებული სისტემისათვის იმპულსის შენახვის კანონი ასე ჩაინერება

$$(m + dm)(\mathbf{v} + d\mathbf{v}) + udm' = m\mathbf{v}$$

აქედან გამომდინარეობს ტოლობა

$$m d\mathbf{v} + \mathbf{v} dm + u dm' = 0$$

ამ დროს გადავადგდეთ მეორე რიგის უსასრულოდ მცირე წევრი $d\mathbf{v} dm$. საინტერესოა აღინიშნოს, რომ ეს თანაფარდობა შესრულდება რელატივისტურ შემთხვევაშიც, ანუ, როგორც მცირე, ასევე დიდ სიჩქარეებზე. გამოვიყენოთ ახლა (120) განტოლება, მაშინ მივიღებთ

$$\frac{d}{dt}(m\mathbf{v}) = \mathbf{u} \frac{dm}{dt} \quad (121)$$

რაკეტის მიმართ გამოტყორცნილი dm' მასის სიჩქარე იყოს \mathbf{u}' .

1. განვიხილოთ ჯერ **არარელატივისტური მოძრაობა**. გამოვიყენოთ სიჩქარეთა შეკრების სათანადო კანონი

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}' + \mathbf{v}$$

განტოლება მიიღებს სახეს

$$\frac{d(m\mathbf{v})}{dt} = (\mathbf{u}' + \mathbf{v}) \frac{dm}{dt}$$

საიდანაც, გამარტივების შემდეგ, მიიღება

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{u}' \frac{dm}{dt}$$

ეს არის განტოლება, რომელიც აღწერს არარელატივისტური სიჩქარეების დროს რაკეტის მოძრაობას, როცა არ მოქმედებენ გარეშე ძალები.

თუ რაკეტაზე \mathbf{F} ძალაც მოქმედებს, განტოლებას ძალაც დაემატება

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F} + \mathbf{u}' \frac{dm}{dt} \quad (122)$$

ყოველ ნაშში რაკეტის მიერ გამოტყორცნილი მასა იყოს $\mu = -\frac{dm}{dt}$. მაშინ ზედა განტოლება მიიღებს სახეს (- ნიშანი მიუთითებს, რომ მასა მოაკლდა)

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F} - \mu \mathbf{u}' \quad (123)$$

$\mu \mathbf{u}'$ არის რეაქტიული ძალა: როდესაც \mathbf{u}' სანინაალმდეგოა \mathbf{v} -სი, რაკეტა აჩქარდება ($\frac{d\mathbf{v}}{dt} > 0$), ხოლო თუ \mathbf{u}' თანხვედბა \mathbf{v} -ს, რაკეტა მუხრუჭდება.

ციოლკოვსკის ფორმულა.

ვთქვათ გარე ძალები არ მოქმედებენ, $\mathbf{F} = 0$ და \mathbf{u}' იყოს \mathbf{v} -ს სანინაალმდეგო.

მაშინ მოძრაობის განტოლებას ჩავწერთ სკალარულად შემდეგნაირად

$$m \frac{dv}{dt} = -u' \frac{dm}{dt}, \quad \Rightarrow \quad \frac{dm}{m} = -\frac{dv}{v}$$

რომლის ინტეგრაცია გვაძლევს ციოლკოვსკის ფორმულას,

$$\ln \frac{m}{m_0} = -\frac{v-v_0}{u'} \quad \text{ანუ} \quad m = m_0 e^{\frac{v-v_0}{u'}} \quad (124)$$

ის გვიჩვენებს, თუ როგორ იცვლება სიჩქარე $(v-v_0)$, როცა რაკეტის მასა იცვლება m_0 -დან m -მდე. ეს არის ცი-ოლკოვსკის ცნობილი ფორმულა.

2. ახლა გადავიდეთ **რელატივისტური რაკეტის** განხილვაზე. როგორც ვთქვით, რელატივისტური სიჩქარეებისთვის კვლავ ძალაშია (9) ფორმულა, ოღონდ მასასა და სიჩქარეს შორის გვაქვს რელატივისტური დამოკიდებულება

$$mc^2 = \frac{m'c^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$$

და ცვლადი მასის როლში გამოდის მასა, m' . ასეთი აღნიშვნისას ხაზგასმულია, რომ ეს არის მასა ათვლის მოძრავ სისტემაში, რომელიც დაკავშირებულია რაკეტასთან. სინამდვილეში ლაპარაკი უნდა გვქონდეს ენერგიაზე და არა მასაზე. ცხადია, ეს არ ინვესს გაუგებრობას ტრივიალური მუდმივი მამრავლის გამო. მოძრაობის პროცესში რაკეტის მასა მცირდება.

დავწეროთ მოძრაობის რელატივისტური განტოლება

$$\frac{d}{dt} \frac{m'v}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = u \frac{d}{dt} \frac{m'}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

განარმობის შემდეგ ასე გადაინერება

$$\frac{m'}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \frac{dv}{dt} = (u-v) \frac{d}{dt} \frac{m'}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad (125)$$

მივმართოთ x -ღერძი აჩქარების გასწვრივ

$$\frac{m'}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \frac{dv}{dt} = (u_x - v) \frac{d}{dt} \frac{m'}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad (126)$$

გადავიდეთ რაკეტის (მოძრავ) სისტემაში

$$u'_x = \frac{u_x - v}{1 - \frac{u_x v}{c^2}} \quad (127)$$

გამოვთვალოთ წარმოებული

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{m'}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \right) = \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \frac{dm'}{dt} + \frac{m'}{(1-v^2/c^2)^{3/2}} \frac{v}{c^2} \frac{dv}{dt}$$

და ეს ჩავსვათ (12) განტოლებაში,

$$\frac{m'}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \frac{dv}{dt} = \frac{u_x - v}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \frac{dm'}{dt} + \frac{m'}{(1-v^2/c^2)^{3/2}} (u_x - v) \frac{v}{c^2} \frac{dv}{dt}$$

ანუ

$$\frac{m'}{(1-v^2/c^2)^{3/2}} \frac{dv}{dt} \left\{ 1 - \frac{v^2}{c^2} - \frac{(u_x - v)}{c^2} v \right\} = \frac{u_x - v}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \frac{dm'}{dt}$$

ამრიგად, დავედით განტოლებაზე

$$\frac{m'}{1 - \frac{v^2}{c^2}} \frac{dv}{dt} = \frac{u_x - v}{1 - \frac{u_x v}{c^2}} \frac{dm'}{dt} \quad (128)$$

ახლა მარჯვენა მხარეში გამოვიყენოთ სიჩქარეთა შეკრების რელატივისტური ფორმულა, მიიღება

$$m' \frac{dv}{dt} = \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) u'_x \frac{dm'}{dt} \quad (129)$$

რაკეტის აჩქარებისათვის საჭიროა, $u'_x = -u'$, ე. ი.

$$\frac{dm'}{m'} = - \frac{1}{u'} \frac{dv}{1-v^2/c^2}$$

ჩავატაროთ ინტეგრაცია, წინასწარ გავითვალისწინოთ, რომ

$$\frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{1 - \frac{v}{c}} + \frac{1}{1 + \frac{v}{c}} \right]$$

მაშინ მიიღება

$$\frac{dm'}{m'} = -\frac{c}{2u'} \left\{ \frac{d\left(\frac{v}{c}\right)}{1-\frac{v}{c}} + \frac{d\left(\frac{v}{c}\right)}{1+\frac{v}{c}} \right\} = -\frac{c}{2u'} \left\{ \frac{d\left(1+\frac{v}{c}\right)}{1+\frac{v}{c}} - \frac{d\left(1-\frac{v}{c}\right)}{1-\frac{v}{c}} \right\} \quad (130)$$

საიდანაც,

$$\ln \frac{m'}{m'_0} = -\frac{c}{2u'} \left\{ \ln \left(1+\frac{v}{c}\right) - \ln \left(1-\frac{v}{c}\right) \right\}_{v_0}^v = -\frac{c}{2u'} \left\{ \ln \frac{\left(1+\frac{v}{c}\right)\left(1-\frac{v_0}{c}\right)}{\left(1+\frac{v_0}{c}\right)\left(1-\frac{v}{c}\right)} \right\}$$

საბოლოოდ,

$$\frac{m'}{m'_0} = \frac{\left(1+\frac{v}{c}\right)\left(1-\frac{v_0}{c}\right)}{\left(1-\frac{v}{c}\right)\left(1+\frac{v_0}{c}\right)}^{-c/2u'} \quad (131)$$

ეს არის რელატივისტური რაკეტის ფორმულა, რომელიც ცვლის (124) ფორმულას არარელატივისტური რაკეტისთვის. განსაკუთრებით მარტივდება შედეგი, როცა რაკეტის აჩქარება იწყება უძრაობის მდგომარეობიდან. მართლაც, თუ საწყის სიჩქარეს ნულად ავიღებთ, $v_0 = 0$, აქედან მიიღება

$$m' = m'_0 \left(\frac{1-\frac{v}{c}}{1+\frac{v}{c}} \right)^{c/2u'} , \quad (132)$$

მცირე სიჩქარეების შემთხვევაში $v \ll c$, ვწერთ

$$\frac{1-\frac{v}{c}}{1+\frac{v}{c}} \approx 1-2\frac{v}{c}$$

და

$$\left(\frac{1-v/c}{1+v/c}\right)^{c/2u'} \approx \left(1+2\frac{v}{c}\right)^{-c/2u'} \approx \left[\left(1+2\frac{v}{c}\right)^{c/2u'}\right]^{-v/u'}$$

გამოვიყენოთ ახლა ნეპერის რიცხვის განმარტება

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 + \frac{1}{n}\right)^n = e$$

მაშინ მიღებულ შედეგს ასე ჩავწერთ

$$m' \approx m'_0 \left(\frac{1-v/c}{1+v/c}\right)^{c/2u'} \approx m'_0 e^{-v/u'} \quad (133)$$

გავაკეთოთ ზოგიერთი საინტერესო შეფასება მიღებული შედეგებიდან:

დავუშვათ, რომ რაკეტის აჩქარება გვინდა $c/2$ სიჩქარეზე ქიმიური საწვავით, როცა $u' = 4$ კმ/წმ. საწყისი მასის რა ნაწილი აჩქარდება ამ დროს?

