

*Teorija etra sa  
eksperimentalnom  
verifikacijom*



*Branislav Pavlović*



*Teorija etra sa eksperimentalnom verifikacijom*

*Branislav Pavlović*

# Teorija etra sa eksperimentalnom verifikacijom

Copyright©2012, Branislav Pavlović

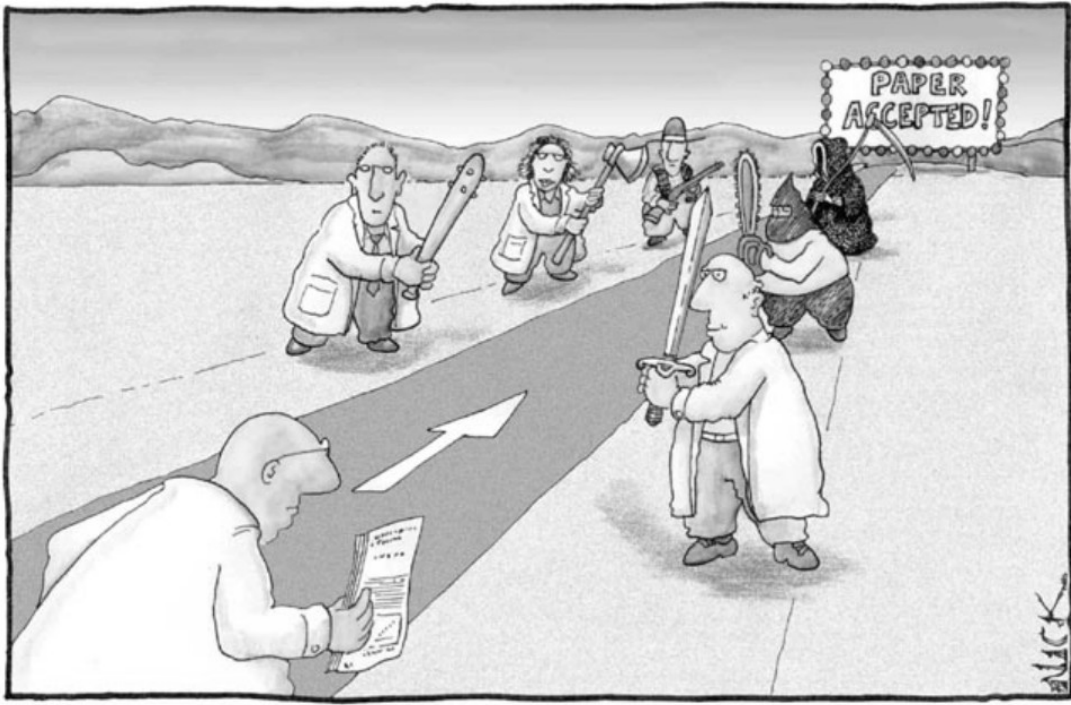
First Edition, December 2012

ISBN: 978-1-300-46336-8

All rights reserved

This work is under Standard Copyright Licence

Published by Lulu.com



*Naziv grafike:*

*Srdačan prijem "akademske" zajednice za nove ideje*



## SADRŽAJ

1. Uvod .....	8
2. Teorije i koncepti etra od antičkih filozofa do savremenih stanovišta .....	8
3. Analiza elementarnih rezultata specijalne teorije relativnosti .....	20
4. Postulati teorije etra .....	24
5. Elementarni rezultati teorije etra .....	30
6. Majkelson-Morlijev eksperiment .....	36
7. Eksperiment OPERA-neutrinska anomalija .....	41
8. Relativnost istovremenosti .....	48
9. Fizoov eksperiment .....	56
10. Interpretacija Majkelson–Morlijevog eksperimenta za slučaj postojanja dielektrika u granama interferometra.....	64
11. Aberacija svetlosti .....	68
12. Hoekov eksperiment .....	69
13. Doplerov efekat .....	72
14. Crveni i plavi pomak (redshift, blueshift). Promena sopstvene frekvence kvantnog sistema ...	84
15. Ives-Stilvelov eksperiment .....	92
16. Primena Doplerovog efekta u analizi Majkelson–Morlijevog eksperimenta .....	97
17. Eksperimentalna provera specijalne teorije relativnosti korišćenjem laserske spektroskopije i brzih jona litijuma. Određivanje apsolutne brzine Zemlje.....	103
18. Eksperimentalna provera transverznog Doplerovog efekta korišćenjem Mezbauerove spektroskopije .....	111
19. Temperaturno zavistan Pound–Rebka eksperiment. ....	116
20. Eksperiment sa atomskim časovnicima na rotirajućoj platformi. Primena teorije etra u oblasti GPS .....	121
21. Anomalija Pionira .....	133
22. Anri Poenkare i teorija relativnosti .....	142