(133) ფორმულიდან ვღებულობთ

$$m' \approx m'_0 \left(\frac{1/2}{3/2}\right)^{3 \cdot 10^5 / 2 \cdot 4} \approx m'_0 / 10^{2 \cdot 10^4}$$

ამ რიცხვის წარმოდგენა (10^{20000}) პრაქტიკულად შეუძლებელია. ამიტომ რელატივისტურ სიჩქარეებამდე რაკეტის აჩქარებაზე ლაპარაკი ქიმიური საწვავით არც კი შეიძლება. მაგრამ, სხვა სახის საწვავის შემთხვევაში საქმე უკეთესადაა. ბირთვულ ენერგიაზე მომუშავე რაკეტებისთვის, რომლებიც გამოიყენებენ გახლეჩის ენერგიას, $u' \approx 10^4$ კმ/წმ, (15) ფორმულა გვაძლევს

$$m' = m'_0 / 3^{15} \approx m'_0 / 10^6 \quad (134)$$

ე. ი. საბოლოო სიჩქარეს $c/2$ მიაღწევს რაკეტის საწყისი მასის დაახლოებით მემილიონედი. ამიტომ ასე თუ ისე საიმედო შედეგებს რელატივისტური სიჩქარეების მისაღწევად შეიძლება ველოდეთ მხოლოდ იმ შემთხვევაში, თუ u' ახლოს

იქნება სინათლის სიჩქარესთან. დღეს ასეთად მოიაზრება ე. წ. ფოტონური რაკეტები.

ფოტონური რაკეტებისთვის $u' = c$, ამიტომ (133) განტოლების პირველი ნაწილიდან ჩანს, რომ $c/2$ სიჩქარემდე შეგვეძლებოდა $m' = m'_0 / \sqrt{3}$ მასის აჩქარება, ე. ი. სასტარტო მასის ნახევარზე მეტის. ვთქვათ, v სინათლის სიჩქარის-

გან განსხვავდება ძალზე მცირედ, მაგალითად, 10^{-4} -ით, ანუ $\frac{v}{c} \approx 1 - 10^{-4}$. მაშინ (133) ფორმულიდან მივიღებთ

$$m' \approx m'_0 \cdot 10^{-2} / \sqrt{2} \quad (135)$$

რაც სავსებით მისაღები შედეგია. მართალია, ასეთი რაკეტების დამზადება დღეს ტექნიკურად გადაულახავ სიძნელეებს აწყდება, ეს არ ნიშნავს, რომ გამოსხივების რეაქტიულ ძალას არ ჰქონდეს მნიშვნელობა. პირიქით, ის ასრულებს მნიშვნელოვან როლს ბუნებაში, მაგალითად, ასტროფიზიკურ მოვლენებში.

თავი III.

ფარდობითობის ზოგადი თეორიის ელემენტები

როგორც ვიცით, ფარდობითობის სპეციალური თეორია შემოისაზღვრება მხოლოდ ინერციული სისტემებით და სრულებითაც არ განიხილავს არაინერციულ სისტემებს. მაგრამ კარგად არის ცნობილი, რომ გარდა ინერციული სისტემებისა მოვლენების აღწერისათვის არსებობს და ხშირად გამოიყენება ე. წ. არაინერციული სისტემები. ასეთი სისტემები შეიძლება მოძრაობდნენ ან წრფივად და აჩქარებულად ან ბრუნავდნენ ინერციული სისტემების მიმართ.

აინშტაინმა შემდეგი კითხვები დასვა: რით გამოირჩევა ათვლის ინერციული სისტემები სხვა სისტემებისგან? რატომ აქვთ მათ ის უპირატესობა, რომელზედაც ლაპარაკობს ფარდობითობის სპეციალური პრინციპი? როგორ შეიძლება ფარდობითობის პრინციპი განზოგადდეს არაინერციულ სისტემებზე? ცხადია, რომ ამ ამოცანის გადაწყვეტა უფრო რთულია, რადგან ინერციული სისტემების შემთხვევაში ფიზიკური მოვლენები სრულიად ერთნაირად მიმდინარეობს და ამიტომ ვერავითარი ცდებით ვერ იქნება დადგენილი, თუ რომელი მათგანია უძრავი და რომელია მოძრავი ძირითადი ინერციული სისტემის მიმართ, რომელსაც „უძრავი“ ვარსკვლავების სისტემა ახორციელებს.

სულ სხვა მდგომარეობაა არაინერციული სისტემების შემთხვევაში. ფიზიკური მოვლენები არ მიმდინარეობს ისე, როგორც ინერციულში და ამიტომ საშუალება გვეძლევა განვასხვავოთ ისინი ინერციული სისტემებისგან. ზოგადი ფარდობითობის პრინციპი უნდა დასაბუთდეს მიუხედავად განსხვავებისა ინერციულ და არაინერციულ სისტემებს შორის. აინშტაინმა ყურადღება მიაქცია კარგად შესწავლილ გრავიტაციულ ველს და

მის განსაკუთრებულ თვისებას – ერთნაირი აჩქარება მიანიჭოს სხვადასხვა სხეულებს და სწორედ ეს ფაქტი, სახელდობრ, გრავიტაციული და ინერციული მასების ტოლობა – დაუდო საფუძვლად სპეციალური თეორიის განზოგადებას არაინერციულ სისტემებზე.

ქვემოთ ჩვენ შემოვისაზღვრებით მხოლოდ ზოგადი თეორიის ძირითადი პრინციპების და შედეგების განხილვით. გავყვევებით ლოგიკას, რომელიც მოცემულია აკად. მათე მირიანაშვილის პოპულარულ წიგნში „ფარდობითობის თეორია“

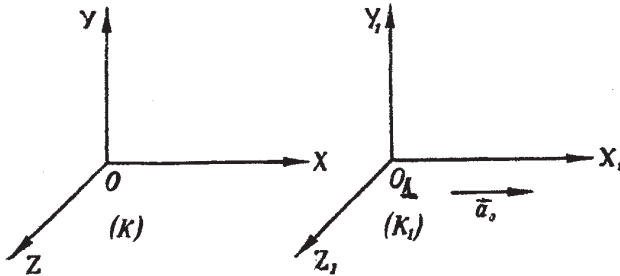
არაინერციული სისტემები ნიუტონის მექანიკაში

სიმარტივისათვის გავარჩიოთ მხოლოდ შემდეგი არაინერციული სისტემები:

ა) წრფივად და თანაბარაჩქარებულად მოძრავი არაინერციული სისტემები

ბ) თანაბრად მბრუნავი არაინერციული სისტემები

განვიხილოთ ორი ათვლის სიტემა; ერთი – ინერციული (K), უძრავი ძირითადი ინერციული სისტემის მიმართ და მეორე – არაინერციული (K_1), მოძრავი ინერციული სისტემის მიმართ თანაბარაჩქარებულად Ox ღერძის გასწვრივ a_0 აჩქარებით (ნახ. 45)



ნახ. 45. ინერციული და თანაბარაჩქარებული არაინერციული სისტემები

ნიუტონისეული ფიზიკის თანახმად (გალილეის გარდაქმნები) ნაწილაკის x კოორდინატები ამ სისტემების მიმართ ერთმანეთთან ასეა დაკავშირებული

$$x = x_1 + OO_1,$$

სადაც OO_1 არის მანძილი, რომელიც გაიარა K_1 -ის სათავემ K -ს მიმართ თანაბრად აჩქარებული მოძრაობის შედეგად. გვაქვს

$$x = x_1 + \frac{a_0 t^2}{2}$$

აქ მიღებულია, რომ დრო იგივეა ორივე სისტემაში (ნიუტონის მექანიკა)

$$t = t_1$$

კოორდინატის გარდაქმნის ფორმულიდან ორჯერ განარმოებით მივიღებთ

$$a = a_1 + a_0$$

სადაც a და a_1 არიან ნაწილაკის აჩქარებები K და K_1 სისტემების მიმართ, სათანადოდ.

უნდა დავადგინოთ მექანიკის კანონების სახე K_1 სისტემაში.

ვთქვათ K -სისტემის მიმართ ნაწილაკზე არავითარი გარეშე სხეულები არ მოქმედებს. მაშინ, ნაწილაკი იმოძრავეს მუდმივი სიჩქარით

$$a = 0$$

მაშინ წინა ფორმულის ძალით გვექნება

$$a_1 = -a_0 \neq 0$$

ანუ, იმის მიუხედავად, რომ ნაწილაკზე არავითარი სხეულები არ მოქმედებს, მისი აჩქარება K_1 არაინერციული სისტემის მიმართ არ არის ნული. ეს იმას ნიშნავს, რომ ინერციის პრინციპი არ არის სამართლიანი არაინერციული სისტემებისთვის.

განვიხილოთ ახლა ნიუტონის მეორე კანონი. ინერციული სისტემის მიმართ იგი შემდეგი სახით დაინერება:

$$ma = F$$

ამ ფორმულის გამოყენებით არაინერციული სისტემისათვის მივიღებთ

$$ma_1 = F - ma_0$$

ანუ, არაინერციული სისტემისათვის ნიუტონის მეორე

კანონი სამართლიანი არ არის. მასის ნამრავლი აჩქარებაზე არ უდრის მოქმედ ძალას. განტოლების მარჯვენა მხარეში ძალასთან ერთად დგას სიდიდე $-ma_0$, სადაც a_0 არის არაინერციული სისტემის აჩქარება ინერციული სისტემის მიმართ.

იქცევიან ასე: განვიხილოთ $-ma_0$ სიდიდე, როგორც დამატებითი ძალა, გამონვეული სისტემის არაინერციულობით. ეს ძალა, რომელსაც *ინერციის ძალა* უწოდებენ, არ არის გამონვეული რაიმე მატერიალური სხეულით და ამით განსხვავდება ინერციულ სისტემაში მოქმედი F ძალისგან. თუ შემოვიღებთ აღნიშვნას

$$-ma_0 = F_{in} \quad (136)$$

მაშინ წინა ფორმულა ასე ჩაიწერება:

$$ma_1 = F + F_{in} \quad (137)$$

ამრიგად, შეიძლება ვთქვათ, რომ არაინერციულ სისტემაშიც სამართლიანია ნიუტონის მეორე კანონი, ოღონდ იმ განსხვავებით, რომ გარეშე სხეულებით გამონვეული ძალის გარდა, განსახილველ სხეულზე მოქმედებს დამატებითი ინერციის ძალა $-ma_0$. ამ ინერციის ძალის დამახასიათებელი თვისება ისაა, რომ როგორი სხეულიც არ უნდა განვიხილოთ, ინერციის ძალა ანიჭებს ერთი და იგივე აჩქარებას $-a_0$, ვინაიდან ეს ძალა სხეულის ინერტიული მასის პროპორციულია.

ცხადია, რომ ინერციული ძალის არსებობის გამო დამკვირვებელმა K_1 სისტემაში შეიძლება დაადგინოს, რომ მისი სისტემა აჩქარებულად მოძრაობს, ვინაიდან ამ სისტემაში მყოფი ყოველი სხეული ლებულობს დამატებით აჩქარებას $-a_0$ -ს.

ინერციის ძალის რეალურობის შესახებ

ისმის კითხვა: არიან თუ არა ინერციის ძალები რეალური? ისინი არიან რეალური იმ შინაარსით, რომლითაც რეალურია აჩქარება არაინერციულ სისტემებში. ისინი რეალურია უფრო ღრმა შინაარსითაც: ფიზიკური მოვლენების განხილვისას არაინერციულ სისტემებში შეგვიძლია მივუთითოთ ინერციის ძალების კონკრეტულ გამოვლინებებზე. მაგალითად,

მატარებლის ვაგონში ინერციის ძალებმა შეიძლება გამოიწვიონ მგზავრთა დასახიჩრება – რეალური და ხელშესახები შედეგი. ამრიგად, *ინერციის ძალები ისევე რეალურია, როგორც რეალურია თანაბარი და წრფივი მოძრაობის ფაქტი ინერციულ სისტემებში, თუკი არ არსებობენ „ჩვეულებრივი“ ძალები, როგორც ეს ფორმულირდება ნიუტონის პირველ კანონში.*

ინერციის ძალებს აქვთ მნიშვნელოვანი პრაქტიკული გამოყენება. მაგალითად, ნავიგაციის პრობლემებში დიდი სიზუსტით განისაზღვრება მფრინავი აპარატების მდებარეობა ინერციის ძალების გაზომვით.

ინერციის ძალების კონცეფცია

არაინერციულ სისტემებში სხეულთა მოძრაობის აღწერისათვის მოძრაობის განტოლებით აუცილებელია მივუთითოთ განტოლების მარჯვენა მხარეში არსებული ინერციის ძალების განსაზღვრის ხერხი. ჩვენერთ მოძრაობის განტოლებები ორივე სისტემაში

$$ma_1 = F + F_{in}$$

$$ma = F$$

აქ ორივე სისტემაში „ჩვეულებრივი“ ძალები ერთნაირია. ამ განტოლებებიდან გვაქვს

$$F_{in} = m(a_1 - a)$$

არაინერციული სისტემების განხილვისას ჩვეულებრივ იყენებენ შემდეგ ტერმინოლოგიას: ***a*** აჩქარებას ინერციული სისტემის მიმართ უწოდებენ **აბსოლუტურს**, ხოლო ***a***₁ -აჩქარებას არაინერციული სისტემის მიმართ – **ფარდობითს**. უკანასკნელი ფორმულა გვეუბნება, რომ ინერციის ძალები განსაზღვრავენ სხვაობას ფარდობით და აბსოლუტურ აჩქარებებს შორის. აქედან ნათელია, რომ ინერციის ძალები არსებობენ მხოლოდ არაინერციულ სისტემებში. მათი ჩართვა მოძრაობის განტოლებებში და გამოყენება ფიზიკური მოვლენების ასახსნელად არის სწორი და აუცილებელი. ოღონდ ინერციის ძალების ცნების გამოყენება ინერციულ სისტემებში მოძრაო-

ბის ანალიზის დროს მცდარია, რადგან ინერციულ სისტემებში ისინი არ არსებობენ.

განვიხილოთ ინერციის ძალების რამდენიმე მაგალითი:

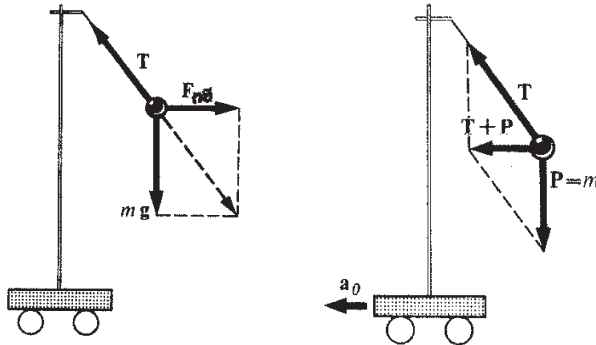
- საქანი ურიკაზე.** განვიხილოთ საქანის წონასწორული მდგომარეობა ურიკაზე, რომელიც მოძრაობს ჰორიზონტალურად a_0 აჩქარებით (ნახაზი 46). საქანზე მოქმედი ძალები მითითებულია ნახაზზე. საქანის მოძრაობის განტოლებას აქვს სახე

$$ma_1 = T + P + F_{in} = T + P - ma_0 = 0$$

ე. ი. $a_1 = 0$. ანუ ინერციის ძალა ამ დროს არ გვაქვს. გვაქვს მარტო ძაღის დაჭიმულობის ძალა T და სიმძიმის ძალა $P = mg$. წონასწორობის პირობა ნიშნავს

$$ma = T + P$$

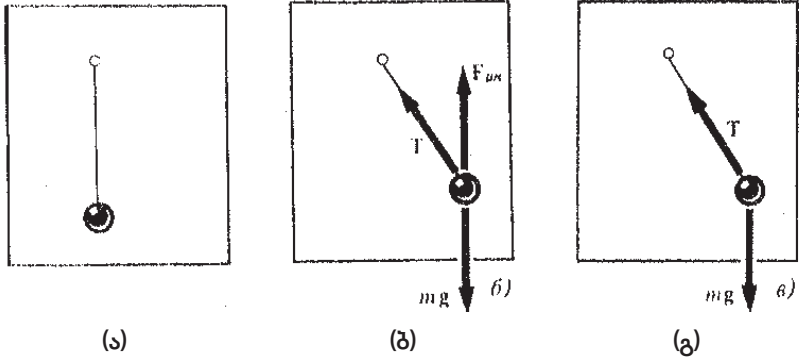
მარცხენა ნახაზი შეესაბამება საქანის წონასწორობას არა-ინერციულ სისტემაში, ხოლო მარჯვენა – ინერციულ სისტემაში.



ნახაზი 46. საქანის წონასწორობა არაინერციულ (მარცხენა) და ინერციულ (მარჯვენა) სისტემებში

2. ვარდნილი საქანი

ძალზე ეფექტურად გამოიყურება მოვლენები წრფივად მოძრავ არაინერციულ სისტემებში ვარდნილი საქანის მაგალითზე. საქანი ჩამოკიდებულია მასიური ყუთის ჩარჩოზე, რომელსაც შეუძლია თავისუფლად ვარდნა თითქმის ხახუნის გარეშე (იხ. ნახაზი 47)



ნახ. 47. ვარდნილ საქანზე მოქმედი ძალების სქემა: ა) საქანი წონასწორობაში, ბ) საქანთან დაკავშირებული არაინერციული სისტემა, გ) ინერციული სისტემა, რომელშიც საქანი ვარდება თავისუფალი ვარდნის აჩქარებით.

როცა ჩარჩო უძრავია, საქანი ასრულებს საკუთარ რხევებს (ნახ. 47ა). ჩარჩო შეგვიძლია მოვიყვანოთ თავისუფალი ვარდნის მდგომარეობაში რხევის ნებისმიერ ფაზაში (ნებისმიერ მიმენტში). თუ ვარდნის დაწყების მომენტში საქანი გადახრილია მაქსიმალურად, ის ასე დარჩება უძრავად ამ წერტილში. თუ არ იმყოფება მაქსიმალურად გადახრილი და ვუბიძგებთ, მივანიჭებთ რაიმე სიჩქარეს, ჩარჩოს მიმართ, ჩარჩოს ვარდნის დროს ამ სიჩქარის მოდული არ შეიცვლება, შეიცვლება მარტო მიმართულება, ანუ საქანი იბრუნებს ჩამოკიდების წერტილის ირგვლივ. რაც შეეხება ჩარჩოსთან დაკავშირებულ არაინერციულ სისტემას (ნახ. 47ბ), აქ მოძრაობის განტოლებას ექნება სახე

$$ma_1 = T + P + F_{in} = T + mg - mg = T \quad (138)$$

ამრიგად, ეს არის მოძრაობა, დრეკადი (დაჭიმვის) ძალის მოქმედებით ცენტრით ჩამოკიდების წერტილში. მოძრაობა გვაქვს წრეზე საწყისი სიჩქარის ტოლი წირითი სიჩქარით, რომელიც უზრუნველჰყოფს საქანის თანაბარ მოძრაობას წრეწირზე და არის mv_0^2/l , სადაც l არის საქანის სიგრძე, ხოლო v_0 – საქანის მოძრაობის სიჩქარე ჩარჩოს მიმართ.

ათვის ინერციულ სისტემაში (ნახ. 47გ) ინერციის ძალები არ გვაქვს. ამიტომ განტოლება ასეთია

$$ma = P + T = mg + T \quad (139)$$

ამ განტოლების ამოხსნა (აჩქარება a ორი ნაწილისგან შედგება $a = a_1 + a_2$. ამასთან

$$ma_1 = T, \quad ma_2 = mg \quad (140)$$

საიდანაც $a_2 = g$, ხოლო პირველი მათგანის ამოხსნა სავსებით ემთხვევა (136)-ის ამოხსნას და აღწერს ბრუნვას დაკიდების წერტილის ირგვლივ.