23. Transformacija mehaničkih veličina sa stanovišta teorije etra .....	144
24. Primena jednačina za transformaciju mehaničkih veličina sa stanovišta teorije etra .....	151
25. Analiza elektrodinamike .....	154
26. Prostor i vreme sa stanovišta Njutnove mehanike .....	162
27. Analiza opšte teorije relativnosti. Objašnjenje pojedinih eksperimenata zasnovano na primeni optike i elektrodinamike .....	172
28. Kretanje svetlosti u neinercijalnim sistemima reference. Sagnakov efekat .....	213
29. Korišćenje femtosekundnih lasera za eksperimentalnu proveru invarijantnosti brzine svetlosti	223
Prilog 1– Pregled osnovnih rezultata naučnog rada na engleskom jeziku .....	227
Prilog 2 – Potvrda da je autorsko delo <i>Teorija etra sa eksperimentalnom verifikacijom</i> deponovano i uneto u evidenciju deponovanih autorskih dela i predmeta srodnih prava u Zavodu za intelektualnu svojinu (Beograd, Srbija), dana 27.09.2012. godine .....	230
Prilog 3 – Knjiga (naučni rad) <i>Teorija etra sa eksperimentalnom verifikacijom</i> je uvrštena u bibliotečki fond univerzitetske biblioteke ” Nikola Tesla” u Nišu .....	232
Literatura .....	233

## CONTENTS

1. Introduction
2. Theories and concepts of aether from ancient philosophers to contemporary viewpoints
3. Analysis of the elementary results of the special theory of relativity
4. Postulates of the aether theory
5. Elementary results of the aether theory
6. The Michelson-Morley experiment
7. The OPERA experiment - neutrino anomaly
8. Relativity of simultaneity
9. The Fizeau experiment
10. The interpretation of the Michelson-Morley experiment in case of the existence of dielectrics in the branches of the interferometer
11. The aberration of light
12. The Hoek experiment
13. The Doppler effect
14. Redshift and blueshift. Change of the frequency of the quantum system
15. The Ives-Stilwell experiment
16. The application of the Doppler effect in the analysis of the Michelson-Morley experiment
17. Experimental testing of the special theory of relativity using laser spectroscopy of fast lithium ions. Determination of the absolute velocity of the Earth
18. Experimental testing of the transversal Doppler effect using Moessbauer spectroscopy
19. The temperature dependent Pound-Rebka experiment.
20. The atomic clocks experiment on a rotating platform. The application of the aether theory within the system of general positioning (GPS)
21. The Pioneer anomaly
22. Henri Poincaré and the theory of relativity

23. The transformation of mechanical quantities from the standpoint of the aether theory
24. Applying equations to transform mechanical quantities on the grounds of the aether theory
25. The analysis of electrodynamics
26. Space and time from the standpoint of Newtonian mechanics
27. The analysis of the general theory of relativity. The explanation for certain experiments based on the application of optics and electrodynamics.
28. The movement of light in noninertial reference systems. The Sagnac effect
29. Using femtosecond lasers for experimental testing of the invariance of the speed of light

## 1. Uvod

U ovom radu ja sam predložio teoriju koja se zasniva na hipotezi postojanja etra, a razmatrao sam i široki spektar pitanja iz oblasti teorijske fizike. Pored teorijskih razmatranja veliku pažnju sam posvetio objašnjenju eksperimenata sa stanovišta moje teorije etra. Objasnio sam eksperimente koji su u naučnoj literaturi svrstani u domen specijalne teorije teorije relativnosti, ali sam analizirao i par eksperimenata koji pripadaju domenu opšte teorije relativnosti. Moja intencija bila je da objasnim što veći broj eksperimenata sa stanovišta moje teorije, i na taj način potvrdim njenu validnost, ali zbog obima rada ograničio sam se na one eksperimente koji se smatraju najbitnijim za specijalnu teoriju relativnosti. To su upravo oni eksperimenti koji su imali veliki značaj u razvoju naučne misli. Korišćenjem teorijske analize prezentovao sam načine i metode koje se mogu koristiti za analizu eksperimenata koji su po postavci složeniji od eksperimenata koji čine eksperimentalnu osnovu specijalne teorije relativnosti.