ცხადია, რომ ყველა ეს მოვლენა ნათლად უჩვენებს განსხვავებას ინერციულ და არაინერციულ სისტემებს შორის და საშუალებას აძლევს სისტემაში მყოფ დამკვირვებელს დაადგინოს მისი სისტემის აჩქარებული მოძრაობა ინერციული სისტემის მიმართ. ისმის კითხვა, როგორ შეიძლება განვაზოგადოთ ფარდობითობის პრინციპი არაინერციულ სისტემებზე? საქმე იმაშია, რომ უნდა გავიხსენოთ გრავიტაციული ველის არსებობა. თუ გვსურს გავაიგივოთ არაინერციული სისტემა ინერციულ სისტემასთან, უნდა შევადაროთ იგი არა ისეთ ინერციულ სისტემას, რომელსაც აქამდე ვიხილავდით და რომლის ირგვლივ არ არსებობდა გრავიტაციული ველი, არამედ ინერციულ სისტემას გრავიტაციულ ველში. მართლაც, ცდები გვიჩვენებს, რომ არსებობს ორი ტიპის ინერციული სისტემები. ორივე ტიპის შემთხვევაში ისინი ან უძრავია ძირითადი ინერციული სისტემის მიმართ, ან თანაბრად და წრფივად მოძრავი და სწორედ ამიტომ არიან ინერციული. მაგრამ ერთ შემთხვევაში ისინი თავისუფალია გრავიტაციული მოქმედებისგან, მეორე შემთხვევაში ისინი იმყოფება გრავიტაციულ ველში. სწორედ ამ უკანასკნელთან უნდა შევადაროთ არაინერციული სისტემები. მართლაც, ჩვენ უკვე ვნახეთ, თუ როგორ მიმდინარეობდა მექანიკური მოვლენები თანაბრად აჩქარებულად მოძრავ K_1 -სისტემაში: ხელიდან გაშვებული სხეული მოძრაობს აჩქარებით, ზამბარაზე ჩამოკიდებული სხეული ჭიმავს ზამბარას, დამკვირვებელი აწვება იატაკს, და ა. შ. ყველა ამ მოვლენის მიმდინარეობა სწორედ ასეთივე იქნებოდა K_1 -სისტემა ინერციული რომ იყოს და მასში არსებობდეს $g = -a_0$ ერთგვაროვანი

დაძაბულობის გრავიტაციული ველი. ეს ველი გამოიწვევს სხეულების „ვარდნას“, დამკვირვებლის დანოლას იატაკზე საქანის რხევას და ა. შ. სრულიად ისევე, როგორც ამას იწვევს K_1 - სისტემის არაინერციულობა. განსხვავება მხოლოდ იმაშია, რომ K_1 -სისტემის არაინერციულობის შემთხვევაში სხეულზე მოქმედი ინერციის ძალა პროპორციულია „ინერტული მასის“, (136), ხოლო K_1 -სისტემის ინერციულად მიჩნევის და გრავიტაციული ველის მოქმედების შემთხვევაში, მოქმედი ძალა პროპორციული უნდა იყოს „გრავიტაციული მასის“. მაშასადამე, არაინერციული სისტემის და გრავიტაციულ ველიანი ინერციული სისტემის გარჩევა მხოლოდ იმ შემთხვევაში იქნება შესაძლებელი, თუ ინერტული და გრავიტაციული მასები ტოლია. ეს ტოლობა ძალიან დიდი სიზუსტით არის შემონიშნული ცდებით. უნონადობის მდგომარეობის შექმნა თავისუფალი ვარდნის დროს გამოწვეულია მნიშვნელოვანი ფიზიკური ფაქტორით: სხეულის ინერტული და გრავიტაციული მასების ტოლობით.

ყოველივე ზემოთქმული საშუალებას გვაძლევს ჩამოვაცალიბოთ შემდეგი დებულება: **თანაბრად აჩქარებულად მოძრავ არაინერციულ სისტემაში მექანიკური მოვლენები ისევე მიმდინარეობს, როგორც ინერციულ სისტემაში ერთგვაროვანი გრავიტაციული ველით, რომლის დაძაბულობა სიდიდით ტოლია არაინერციული სისტემის აჩქარების და მიმართულია მის საწინააღმდეგოდ.**

როგორც ვხედავთ, მექანიკური მოვლენების მიმდინარეობის თვალსაზრისით არაინერციული სისტემა გრავიტაციულ ველში მყოფი ინერციული სისტემის ეკვივალენტურია. ეს დებულება, რომლის დასაყრდენსაც წარმოადგენს ინერტული და გრავიტაციული მასების ტოლობა, ცნობილია ეკვივალენტობის პრინციპის სახელწოდებით. ამ პრინციპზე დააფუძნა ა. აინშტაინმა თავისი ზოგადი ფარდობითობის თეორია. ხშირად ეკვივალენტობის პრინციპს უწოდებენ ინერტული და გრავიტაციული მასების ტოლობის ფაქტს.

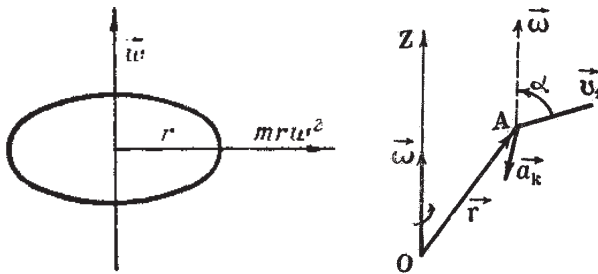
ამ ფაქტიდან გამომდინარეობს, რომ თუ ათვლის სისტემა მოძრაობს თანაბრაჩქარებულად ინერციული სისტემის მიმართ (რომელშიც, განმარტების თანახმად არ არის სიმძიმის ველი), მაშინ ასეთ სისტემაში მოვლენები ისე მიმდინარეობენ, რომ

თითქოს გვექონდეს გრავიტაციული ველი, რომლის თავისუფალი ვარდნის აჩქარება ტოლია სისტემის აჩქარებისა. მექანიკური მოვლენებისთვის ეს ცხადია. ამ დებულების გადატანა ყველა ფიზიკურ მოვლენაზე არის სწორედ **ეკვივალენტობის პრინციპი**.

მბრუნავი არაინერციული სისტემები

ცნობილია, რომ გადატანითის გარდა შეიძლება გვექონდეს მბრუნავი არაინერციული სისტემები. ასეთ სისტემებზე გადასვლისას ნიუტონის მეორე კანონი აგრეთვე იცვლის სახეს – მასის ნამრავლი აჩქარებაზე აღარ არის ტოლი ინერციულ სისტემაში მოქმედი ძალისა.

გავარჩიოთ ახლა შემთხვევა, როდესაც ათვის სისტემა ბრუნავს ძირითადი სისტემის მიმართ **მუდმივი კუთხური აჩქარებით**. მბრუნავ არაინერციულ სისტემაში გადასვლის შედეგად ნიუტონის მეორე კანონი იცვლის სახეს. მასის ნამრავლი აჩქარებაზე აღარ არის ტოლი ინერციულ სისტემაში მოქმედი ძალისა. ამ უკანასკნელს ემატება კიდევ ორი ძალა: ერთი ცენტრიდანული (ცენტრგამშორი), მიმართული ბრუნვის ღერძიდან და სიდიდით ტოლი $mr\omega^2$ -ისა, სადაც r არის მანძილი ნაწილაკიდან ღერძამდე, ω – ათვის სისტემის ბრუნვის კუთხური სიჩქარეა, ხოლო m – ნაწილაკის ინერტული მასა (იხ. ნახაზი 48)



ნახაზი 48. ა) ცენტრიდანული ძალა

ბ) კორიოლისის ძალა

კორიოლისის ძალა უფრო რთული ხასიათისაა. იგი მხოლოდ იმ შემთხვევაში ჩნდება, თუ ნაწილაკი მოძრაობს არაინერციული სისტემის მიმართ. მაგრამ, რაც მთავარია, ორივე ეს ძალა

პროპორციული ნაწილაკის ინერტული მასისა. კორიოლისის ძალა ანიჭებს მასაზე დამოუკიდებელ აჩქარებას a_k , რომლის განლაგება ნაჩვენებია ბ) ნახაზზე. სიდიდით იგი ტოლია

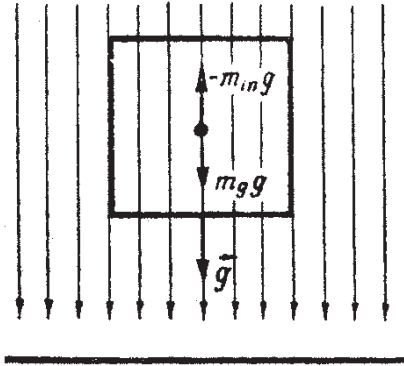
$$a_k = 2\omega v \cos \alpha,$$

სადაც α არის კუთხე v და ω ვექტორებს შორის. მიმართულება მოიძებნება მარჯვენა ბურღის წესით. კორიოლისის აჩქარება მიმართულია იმ ბურღის გადანაცვლების გასწვრივ, რომელიც ბრუნავს v -ვექტორიდან ω -ვექტორისაკენ. ეს აჩქარება აქვს მხოლოდ იმ ნაწილაკს, რომელიც მოძრაობს არა-ინერციული სისტემის მიმართ.

ეს ძალები არსებობს მხოლოდ არაინერციული სისტემების მიმართ და ერთსა და იმავე აჩქარებას ანიჭებს ყველა სხეულს. არაინერციული სისტემების ეს ორი მაგალითი სრულიად საკმარისია იმისათვის, რომ საზოგადოდ გამოვთქვათ შემდეგი დებულება **(კლასიკური ფიზიკის ეკვივალენტობის პრინციპი): მექანიკური მოვლენები ისევე მიმდინარეობს ნებისმიერ არაინერციულ სისტემაში, როგორც გარკვეული ხასიათის გრავიტაციულ ველში მყოფ ინერციულ სისტემაში.**

თუ განვიხილავთ ერთგვაროვან გრავიტაციულ ველს, ე. ი. ველს, რომლის დაძაბულობა ყველგან ერთნაირია, შეგვიძლია ავიღოთ არაინერციული სისტემა, რომელიც ვარდება ამ გრავიტაციულ ველში მისი დაძაბულობის ტოლი აჩქარებით, ე. ი. თავისუფლად. მაშინ ცხადია, რომ არავითარი გრავიტაციული ველი არ იქნება, -მასში მყოფი სხეულები „დაკარგავენ“ წონას. მართლაც, გავარჩიოთ ასეთი მაგალითი: მიუხედავად იმისა, რომ დედამიწის გრავიტაციული ველი არ არის ერთგვაროვანი, ყოველთვის შეიძლება შეირჩეს ზედაპირის იმდენად მცირე ნაწილი, რომ მის მახლობლობაში ველი ერთგვაროვნად ჩავთვალოთ (იხ. ნახაზი 50) ასეთი გრავიტაციული ველის ძალწირები პარალელურ წრფეებს წარმოადგენენ და დაძაბულობა იქნება ყველგან ერთნაირი, ალენიშნით იგი g -თი. განვიხილოთ ყუთი, რომელიც g აჩქარებით ვარდება დედამიწისკენ. იგი წარმოადგენს არაინერციულ სისტემას და ამიტომ, მასში მყოფ ყველა სხეულზე იმოქმედებს ინერციის ძალა, რომელიც ტოლია $F_{in} = -mg$. მეორეს მხრივ, დედამიწის გრავიტაციული

ველი მოქმედებს სხეულზე მიზიდვის ძალით $m_{gr}g$, სადაც m_{gr} არის გრავიტაციული მასა. ეს ძალები ურთიერთსაწინააღმდეგოდაა მიმართული და ამიტომ სხეულზე მოქმედი საერთო ძალა ნულის ტოლია: $-m_{in}g + m_{gr}g = 0$.



ნახაზი 49. ვარდნილი ყუთი ერთგვაროვან გრავიტაციულ ველში

და ვინაიდან $m_{in} = m_{gr}$, ვარდნილ ყუთში სხეულზე არავითარი ძალა არ მოქმედებს, ამიტომ მასში მყოფ დამკვირვებელს სრული უფლება აქვს ჩათვალოს, რომ მის ირგვლივ გრავიტაციული ველი არ არსებობს.

მაშასადამე, ამ კერძო შემთხვევაში მართლაც შესაძლებელია გრავიტაციულ ველში მყოფი ინერციული სისტემა შევცვალოთ არაინერციული სისტემით, რომლისთვისაც გრავიტაციული ველი არ იარსებებს.

მაგრამ საზოგადოდ ასეთი შეცვლა შეუძლებელია. ეს ნათელი გახდება, თუ განვიხილავთ დედამიწის მთლიან გრავიტაციულ ველს. ადვილი გასაგებია, რომ არაინერციული სისტემის ვერავითარი შერჩევით ვერ მოსპობთ ამ გრავიტაციულ ველს ყველგან. მაშასადამე, შეუძლებელია ნებისმიერი გრავიტაციული ველის შემთხვევაში მოიძებნოს ისეთი არაინერციული სისტემა, რომლის მიმართ გრავიტაციული ველი არ იარსებებს მთელ სივრცეში. ეს ფრიად მნიშვნელოვანი შედეგია. შესაძლებელი რომ ყოფილიყო ასეთი არაინერციული სისტემის არჩე-

ვა, ეს იმის მაჩვენებელი იქნებოდა, რომ გრავიტაციული ველი წმინდა კინემატიკური ხასიათისაა.

არაინერციული სისტემები ფარდობითობის თეორიაში

ყველაფერი, რაც ზემოთ ითქვა არაინერციული და გრავიტაციულ ველში მყოფი ინერციული სისტემების ეკვივალენტობის შესახებ კლასიკურ მექანიკაში, უცვლელად გადავა ფარდობითობის თეორიაში. აქაც ინერტიული და გრავიტაციული მასების ტოლობაზე დაყრდნობით შეიძლება დავასკვნათ, რომ არაინერციული სისტემა შეიძლება ჩაითვალოს სათანადო ხასიათის გრავიტაციულ ველში მყოფ ინერციულ სისტემად, ოღონდ, კლასიკური მექანიკის ეკვივალენტობის პრინციპისგან განსხვავებით, რომელიც შემოსაზღვრებოდა მექანიკური მოვლენების მიმდინარეობის ეკვივალენტობით, ფარდობითობის თეორიაში ეკვივალენტობა ვრცელდება ყველა ფიზიკურ მოვლენაზე. ამასთან ერთად, ცხადია, გრავიტაციული ველის გარეშე არსებულ ინერციულ სისტემებში სივრცისა და დროის გაზომვები წარმოებს ფარდობითობის სპეციალური თეორიის თანახმად.

ამიტომ ფარდობითობის თეორიაში ეკვივალენტობის პრინციპი შემდეგნაირად ყალიბდება: **ფიზიკური მოვლენები ისე მიმდინარეობს ნებისმიერ არაინერციულ სისტემაში, როგორც გარკვეული ხასიათის გრავიტაციულ ველში მყოფ ინერციულ სისტემაში; ე. ი. ნებისმიერი არაინერციული სისტემა ყოველთვის შეიძლება შევცვალოთ გრავიტაციულ ველში მყოფი ინერციული სისტემით.** . ამიტომაც ვერავითარი ფიზიკური ცდებით ვერ იქნება შესაძლებელი იმის გარკვევა, არაინერციულია სისტემა, თუ იგი არის სათანადო გრავიტაციულ ველში მყოფი ინერციული სისტემა. ეს ნიშნავს, რომ აჩქარება ფარდობითი სიდიდეა და არა აბსოლუტური, როგორც ეს იყო კლასიკურ მექანიკაში.

თუმცა საზოგადოდ არ შეიძლება ისეთი ათვლის სისტემის შერჩევა, რომ ნებისმიერი გრავიტაციული ველი მოისპოს ყველგან და ყოველთვის, მაგრამ ათვლის სისტემის სათანადო

არჩევით ყოველთვის შესაძლებელია ნებისმიერი გრავიტაციული ველის მოსპობა საკმარისად მცირე არეში და მცირე დროის შუალედში, როცა ველი შეიძლება ჩაითვალოს ერთგვაროვანად. ამრიგად: სივრცის ნებისმიერად მცირე ნაწილში და დროის მცირე შუალედში, ე. ი. სივრცე-დროის უსასრულოდ მცირე ნაწილში არაინერციული სისტემა გრავიტაციული ველის გარეშე და ინერციული სისტემა სათანადო გრავიტაციული ველით სავსებით ეკვივალენტურია. ორივე სისტემაში ყველა ფიზიკური მოვლენა ერთნაირად მიმდინარეობს.

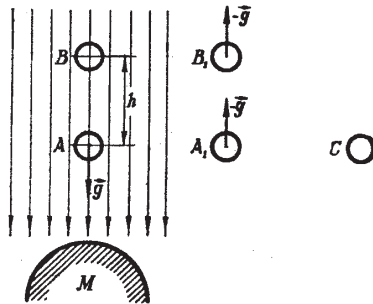
ასეთია ეკვივალენტობის პრინციპის საბოლოო გამოსახვა.

დრო და სივრცე გრავიტაციულ ველში მყოფ ინერციულ სისტემაში

ეკვივალენტობის პრინციპი საშუალებას იძლევა გამოვარკვიოთ, თუ როგორ მიმდინარეობს დრო და როგორ იცვლება სხეულის სიგრძე გრავიტაციული ველის გავლენით.

დროის შენელება გრავიტაციულ ველში

გვაქვს გრავიტაციულ ველში მყოფი ინერციული სისტემა



ნახაზი 50. საათების ჩვენებანი გრავიტაციულ ველში

მასში მოთავსებულია ორი A და B საათი, რომელთა შორის მანძილი არის h . გრავიტაციული ველის დაძაბულობა იყოს g . შეიძლება M მასით გამონეული გრავიტაციული ველი არ იყოს ერთგვაროვანი, ე. ი. დაძაბულობა იცვლებოდეს

მანძილის მიხედვით. მაგრამ, თუ მანძილი h საკმაოდ მცირეა, მის გასწვრივ \mathbf{g} შეიძლება მუდმივად ჩავთვალოთ. ეკვივალენტობის პრინციპის თანახმად A და B საათების ჩვენებანი ისეთივე იქნება, როგორც მსგავსი A_1 და B_1 საათებისა, რომლებიც იმყოფებიან $-\mathbf{g}$ აჩქარებით მოძრავ არაინერციულ სისტემაში. იმისათვის, რომ გამოვარკვეოთ როგორია ამ A_1 და B_1 საათების ჩვენებანი, ისინი უნდა შევადაროთ გრავიტაციული ველის გარეშე მყოფი ინერციული სისტემის C საათის ჩვენებას. აღვნიშნოთ v_{A_1} -ით სიჩქარე, რომლითაც A_1 საათი გაივლის C საათის მახლობლად აჩქარებული მოძრაობისას. ფარდობითობის სპეციალური თეორიის თანახმად, თუ C საათის პერიოდია T , A_1 -სათის პერიოდი იქნება

$$T_{A_1} = \frac{T}{\sqrt{1 - \frac{v_{A_1}^2}{c^2}}}$$

თუ დავუშვებთ, რომ v_{A_1} ძალიან მცირეა c -სთან შედარებით, ეს ფორმულა მიახლოებით ასე შეიძლება ჩაინეროს

$$T_{A_1} \approx T \left(1 + \frac{v_{A_1}^2}{2c^2} \right)$$

სრულიად ანალოგიურად, როდესაც B_1 საათი გაივლის C -ს მახლობლად, მისი პერიოდი იქნება

$$T_{B_1} \approx T \left(1 + \frac{v_{B_1}^2}{2c^2} \right)$$

ამავე მიახლოებაში მივიღებთ

$$T_{B_1} \approx T_{A_1} \left(1 + \frac{v_{B_1}^2 - v_{A_1}^2}{2c^2} \right)$$

თანაბარაჩქარებული მოძრაობის ფორმულის თანახმად,

$$v_{B_1}^2 - v_{A_1}^2 = 2gh$$

ამიტომ, საბოლოოდ ამ საათების პერიოდებისთვის მივიღებთ თანაფარდობას

$$T_{B_1} \approx T_{A_1} \left(1 + \frac{gh}{c^2} \right)$$

ეკვივალენტობის პრინციპის თანახმად გრავიტაციულ ველში მყოფი A და B საათების ჩვენებებს შორის ისეთივე კავშირი უნდა იყოს, როგორც g აჩქარებით მოძრავ სისტემაში მყოფი A_1 და B_1 საათების ჩვენებებს შორის (გრავიტაციული ველის გარეშე) ამიტომაც შეგვიძლია დავწეროთ

$$T_B \approx T_A \left(1 + \frac{gh}{c^2} \right)$$

აქ უკვე g არის გრავიტაციული ველის დაძაბულობა. როგორც ვხედავთ დროის მიმდინარეობა დამოკიდებულია საათის მდებარეობაზე გრავიტაციულ ველში, ვინაიდან ერთგვაროვანი ველის შემთხვევაში gh არის გრავიტაციული ველის პოტენციალთა სხვაობა h მანძილზე გადანაცვლებისას, $gh = \varphi_B - \varphi_A$, შეგვიძლია დავწეროთ

$$T_B \approx T_A \left(1 + \frac{\varphi_B - \varphi_A}{c^2} \right) \quad (141)$$

მიღებული ფორმულა შეგვიძლია გამოვიყენოთ არაერთგვაროვანი ველისთვისაც, თუ ჩავთვლით, რომ იგი სამართლიანია ნებისმიერი გრავიტაციული ველისათვის, გვაქვს

$$T_B \approx T_A \left(1 + \frac{GM}{c^2 r_B} - \frac{GM}{c^2 r_A} \right)$$

თუ ჩავთვლით, რომ A საათი გადატანილია უსასრულობაში, ე. ი. მოთავსებულია ინერციულ სისტემაში გრავიტაციული ველის გარეშე, მაშინ ზედა ფორმულა მიიღებს სახეს

$$T_B \approx T \left(1 + \frac{GM}{c^2 r_B} \right) \quad (142)$$

ეს ფორმულა გვიჩვენებს, რომ გრავიტაციულ ველში მყოფი საათი უფრო ნელა მიდის, ვიდრე გრავიტაციული ველის გარეშე მყოფ ინერციულ სისტემაში.