Veliki akcenat stavio sam na objašnjenje eksperimenata, što se vidi se iz naziva mog rada *Teorija etra sa eksperimentalnom verifikacijom*. Eksperimente iz naučne literature koristio sam ne samo da dokažem validnost moje teorije, nego i da pokažem da etar koji se u današnje vreme smatra arhaičnim i metafizičkim pojmom, može biti veoma koristan i primenljiv pojam u fizici. U svojim analizama često sam morao da koristim pristup zasnovan na intuiciji, jer literatura o etarskoj problematici gotovo da i ne postoji.

Ovaj rad se zasniva na radu *Nepotrebnost negacije etra u specijalnoj teoriji relativnosti* objavljenom u časopisu *Naučni podmladak* [1]. Taj rad potiče iz mojih studentskih dana. Rad koji ovde prezentujem je značajno unapređen u odnosu na taj studentski rad, ali u tom radu su postavljene osnove moje teorije.

Etar je zapostavljeni pojam u fizici, ali moja težnja je da iniciram početak intenzivnog bavljenja tom problematikom.

## 2. Teorije i koncepti etra od antičkih filozofa do savremenih stanovišta

Sam naziv etar ( $\alpha\theta\eta\rho$ ) potiče još iz antičke Grčke sa značenjem "čist, svež vazduh" ili "providno nebo". Etar se smatra petim elementom od strane pojedinih antičkih filozofa na čelu sa Aristotelom.

Možemo smatrati da je naučni koncept etra evoluirao u periodu kroz tri veka počev od Dekarta (Rene Descartes) pa do Lorenca (Hendrik Antoon Lorentz). Dekart je dao ideju o postojanju etra kao prenosnika svetlosti. Tokom tog perioda bili su razvijeni različiti koncepti i teorije. U početku su to uglavnom bili koncepti zasnovani na mehanici, ali vremenom sa porastom ljudskog saznanja razvijani su i optički, termički modeli etra. Postojalo je mnoštvo tih teorija. Sa unifikacijom fizike dolazilo je i do unifikacije pojedinih modela.

Na dalji razvoj modela etra posebno je imala uticaj Maksvelova (James Clerk Maxwell) elektromagnetna teorija, kao i otkriće da svetlost predstavlja oscilatorni elektromagnetni proces. Najznačajniju teoriju etra sa tog elektromagnetnog stanovišta možemo smatrati Lorencovu etarsku teoriju odnosno teoriju elektrona. Kao medijum za propagaciju svetlosti uveden je etar, ali otišlo se i korak dalje, i etar je smatran prenosnikom svih interakcija. Možemo slobodno reći da u tom periodu zvanično stanovište u nauci bilo je da prostor nije prazan, već da je ispunjen nekom finom, suptilnom supstancom – etrom.



Moderna fizika svetlost smatra čestično–talasnim fenomenom. U prošlosti su postojale dve teorije svetlosti čestična i talasna, ali zbog Njutnovog jakog autoriteta njegova čestična teorija bila je dominantna. Sledeći citat koncizno objašnjava kako je razrešen rivalitet između tih teorija [2]:

" U sedamnestom stoleću postojale su dve teorije svetlosti, odnosno dve predstave o svetlosnim pojavama. Jedna je Hajgensova, a druga je Njutnova. Prema Hajgensu svetlost je talas elastičnih deformacija koje se rasprostiru po jednoj sredini svuda i uvek prisutnoj, a to je univerzalni eter. Sam proces rasprostiranja svetlosnog talasa, vezan je s pojavom sekundarnih sfernih talasa, koje emituju sve čestice etera, izazvane svetlosnim talasom. Hajgens je razmatrao kretanje pojedinačnih talasnih impulsa ne uzimajući u obzir periodičnost svetlosnih talasa. Prema Njutnu svetlost je fluks materijalnih čestica. Osim korpuskularnih osobina svetlosti Njutn je pretpostavio da svetlosni zraci poseduju svojevrsnu periodičnost, što je predstavljalo korak napred u odnosu na Hajgensovo shvatanje.

Bez obzira na svoj početni uspeh Njutnova teorija se nije održala. Zahvaljujući radovima Frenela o istraživanju optičkih pojava, kao što su interferencija i difrakcija, prihvaćena je Hajgensova teorija a Njutnova je odbačena i zaboravljena.

Medjutim, zagonetka univerzalnog savršeno elastičnog medijuma, odnosno etera, ostala je nerasvetljena u okviru Maksvelove elektromagnetne teorije svetlosti ”.