ბრავიტაციული“ნითელი წანაცვლება“

განვიხილოთ ორი მსგავსი ატომი: ერთი – მოთავსებული ვარსკვლავის ზედაპირზე, ხოლო მეორე – დედამიწის ზედაპირზე. თუ დედამიწის გრავიტაციულ ველს მხედველობაში არ მივიღებთ დედამიწის მასის სიმცირის გამო ვარსკვლავთან შედარებით, გვექნება

$$T_B \approx T \left(1 + \frac{GM}{c^2 R} \right)$$

სადაც R ვარსკვლავის რადიუსია. ვარსკვლავის ზედაპირზე მყოფი ატომის პერიოდი, ე. ი. მის მიერ გამოსხივებული სინათლის პერიოდი მეტი იქნება, ვიდრე დედამიწაზე მყოფი მსგავსი ატომის მიერ გამოსხივებული სინათლის პერიოდი. ამიტომ ვარსკვლავის ზედაპირიდან მოსული სპექტრული ხაზი გადანაცვლებული იქნება სპექტრის ნითელი მხრისაკენ $T \frac{GM}{c^2 R}$

სიდიდით, სადაც T არის დედამიწის ატომისგან მიღებული სპექტრული ხაზის პერიოდი. ეს არის ე. წ. „ნითელი წანაცვლება“. ამ ფორმულით განსაზღვრული პერიოდის ცვლილება შესამჩნევი იქნება მხოლოდ ძლიერი გრავიტაციული ველის შემთხვევაში. მაგალითად, მზეზე მყოფი ატომისათვის

$$M \approx 1.983 \cdot 10^{33} \text{ გ}; R \approx 6.95 \cdot 10^{10} \text{ სმ.}$$

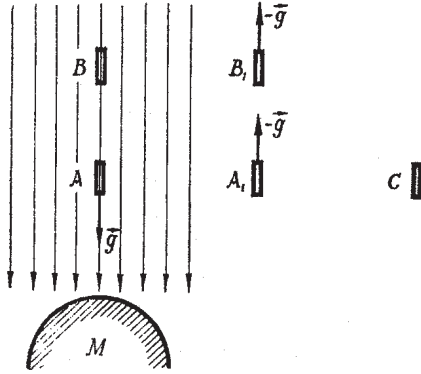
და ამიტომ პერიოდის ფარდობითი ცვლილებისათვის მივიღებთ

$$\frac{\Delta T}{T} \approx 2.6 \cdot 10^{-6}$$

გაცილებით მეტი ცვლილება მიიღება უფრო მძიმე ვარსკვლავებისთვის.

სიბრძნის ცვლილება ბრავიტაციულ ველში

საათების ნაცვლად გრავიტაციულ ველში დაძაბულობის გასწვრივ მოვათავსოთ A და B ლეროები (ნახ. 51).



ნახაზი 51. ღერობები გრავიტაციულ ველში

მათი სიგრძეები იყოს L_A და L_B . ეკვივალენტობის პრინციპის თანახმად ისინი შეიძლება შევცვალოთ მოძრავ არაინერციულ სისტემაში მყოფი A_1 და B_1 ღერობებით. ვინაიდან მათი სიჩქარეები ინერციულ სისტემაში მყოფი C ღეროს მიმართ იქნება v_{A_1} და v_{B_1} , სათანადო სიგრძეებისათვის მივიღებთ

$$L_{A_1} = L \sqrt{1 - v_{A_1}^2 / c^2} \approx L \left(1 - \frac{v_{A_1}^2}{2c^2} \right)$$

$$L_{B_1} = L \sqrt{1 - v_{B_1}^2 / c^2} \approx L \left(1 - \frac{v_{B_1}^2}{2c^2} \right)$$

საიდანაც მიახლოებით გვექნება

$$L_{B_1} \approx L_{A_1} \left(1 - \frac{v_{B_1}^2 - v_{A_1}^2}{2c^2} \right) \quad (143)$$

მაგრამ $v_{B_1}^2 - v_{A_1}^2 = 2gh$, ამიტომ ეს ფორმულა მიიღებს სახეს

$$L_{B_1} \approx L_{A_1} \left(1 - \frac{gh}{c^2} \right)$$

ეკვივალენტობის პრინციპის თანახმად იგივე თანაფარდობა გვექნება g დაძაბულობის გრავიტაციულ ველში მყოფი A და B ღერობების სიგრძეებისათვის

$$L_B \approx L_A \left(1 - \frac{gh}{c^2} \right)$$

ხოლო გრავიტაციული პოტენციალით:

$$L_B \approx L_A \left(1 - \frac{\varphi_B - \varphi_A}{c^2} \right) \quad (144)$$

ეს ფორმულა გვიჩვენებს, რომ სხეულის სიგრძე დამოკიდებულია გრავიტაციული ველის პოტენციალზე. იგი მით უფრო ნაკლებია, რაც უფრო მეტია პოტენციალი. შემოკლება შეეხება სხეულის ზომას ველის გასწვრივ. მართობული ზომა არ იცვლება. (142) ფორმულის ანალოგიურად შეიძლება მივიღოთ შემდეგი ფორმულა

$$L_R \approx L \left(1 - \frac{GM}{c^2 R} \right)$$

რომელიც აკავშირებს გრავიტაციული ველის გარეთ მყოფი ღეროს L სიგრძეს გრავიტაციული ველის გამომწვევ M მასის სფეროდან R მანძილზე მყოფი ღეროს სიგრძესთან.

მიღებული ფორმულები გამოყვანილი იყო ერთგვაროვანი ველის შემთხვევისათვის. ისინი გამოდგებიან არაერთგვაროვანი ველისათვისაც, თუ განვიხილავთ უსასრულოდ მცირე სიგრძეებს და დროის ხანგრძლივობებს. თუ ამ სიდიდეებს ინერციულ უგრავიტაციო ათვლის სისტემაში dl_0 -ით და dt_0 -ით აღვნიშნავთ, ხოლო იმავე სიდიდეებს გრავიტაციულ ველში მყოფ ათვლის სისტემაში ნიშნაკის გარეშე, მიიღება:

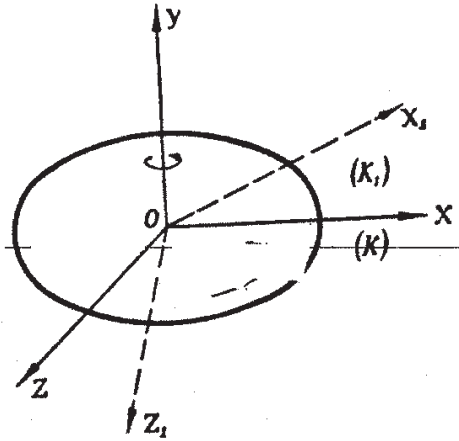
$$dt \approx dt_0 \left(1 + \frac{\varphi}{c^2} \right); \quad dl \approx dl_0 \left(1 - \frac{\varphi}{c^2} \right) \quad (145)$$

სივრცისა და დროის გამრუდება არაინერციულ სისტემაში და გრავიტაციულ ველში

ის, რომ არაინერციულ სისტემაში და გრავიტაციულ ველში მყოფ ინერციულ სისტემაში მონაკვეთის სიგრძე და დროის შუალადი შეცვლილია, მეტად მნიშვნელოვან დასკვნას იძლევა

სივრცისა და დროის სტრუქტურის შესახებ. ადვილი მისახვედრია, რომ არაინერციულ სისტემაში სივრცე აღარ იქნება ევკლიდური, ე. ი. რომ სივრცის გეომეტრიული თვისებები აღარ დაემორჩილება ევკლიდეს გეომეტრიას.

მართლაც, განვიხილოთ წრიული დისკო, რომელიც ბრუნავს მისი სიბრტყისადმი მართობული და მის ცენტრზე გამავალი ღერძის ირგვლივ (ნახ. 52).



ნახაზი 52. მბრუნავი დისკო

გარდა იმ K ინერციული სისტემისა, რომლის მიმართ დისკო ბრუნავს, ავიღოთ მეორე ათვლის არაინერციული K_1 სისტემა, რომელიც ბრუნავს დისკოსთან ერთად (ღერძები გამოსახულია პუნქტირით). ვთქვათ, K_1 სისტემაში მყოფი დამკვირვებელი ზომავს დისკოს რადიუსს და მის გარშემოწერილობას სიგრძის ერთეულით, რომელიც დისკოს უძრაობის დროს თანხვედბოდა ინერციული სისტემის სიგრძის ერთეულს. როგორი იქნება გაზომვების შედეგი? ამისათვის გამოვარკვიოთ, თუ რას დაასკვნის ინერციულ სისტემაში მყოფი დამკვირვებელი, როდესაც ის თვალს ადევნებს ამ გაზომვებს. მისთვის საზომი ეტალონი მოძრაობს დისკოსთან ერთად. უძრავი დამკვირვებლის მიმართ ეტალონი მოძრაობს თავისი სიგრძის მართობულად და ამიტომ მისი სიგრძე ისეთივეა, როგორც ინერციულ

სისტემაში. ამიტომაც დისკოს რადიუსისათვის მიიღება იგივე მნიშვნელობა, რაც ინერციულ სისტემაში. მაგრამ, როდესაც იგი ზომავს წრენირის სიგრძეს, მან უნდა გააჩეროს ეტალონი წრენირის მხებად და ამიტომ ეტალონის სიგრძე დამოკლდება $(1 - v^2/c^2)^{1/2}$ -ჯერ, სადაც v არის დისკოს პერიფერიული ნერტილების ნრფივი სიჩქარე.

ამიტომაც უძრავი დამკვირვებელი დაინახავს, რომ დისკოს პერიმეტრზე დალაგდება ეტალონების მეტი რაოდენობა, ე. ი. მისი სიგრძე მეტი იქნება, ვიდრე უძრავი დისკოს შემთხვევაში. ცხადია, რომ იგივე შედეგს მიიღებს დისკოსთან ერთად მბრუნავი დამკვირვებელი. მაშასადამე, თუ უძრავი დისკოსთვის ჩვენ გვაქვს თანაფარდობა

$$L = 2\pi R,$$

სადაც L და R უძრავი დისკოს პერიმეტრი და რადიუსია, მოძრავი დისკოსათვის მივიღებთ,

$$L_1 > 2\pi R$$

ვხედავთ, რომ გეომეტრიის კანონები მბრუავ დისკოზე არ ეთანხმება ევკლიდის გეომეტრიის კანონებს. თუ მბრუნავ დისკოზე მყოფი დამკვირვებელი გეომეტრიულ გაზომვებს ჩაატარებს ამ დისკოზე, აღმოაჩენს, რომ ამ გაზომვების შედეგები არ ეთანხმება ევკლიდეს გეომეტრიის კანონებს. უმოკლესი წირები იქნება არა წრფეები, არამედ მრუდი წირები. ასეთი წირებით აგებული სამკუთხედის კუთხეების ჯამი არ იქნება 2π და სხვ. იგი დარწმუნდება, რომ მისი დისკო **გამრუდებულია**.

ასეთივე შედეგს მივიღებთ, თუ დროს გავზომავთ დისკოს სხვადასხვა ნერტილში. ცხადია, რომ მბრუნავი დისკოს პერიფერიულ ადგილას მოთავსებული საათი ჩამორჩება დისკოს ცენტრში მდებარე საათს, ვინაიდან მისი მოძრაობის გამო ლორენცის გარდაქმების ფორმულების თანახმად მის მიერ ნაჩვენები დრო იქნება

$$t = t_0 \sqrt{1 - \frac{\omega^2 R^2}{c^2}},$$

სადაც $\omega R = v$ არის საათის მოძრაობის სიჩქარე.

ყოველივე ზემოთქმული გვიჩვენებს, რომ არაინერციულ სისტემაში სივრცე არ არის ევკლიდური და დროც მიმდინარეობს სხვადასხვა სიჩქარით სისტემის სხვადასხვა ადგილას. მაგრამ, ეკვივალენტობის პრინციპის თანახმად იგივე შედეგი უნდა მივიღოთ ისეთ ათვლის სისტემებშიც, სადაც არსებობს გრავიტაციული ველი. გრავიტაციულ ველში სივრცის და დროის თვისებები აღარ არის ისეთი, როგორც გრავიტაციული ველისგან თავისუფალ ათვლის სისტემაში. გრავიტაციული ველი იწვევს სივრცის გამრუდებას, ე. ი. მის გადახრას ევკლიდური სივრცისაგან და დროის სხვადასხვა მიმდინარეობას სხვადასხვა ადგილას.

ზოგიერთი დაკვირვებადი ეფექტი ბრავიტაციულ ველში

ფარდობითობის ზოგადი თეორია გულისხმობს სპეციფიკური მათემატიკური აპარატის -ტენზორული აღრიცხვის გამოყენებას, რაც გაცილებით რთულია, ვიდრე სპეციალური თეორიის მათემატიკური მეთოდები. მიუხედავად ამისა, არსებობს რამდენიმე სიტუაცია, როდესაც ეს სირთულე არ იჩენს თავს და მის დაძლევას შევძლებთ. ამიტომ ქვემოთ მოვიყვანოთ ზოგიერთი ეფექტი, რომელსაც წინასწარმეტყველებს ზოგადი თეორია და აქვს დიდი გამოყენება ასტროფიზიკასა და კოსმოლოგიაში, აგრეთვე გლობალური ნავიგაციის პრობლემებში. ფარდობითობის ზოგადი თეორიის სრულფასოვანი აღწერა მოითხოვს ე. წ. ტენზორული ანალიზის ცოდნას, რაც ძალიან სცილდება ჩვენი კურსის ფარგლებს და ამიტომ, შემოვიფარგლებით ნახევრად თვისობრივი აღწერით.

ფარდობითობის ზოგადი თეორიის საფუძველი – ეკვივალენტობის პრინციპი – უკვე გვქონდა ზემოთ განხილული, რომლის თანახმადაც **ერთგვაროვანი გრავიტაციული ველი მთლიანად ეკვივალენტურია თანაბრად აჩქარებული ათვლის სისტემებისა**. ეს პრინციპი წარმოიქმნება ნიუტონის მექანიკიდან გრავიტაციული და ინერტული მასების გაიგივებით. თანამედროვე ექსპერიმენტები ადასტურებენ ამ წინადადებას

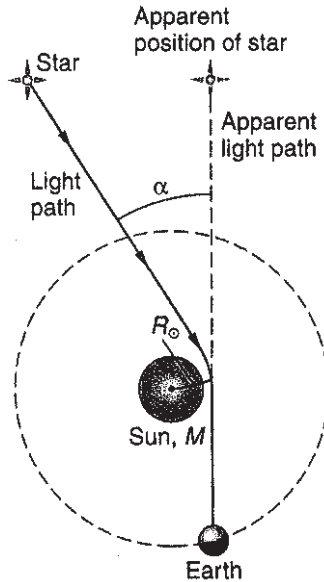
10⁻¹² სიზუსტით. უკვე პირველსავე სტატიაში 1916 წელს აინ-შტაინმა შეძლო აეხსნა რაოდენობრივად დიდი ხნის პრობლემა – განსხვავება პლანეტა მერკურის პერიოპელიუმის ორბიტის წინსწრებისა გაზომილ და კლასიკური მექანიკით გამოთვლილ მნიშვნელობებს შორის. ეს იყო თეორიის პირველი წარმატება. მეორე წინასწარმეტყველება ეხებოდა სინათლის გადახრას გრავიტაციულ ველში, რომლის დაკვირვება ცდაზე იყო ძალიან რთული ეფექტის სიმცირის გამო. მიუხედავად ამისა, არტურ ედინგტონმა ეს გაზომა მზის დაბნელების დროს. ზოგადი თეორია აგრეთვე წინასწარმეტყველებს სინათლის შენელებას და საათების შენელებას გრავიტაციულ ველში, ორივე მათგანი განსაკუთრებით მნიშვნელოვანია ასტროფიზიკაში. საათების შენელება ანუ გრავიტაციული წითელი წანაცვლება გაზომილ იქნა პოუნდის მიერ 1960 წელს დედამიწის გრავიტაციულ ველში, ხოლო სინათლის შენელება გაზომა შაპირომ 1971 წელს მესბაუერის ტექნიკის გამოყენებით. ზოგი სხვა ეფექტი ფარდობითობის ზოგადი თეორიისა დღესაც აქტიური კვლევის პროცესშია. მათზე პირველი დაკვირვებები უკვე არსებობს, მაგალითებია, შავი ხვრელები და გრავიტაციული ტალღები. განვიხილოთ ახლა ზოგიერთი მათგანი:§

სინათლის სხივი გრავიტაციულ ველში

ფარდობითობის სპეციალური თეორიის განხილვისას დავრწმუნდით, რომ ნიუტონის გრავიტაციის კანონი კონცეპტუალურად არათანმიმდევრულია და სიძნელეების შემცველი. ერთ-ერთი მათგანია ენერჯის და მასის რელატივისტური კონცეფცია მათი ეკვივალენტობის შესახებ, რომ უმასო ნაწილაკმაც კი შეიძლება გამოამჟღავნოს ისეთი თვისებები, როგორიცაა წონა და ინერცია. კლასიკური თეორია არ შეიცავს ასეთ ნაწილაკებს. ეკვივალენტობის პრინციპის თანახმად სინათლეც კი უნდა განიცდიდეს გრავიტაციული ძალების ზემოქმედებას. მძიმე (დიდი) მასის მქონე სხეულების გრავიტაციულ ველში სინათლის კონა უნდა გადაიხაროს გრავიტაციის ზემოქმედებ-

ით. ესაა ეკვივალენტობის პრინციპის პირველი წინასწარმეტყველება.

აინშტაინმა შენიშნა, რომ სინათლის სხივი უნდა გადაიხაროს მძიმე სხეულებთან და ამის დაკვირვება შესაძლებელი უნდა იყოს შორეული ვარსკვლავიდან წამოსულ სხივზე დაკვირვებით, რომელმაც გაიარა მზის მახლობლად (იხ. ნახაზი 53)



ნახაზი 53. სხივის გადახრა გრავიტაციული მიზიდვით

გადახრის კუთხის გამოთვლა შეგვიძლია შემდეგნაირად: დრო-სივრცის ინტერვალი გადავწეროთ პოლარულ კოორდინატებში (2-განზომილებაში, რადგან გადახრა ხდება სიბრტყეში). გვაქვს

$$ds^2 = c^2 dt^2 - (dr^2 + r^2 d\theta^2) \quad (146)$$

აინშტაინმა აჩვენა, რომ გრავიტაციულ ველში ეს თანაფარდობა უნდა შეიცვალოს გამოსახულებით

$$ds^2 = \gamma(r)^2 c^2 dt^2 - dr^2 / \gamma(r)^2 - r^2 d\theta^2 \quad (147)$$

სადაც

$$\gamma(r) = \left(1 - 2GM / c^2 r^2\right)^{1/2} \quad (148)$$

ამ თანაფარდობების წარმომავლობა ადვილი მისახვედრია: საკმარისია გავიხსენოთ დროის და სივრცის დიფერენციალების გამოსახულებანი (145) გრავიტაციულ ველში. ეს სიტუაცია ილუსტრირებულია 53-ე ნახაზზე. სინათლის გრავიტაციული გამრუდება მასით $\gamma m = E / c^2$ შეგვიძლია გავიგოთ, როგორც სინათლის გარდატეხა. სინათლის სიჩქარე დადის $\gamma(r)c$ -მდე M მასის მახლობლობაში, რადგან $\gamma(r) < 1$, ამიტომ დახრის სინათლის ფრონტს, და კონას. (147) განტოლების ინტეგრაციით მთელი ტრაექტორიის გასწვრივ სინათლის კონისა (გავიხსენოთ, რომ სინათლისათვის $ds = 0$). სრული გადახრისათვის მიიღება

$$\alpha = \frac{4GM}{c^2 R} \quad (149)$$

აქ R არის უმცირესი დაშორება M მასის ცენტრიდან. კონისთვის, რომელიც უშუალოდ ეხება მზეს, $R = R_{\odot} =$ მზის რადიუსი $= 6.96 \cdot 10^8$ მ. ყველა მონაცემის ჩასმის შემდეგ მიიღება $\alpha = 1.75''$. ამრიგად, ვარსვლავიდან წამოსული სხივი, რომელიც გადის მზის ზედაპირთან, უნდა გადაიხაროს ასეთი კუთხით. 1919 წელს ედინგტონმა მოაწყო ექსპედიცია მზის სრული დაბნელების შესასწავლად და ამავე დროს სხვადასხვა ვარსკვლავებიდან წამოსული სინათლის სხივების გადახრის დასადგენად. ამ და შემდგომმა დაკვირვებებმა მოგვცა თეორიულ შედეგთან კარგი თანხმობა. ამავე დროს დადგინდა სინათლის შენელება ($\gamma(r)$ ფაქტორი).