Njutnova čestična teorija je mogla da objasni samo pojedine optičke fenomene. Objašnjenja nekih optičkih fenomena bila su nezadovoljavajuća. Njutn u svom delu *Opticks* iz 1704. godine je postulirao etarski medijum.

Pojavu aberacije svetlosti, takodje poznatu i pod imenom astronomska aberacija ili zvezdana aberacija, otkrio je 1725. godine astronom Bradlej (James Bradley).

Njegov primarni zadatak bio je proučavanje zvezdane paralakse. Efekat paralakse je proporcionalan odnosu dijametra Zemljine orbite sa njenim rastojanjem do zvezde. Čak i za najbliže zvezde taj odnos je veoma mali, i samim tim efekat paralakse je teško uočljiv. Medjutim Bradlej je primetio da ipak postoji sistematska varijacija u promeni položaja zvezde. Uzrok za ovu pojavu on je našao u varijaciji promene brzine Zemlje. Zbog velike udaljenosti zvezde paralaksa nije bila opservabilna. Ova pojava mogla je biti objašnjena na osnovu Njutnove čestične teorije svetlosti. Posledica ove pojave je da osa teleskop mora biti malo nakrivljena u odnosu na osu koja spaja pravi položaj zvezde i zemlje. Uvodi se i tako zvani aberacioni ugao  $\alpha$ . U jednačini za aberacioni ugao  $\alpha$  figuriše veličina  $v$  (relativna brzina Zemlje u odnosu na zvezdu), i veličina  $c$  (brzina svetlosti u vakuumu). Odnos  $v/c$  koji se naziva aberaciona konstanta reda je  $10^{-4}$ . Efekat aberacije svetlosti je mali, ali ipak lakše uočljiv nego paralaksa.

Bredlijeovo objašnjenje aberacije svetlosti izazvalo je određene kontroverze, jer je pojavu bilo teško objasniti na osnovu talasne teorije svetlosti. Rudjer Bošković je sugerisao da se može dobiti različit rezultat za aberaciju svetlosti ako se cev teleskopa napuni vodom. Voda ima indeks prelamanja različit od vazduha, pa bi se to odrazilo na brzinu svetlosti i ugao aberacije. Astronom Ari (George Biddell Airy) izvršio je takav eksperiment. On je posmatrao istu zvezdu kao i Bradlej. Arijevi rezultati merenja poklopili su se sa Bradlijevim rezultatima u granicama eksperimentalne greške. Na osnovu tih rezultata je zaključeno da prisustvo vode u cevi teleskopa nema nikakav uticaj na efekat aberacije.

Slične eksperimente vršio je i Arago (Francois Arago). On je između ostalog hteo da odredi brzinu svetlosti na osnovu efekta aberacije svetlosti. U svojim analizama on je koristio Njutnovu čestičnu teoriju svetlosti. Od njega potiče i prva ideja u vezi malih promena u konstrukciji teleskopa, sve u cilju promene rezultata eksperimenta. Promena u konstrukciji teleskopa koju je on izvršio bila je dodavanje prizme na objektiv teleskopa.

Frenel (Augustin-Jean Fresnel) je uzeo u razmatranje rezultate Aragovog eksperimenta. U pismu upućenom Aragou Frenel po prvi put uvodi koeficijent delimičnog povlačenja etra. Pored Frenelovog modela etra treba spomenuti i Stoksov model (George Gabriel Stokse). Prvo ću analizirati Frenelov model, a onda nakon određenih korekcija Frenelovih jednačina objasniću i osnovne postavke Stoksovog modela.

Frenel je 1818. godine analizirao rezultate Aragovog eksperimenta i objasnio aberaciju svetlosti, ali sada sa stanovišta talasne teorije svetlosti. Frenel je predložio da prozračno telo na primer

staklena prizma (koja je korišćena u Aragovom eksperimentu) povlači etar sa sobom. Slična situacija nastaje i pri vučenju ribarske mreže kroz vodu. Tada mreža delimično povlači vodu za sobom.

Da bi smo što bolje razumeli Frenelovu hipotezu zamislimo da smo u laboratoriji realizovali da se komad stakla pravilnog geometrijskog oblika kreće pravolinijski konstantnom brzinom  $v$ . U daljoj analizi treba razlikovati etar unutar tela (tzv. unutrašnji etar), i etar van prozračnog tela (tzv. spoljašnji etar). Na primer u Fizoovom eksperimentu pod prozračnim telom smatra se cev sa vodom. Detaljna analiza Fizoovog eksperimenta izvršena je u poglavlju 9. U našem primeru komad stakla koji se kreće brzinom  $v$  povlači etar koji se nalazi unutar tela (unutrašnji etar), tako da taj unutrašnji etar ima neku brzinu u odnosu na etar van tela (spoljašnji etar). Relativna brzina kretanja unutrašnjeg etra u odnosu na spoljašnji etar je različita od brzine kretanja komada stakla  $v$ . Zbog ovakvih pretpostavki Frenelova hipoteza se naziva i hipotezom delimičnog povlačenja etra od strane prozračnog tela.

Frenel etar tretira kao fluid i pretpostavlja da etar u telima (unutrašnji etar) je gušći od etra izvan tela (spoljašnji etar). Gustinu etra u telima označimo sa  $\rho_1$ , a gustinu etra van tela sa  $\rho_2$  ( $\rho_2 > \rho_1$ ). Frenel zatim koristi relaciju iz mehanike koja opisuje vezu gustine sredine i brzinu prostiranja talasa u sredini, a takodje povezuje indeks prelamanja sredine sa odnosom gustina  $\rho_2$  i  $\rho_1$ . Dolazi do sledećih relacija

$$c_1 = \frac{c}{n} + v \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \quad (2.1)$$

$$c_2 = \frac{c}{n} - v \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \quad (2.2)$$

gde je

$$k = 1 - \frac{1}{n^2} \quad (2.3)$$

tzv. koeficijent povlačenja etra.

Da bi smo interpretirali ove jednačine vratimo se ponovo na naš primer prozračnog tela u laboratoriji. Kada staklo miruje brzina svetlosti za posmatrača u laboratoriji je  $c/n$ . Medjutim kada se komad stakla indeksa prelamanja  $n$  kreće brzinom  $v$ , brzina svetlosti za posmatrača u laboratoriji biće data jednačinom (2.1) ili (2.2) u zavistosti od toga da li smer kretanja prozračnog tela se poklapa sa smerom svetlosti (jednačina (2.1)), ili je suprotnog smera (jednačina (2.2)). Po Frenelovoj hipotezi za posmatrača u laboratorijskom sistemu dolazi do povećanja (smanjenja) brzine  $c/n$  za vrednost  $kv$  usled kretanja medijuma indeksa prelamanja  $n$ .

Stoksov model takodje se zasniva na pretpostavci povlačenja etra usled kretanja prozračnog tela, ali brzina kretanja unutrašnjeg etra u odnosu na spoljašnji etar jednaka je brzini kretanja tela. Za takav slučaj kaže se da prozračno telo potpuno povlači etar sa sobom. To ima za posledicu da je koeficijent povlačenja etra kod Stoksa jednak jedinici

$$k = 1$$

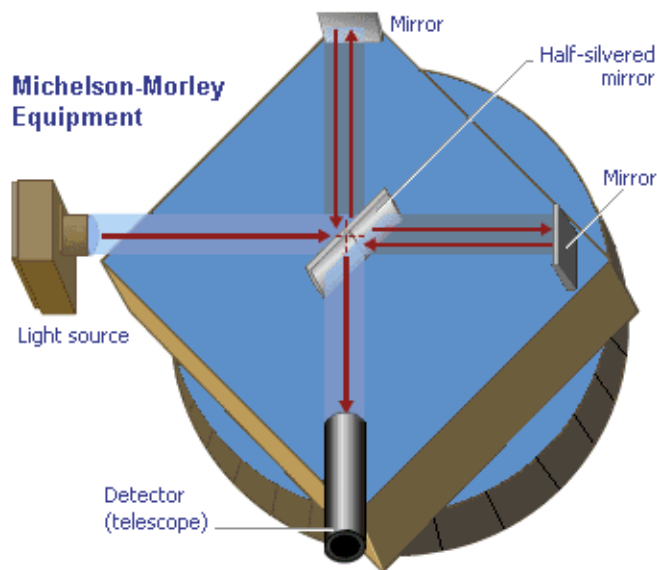
Stoksov model nije mogao da objasni aberaciju svetlosti. Veliki uspeh Frenelov model je postigao objašnjenjem Fizoovog eksperimenta i aberacije svetlosti. Medjutim i pored početnih uspeha ovih modela vremenom su se nagomilali eksperimenti koje oba modela nisu mogli objasniti. Ta činjenica je uticala na Lorenca, i on u svojoj etarskoj teoriji odbacuje pojam delimičnog, potpunog povlačenja etra.