სხვა ეფექტებიდან უკვე აღვწერეთ გრავიტაციული „წითელი წანაცვლება“, როცა სინათლე გადადის მეტიდან ნაკლები გრავიტაციული პოტენციალისკენ. ჩვენ ვაჩვენეთ, რომ დაბალი გრავიტაციული პოტენციალის პირობებში უფრო ნელა მიდის საათი.

გრავიტაციული ეფექტებით გამონვეული სიხშირის წანაცვლების დაკვირვება ვარსკვლავებიდან ძალიან რთულია, რადგან სხვა წანაცვლებებიც მონაწილეობენ. მაგალითად,

სინათლე გრავიტაციულად წითლად წაინაცვლებს, როცა ის ტოვებს ვარსკვლავს, მაგრამ ლურჯად წაინაცვლებს, როცა მოდის დედამიწაზე. მართალია ლურჯი წაინაცვლება არის უსასრულოდ მცირე არსებული გაზომვის მეთოდებისთვის. გაცილებით მეტი წვლილი შეაქვს სამყაროს გაფართოებით შექმნილ წაინაცვლებებს. 1960 წელს პოუნდმა თანამშრომლებთან ერთად გამოიყენა მესბაუერის ეფექტზე დამყარებული გაზომვის ტექნიკა და ჩაატარა დიდი გარჩევისუნარიანობის მქონე ანალიზი. შედეგად, მათ 1968 წელს დაადგინეს თანხმობა ნანინასწარმეტყველებ ლურჯ წაინაცვლებასთან 1 პროცენტის სიზუსტით, $gh/c^2 = 2.45 \cdot 10^{-15}$.

მესბაუერის ეფექტის გამოყენება სიხშირის წაინაცვლების შესამოწმებლად

განვიხილოთ გამა გამოსხივების ორი წყარო – ერთი დედამიწის ზედაპირზე, მეორე კი მისგან გარკვეულ h სიმაღლეზე. ვინაიდან გრავიტაციული პოტენციალები ამ ორ წერტილში სხვადასხვაა, წყაროების მიერ გამოსხივებული სიხშირეებიც სხვადასხვა იქნება. თანახმად მოყვანილი ფორმულებისა, გამოსხივებული სიხშირეები ასე დაუკავშირდება ერთმანეთს

$$\omega_h = \omega_0 \left(1 - \frac{GM}{c^2 (R + h)} \right),$$

სადაც $\omega_{h,0}$ არის წყაროების სიხშირეები h სიმაღლეზე და დედამიწის ზედაპირზე. აქედან სიხშირის ფარდობითი წაინაცვლებისთვის მივიღებთ:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{GMh}{c^2 R^2}$$

ვინაიდან $\frac{GM}{R^2} = g$, საბოლოოდ მივიღებთ

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \approx \frac{gh}{c^2} \quad (150)$$

თუ, მაგალითად, $h=1$ მ, გვექნება $\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \approx 10^{-6}$. პოუნდის მიერ 1960 და 1964 წლებში ჩატარებულმა ცდებმა სავსებით დაადასტურეს სინშირის გრავიტაციული წანაცვლების არსებობა. შემდგომში ასეთი ექსპერიმენტი ჩაატარეს თვითმფრინავში 10000 მეტრ სიმაღლეზე. დღეს ეს ფაქტი უკვე არავისში ინვევს ეჭვს.

დასკვნის ნაცვლად

ამ კურსში ჩვენ განვიხილეთ თანამედროვეობის ერთ-ერთი ნამყვანი თეორია – ფარდობითობის თეორია, რომელიც შეიქმნა ა. აინშტაინის ფუნდამენტურ ნაშრომებზე დაყრდნობით. აინშტაინის გენია იმაში მდგომარეობდა, რომ თეორიას საფუძვლად დაუდო ექსპერიმენტულად დაკვირვებული მოვლენა – ვაკუუმში სინათლის სიჩქარის მუდმივობა, რომელიც ალიარა ბუნების ერთ-ერთ ფუნდამენტურ კანონად.

უნდა აღინიშნოს, რომ აინშტაინის ასეთ მიდგომას ბევრი კრიტიკოსი ჰყავდა. იყო უამრავი მცდელობა უარი ეთქვათ აინშტაინის ამ პოსტულატზე, უარეყოთ სინათლის სიჩქარის უნივერსალურობა. მაგრამ ფარდობითობის სპეციალური თეორიის პოსტულატიურ ხასიათს ვერავინ აუარა გვერდი – ხდებოდა მხოლოდ ამ პოსტულატის ჩანაცვლება სხვა, „ეკვივალენტური“ პოსტულატებით, მაგრამ ეს მცდელობები ძირითადად უსარგებლო გამოდგა. რაც შეეხება სინათლის სიჩქარეს, მისი განსაზღვრა მეორდება თითქმის ყოველდღიურად და ზუსტდება მისი რიცხვითი მნიშვნელობა. უკანასნელი მონაცემებით არის $c = 2.99792458 \times 10^8$ მ/წმ. ამიტომ ჩვეულებრივ გამოთვლებში გამოიყენება დამრგვალებული რიცხვი, 300 000 კმ/წმ.

ფარდობითობის თეორიიდან გამომდინარე შედეგების ექსპერიმენტული შემოწმება უწყვეტად მიმდინარეობს ელემენტარულ ნაწილაკთა თანამედროვე ამაჩქარებლებზე. სწორედ ფარდობითობის სპეციალურ თეორიას ეყრდნობა უთვალავი მილწვევა ელემენტარულ ნაწილაკთა ფიზიკაში.

როგორც შესავალში აღვნიშნეთ, მე-20 საუკუნეშივე შეიქმნა მეორე გიგანტური მოძღვრება ბუნების კანონების შესახებ მოკლე მასშტაბებზე – კვანტური მექანიკა. კვანტურმა მექანიკამ შუქი მოჰფინა სუბატომურ მოვლენებს და მიკროსამყარო ადამიანის სამსახურში ჩააყენა. დღეს ეს ორი მოძღვრება

სინთეზურად მართავს ჩვენს წარმოდგენებს როგორც მიკროსამყაროში, ასევე ასტროფიზიკურ მანძილებზე. ამ წარმოდგენების დაუფლება აუცილებელია თანამედროვე მოაზროვნე ადამიანისათვის. იმედი გვაქვს, რომ ქართველი მოსწავლეები და სტუდენტები ჯეროვნად დაინტერესდებიან ბუნების მიერ დასმული კითხვებით და გაამდიდრებენ კაცობრიობის ცოდნას ბუნების საიდუმლოებათა გაშიფრვით.

ამით ვამთავრებთ წიგნის პირველ ნაწილს. მეორე ნაწილში განზრახულია კვანტური მექანიკის საფუძვლებთან ერთად განვიხილოთ უკვე კომბინირებული პრობლემები ასტროფიზიკაში, გრავიტაციაში და კოსმოლოგიაში. ფიზიკის ამ სფეროებში მიღწეულია თვალსაჩინო წარმატებები. და, უფრო მნიშვნელოვანია ის გარემოება, რომ წმინდა თეორიული ფიზიკა, რომელიც ჩამოყალიბდა ძირითადად მე-20 საუკუნეში ზემოთ განხილულ ორ მძლავრ მოძღვრებაზე დაყრდნობით, მიაბიჯებს წინ გიგანტური ნაბიჯებით.

ანზორ ხელაშვილი, 20.09.21



ანზორ ხელაშვილი

ფიზიკა-მათემატიკურ მეცნიერებათა დოქტორი, პროფესორი, საქართველოს მეცნიერებათა ეროვნული აკადემიის წევრ-კორესპონდენტი.

1962 წელს დაამთავრა თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტი. ასპირანტურა გაიარა ქ. დუბნის ბირთვულ კვლევათა გაერთიანებულ ინსტიტუტში აკად. ნ. ნ. ბოგოლიუბოვის სამეცნიერო სკოლაში.

1967 წელს დაიცვა საკანდიდატო, ხოლო 1982 წელს სადოქტორო დისერტაციები. ა. ხელაშვილი სხვადასხვა დროს მუშაობდა თსუ ფიზიკის ფაკულტეტზე, თსუ მაღალი ენერგიების ფიზიკის ინსტიტუტში სამეცნიერო ლაბორატორიის გამგედ, ზოგადი ფიზიკის კათედრის გამგედ (1986-95), თეორიული ფიზიკის კათედრის გამგედ (1995-2006).

იყო თსუ პრორექტორი სამეცნიერო მუშაობის დარგში (1993-2006).

ა. ხელაშვილი ავტორია 150-ზე მეტი სამეცნიერო ნაშრომისა. მისი სამეცნიერო ინტერესების სფერო მოიცავს: კვანტურ ქრომოდინამიკას, ელექტროსუსტი ურთიერთქმედებების თეორიას, სტანდარტულ მოდელს, არანრფივი მოვლენების თეორიას და ველის კვანტური თეორიის ტოპოლოგიურ მოდელს. არის ავტორი სამი განტოლებისა, რომლებიც გამოიყენება ნაწილაკთა ფიზიკაში, დაადგინა კვარკებს შორის ურთიერთქმედების პოტენციალის სახე კვანტური ქრომოდინამიკის ფარგლებში.

არის პეტრე მელიქიშვილის, ილია ვეკუას სახელობის სამეცნიერო პრემიების ლაურეატი, მინიჭებული აქვს საქართველოს ეროვნული სახელმწიფო პრემია. დაჯილდოებულია ღირსების ორდენით. არის ამერიკის შეერთებული შტატების ფიზიკის მასწავლებელთა საერთაშორისო ასოციაციის წევრი.

ISBN 978-9941-501-01-2