Već sam istakao da je za razvoj novih modela etra veoma veliki uticaj imala Maksvelova elektromagnetna teorija, kao i otkriće da svetlost predstavlja oscilatorni elektromagnetni proces. Naravno medijum za propagaciju svetlosti smatran je etar. Činjenica je da se u Maksvelovoj teoriji, odnosno u matematičkoj formulaciji jednačina elektromagnetnog polja koncept etra ne pojavljuje. Medjutim u pojedinim njegovim radovima koji su predhodili konačnoj formi teorije etar se eksplicitno pojavljuje. Na primer u radu iz 1861.godine on izvodi izraze za dielektričnu konstantu i magnetnu permeabilnost koristeći karakteristike etra. Postoje i drugi primeri iz kojih se zaključuje da je Maksvel koristio etar u teorijskoj analzi, ali već u radu iz 1864. godine korišćenje etra u teorijskoj diskusiji je manje izraženo.

Bilo je prirodno da se pojavi pitanje meranja brzine Zemlje u odnosu na etar. Brzina kretanja Zemlja oko Sunca je oko 30 km/s. Međutim, Sunce zajedno sa Zemljom se kreće oko galaktičkog centra. Naša Galaksija zajedno sa Lokalnom grupom galaksija takodje je u stanju kretanju. Ako ovom kretanju dodamo kretanje još složenijih galaktičkih struktura u ustrojstvu univerzuma sledi da je očekivana brzina Zemlje u odnosu na etar znatno veća od 30 km/s.

Eksperiment koji je pokušao da odgovori na izazov meranja brzine Zemlje u odnosu na etar bio je čuveni Majkelson–Morlijev eksperiment (Albert Michelson, Edward Morley). Prvi pokušaj u tom smeru izvršio je Majkelson 1881. godine, a inicijativa potiče upravo od Maksvela. Maksvel je u svom pismu sugerisao Todu eksperiment za merenje brzine Zemlje u odnosu na etar. Maksvel je izjavio da će kretanje Zemlje imati uticaj na eksperimentalne rezultate, i taj uticaj će biti reda veličine  $(v/c)^2$  odnosno  $10^{-8}$ . Srećom to pismo je pročitao i Majkelson, i to ga je iniciralo da poboljša svoj interferometar odnosno njegovu osetljivost. Usavršeni interferometar je mogao da meri te male efekte.

Za prvobitni eksperiment iz 1881. godine Majkelson je koristio svoj interferometar. Šema eksperimenta je prikazana na slici 1. Izvor svetlosti emituje belu svetlost (upadni snop svetlosti). Upadni snop prolazi kroz polupropustljivo ogledalo. To ogledalo je na slici 1 označeno sa  $PP$ . Polupropustljivo ogledalo je postavljeno pod uglom od  $45^\circ$  u odnosu na upadni snop. Uloga ogledala  $PP$  je da podeli upadni snop na dva snopa koji putuju ka ogledalima  $O_1$  i  $O_2$ . Sa  $O_1$  je označimo ogledalo paralelno svetlosnom izvoru, a sa  $O_2$  ogledalo čija je normala pod uglom od  $90^\circ$  u odnosu na pravac upadnog snopa. Nakon refleksije od ogledala svetlosni snopovi se vraćaju na polupropustljivo ogledalo, i upućuju u detektor (teleskop). U teleskopu su posmatrani efekti interferencije. U većini eksperimenta ovog tipa rastojanje od polupropustljivog ogledala  $PP$  do ogledala  $O_1$  uzima se da je jednako rastojanju od  $PP$  ogledala do ogledala  $O_2$ . To rastojanje označiću sa  $L$ . Naravno postoje i modifikacije ovog eksperimenta gde se ova rastojanja menjaju.



Slika 1

Nije bilo dovoljno samo postaviti eksperiment i usavršavati njegovu preciznost, već je bilo potrebno rezultate eksperimenta (u ovom slučaju izmerene efekte interferencije) koristiti za određivanje brzine Zemlje u odnosu na etar. Naravno to određivanje se vrši na osnovu određenog teorijskog modela. Korišćeni model bio je upravo tada važeća etarska teorija. Označimo sa  $v$  brzinu Zemlje (uredjaja) u odnosu na mirujući etar, a sa  $c$  označimo brzinu svetlosti u vakuumu (etru).

U skladu sa tadašnjom etarskom teorijom objašnjenje je sledeće. Pošto se Zemlja kreće kroz etar brzina svetlosnog zraka koji se kreće od polupropustljivog ogledala  $PP$  do gledala  $O_1$  za

posmatrača u laboratoriji je  $c - v$ . Kada se zrak kreće u suprotnom smeru (od ogledala  $O_1$  do gledala  $PP$ ) brzina je  $c + v$ . Kada svetlosni zrak dostigne ogledala  $PP$  on se reflektuje, i odlazi u detektor. Ukupno vreme kretanja svetlosnog zraka na putanji  $PP - O_1 - PP$  je

$$\Delta t_1 = \frac{L}{c - v} + \frac{L}{c + v} = \frac{2L}{c} \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

Sada je potrebno izračunati vreme kretanja drugog zraka. Analiza u ovom slučaju je malo složenija. U skladu sa tadašnjom etarskom teorijom svetlosni zrak koji se kreće od ogledala  $PP$  ka ogledalu  $O_2$  prelazi veće rastojanje od  $L$ . Uzrok povećanja predjenog puta može se objasniti na sledeći način. Svetlosnom zraku je potreban neki vremenski interval  $\overline{\Delta t}$  da predje rastojanje od  $PP$  ogledala do ogledala  $O_2$ , ali za to vreme ceo uređaj se pomeri za neku udaljenost  $v\overline{\Delta t}$ , pa svetlosni zrak u stvari prelazi sledeće rastojanje

$$\overline{L} = \sqrt{L^2 + (v\overline{\Delta t})^2} \quad (2.4)$$

Za posmatrača koji se nalazi u sistemu uređaja brzina svetlosnog zrak koji se kreće ka ogledalu  $O_2$  je  $c$ , i u skladu sa tim svetlosni zrak prelazi rastojanje  $\overline{L}$  za vreme

$$\overline{\Delta t} = \frac{\overline{L}}{c} \quad (2.5)$$

Na osnovu jednačina (2.4) i (2.5) dobija se vreme kretanja svetlosnog zraka od ogledala  $PP$  do ogledala  $O_2$

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

Ista analiza se primenjuje i za kretanje zraka nakon refleksije od ogledala  $O_2$  do ogledala  $PP$ . Vremenski interval potreban za ovo kretanje je takodje  $\overline{\Delta t}$ . Ukupno vreme kretanja svetlosnog zraka na putanji  $PP - O_2 - PP$  je

$$\Delta t_2 = 2\overline{\Delta t}$$

odnosno

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

Svetlosni zraci ne dolaze u teleskop istovremeno, i u skladu sa tim nastaje efekat unterferencije. Vremenska razlika ta dva zraka koja dolaze do teleskopa, određena je na osnovu jednačine

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

Korišćenjem uslova  $v \ll c$  aproksimativna forma ove jednačine glasi

$$\Delta t \approx \frac{2L}{c} \frac{v^2}{c^2} \quad (2.6)$$

Na osnovu ove vremenske razlike jednostavno određujemo putnu razliku

$$\Delta s = c\Delta t$$

odnosno

$$\Delta s \approx 2L \frac{v^2}{c^2} \quad (2.7)$$

Uslov za interferenciju glasi  $\Delta s = k\lambda$ , a  $k$  računamo na osnovu jednačine (2.8)

$$k = 2L \frac{v^2}{\lambda c^2} \quad (2.8)$$

Veličina  $k$  uzima cele vrednosti za slučaj konstruktivne interferencije i polucele vrednosti za slučaj destruktivne interferencije.

U Majkelsonovom originalnom uredjaju iz 1881. godine dužina  $L$  bila je 1,2 m, a talasna dužina upotrebljene svetlosti  $5,7 \cdot 10^{-7}$  m. Ako za  $v$  uzmemo vrednost brzine kretanja Zemlje oko Sunca onda bi efekat trebao biti lako merljiv. Na osnovu ovih podataka očekivalo se da se za  $k$  dobije vrednost od 0,04. Medjutim izmerena vrednost za  $k$  bila je 0,02.

Uredjaj korišćen u Majkelsonovom eksperimentu iz 1881. godine mogao se smatrati prototipom, tako da je bilo potrebno povećati preciznost merenja. Bez obzira na dalje povećanje osetljivosti eksperimenta osnovna ideja je ostala nepromenjena.

Majkelson je zajedno sa Morlijem ponovio eksperiment 1887. godine značajno povećavajući osetljivost instrumenta. U posebnoj literaturi može se naći detaljan opis tehničkih karakteristika instrumenta i primenjenih metoda. Dužina putanje svetlosti povećana je na 11 metara. Očekivana vrednost za  $k$  trebala je biti 0,4. Medjutim izmerena vrednost bila je samo 0,03. Na osnovu jednačine (2.8) i vrednosti za  $k$  od 0,03 Majkelson i Morli su izračunali brzinu Zemlje u odnosu na etar. Dobija se iznenadjujuće mala vrednost nekih 5 km/s. U radu [3] Majkelson i Morli obaveštavaju naučnu javnost o svojim istraživanjima. Ova brzina nije se mogla smatrati eksperimentalnim dokazom kretanja Zemlje u odnosu na etar. Ovakav rezultat izazvao je zbunjenost u naučnim krugovima. Nastale su teškoće kako sve to usaglasiti sa postojećom teorijom.

Ovo je značilo katastrofu za teoriju Lorenca, obzirom da se njegova teorija upravo bazirala na postojanju etra. Da bi objasnio Majkelson – Morlijev eksperiment i spasio svoju etarsku teoriju Lorenc nezavisno od FicDžeralda (George Francis FitzGerald) uvodi hipotezu o kontrakciji objekta prilikom kretanja kroz etar. Rastojanje od polupropustljivog ogledala PP do ogledala  $O_2$  (slika 1) biva kontrahovano za faktor  $\sqrt{1 - (v/c)^2}$ . Po Lorencu dolazi do kontrakcije objekta samo u smeru kretanja objekta dok u ostalim smerovima ta kontrakcija se ne javlja. Kao posledica kontrakcije uredjaja (interferometra), smanjuje se dužina putanje svetlosnog snopa, i u skladu sa tim vremenski interval  $\Delta t_1$  postaje jednak vremenskom intervalu  $\Delta t_2$ . Vremenska razlika dva svetlosna snopa  $\Delta t$  koji dolaze u detektor postaje jednaka nuli i ne pojavljuje se efekat interferencije.

Majkelson–Morlijev eksperiment jednostavan po konstrukciji imao je veoma veliki uticaj na dalji razvoj fizike i doveo je do fundamentalnih promena u shvatanjima prostora i vremena. Obzirom na veliku važnost ovog eksperimenta uopšte ne čudi činjenica da je eksperiment mnogo puta od tada ponavljan, a razvijane su i nove metode u cilju povećanja preciznosti merenja. Tabela prikaz poboljšanih verzija eksperimenta može se naći u publikaciji [4]. U tabeli pored imena eksperimentatora i drugih podataka navedene su vrednosti za  $k$  (koje su očekivali na osnovu teorije), i izmerene vrednosti za  $k$ . Navedene su i vrednosti za brzinu Zemlje u odnosu na etar koje su računale korišćenjem jednačine (2.8). Inače relacije (2.6 – 8) korišćene su kao teorijski osnov za interpretaciju eksperimenta.

U poboljšanoj verziji eksperimenta iz 1958. godine brzina je smanjena na samo 30 m/s U eksperimentu iz 1974. godine brzina je redukovana čak na 0,025 m/s. Postoje eksperimenti koji datiraju od pre par godina, a možda je najinteresantniji onaj iz 2009. godine izvršen u Nemačkoj koji je oko 10 puta precizniji u odnosu na moderne verzije eksperimenta, ali sto miliona puta precizniji u odnosu na Majkelson –Morlijev eksperiment iz 1887. godine.

Posebnu pažnju posvećujem naučniku Dajtonu Mileru (Dayton Miller) zbog njegovog višedecenijskog i predanog proučavanja etra. U toku perioda od gotovo trideset godina on je izvršio veoma veliki broj merenja koristeći aparaturu koncipiranu na Majkelson–Morlijevom eksperimentu. Pored merenja i usavršavanja aparature, vršio je analizu podataka, i dobio konkretne vrednosti za brzinu kretanja Zemlje u odnosu na etar. Najpre je saradjivao sa Morlijem. Najbitnija merenja obavljena su u periodu od 1902. do 1904. godine.

Kasnije nastavlja istraživanja samostalno. Najbitnija istraživanja izvršio je u opservatoriji Mount Wilson. Ta opservatorija je locirana na jednom planinskom vrhu u Kaliforniji. Miler je u tom periodu razvio najosetljiviji interferometar na svetu. On je koristio različite izvore svetlosti kao što su



električni luk, živina lampa, acetilenska lampa itd. Ono što je za moju analizu izuzetno bitno jeste činjenica da je koristio kao izvor svetlosti i sunčevu svetlost. Ovakav izvor svetlosti može se smatrati pokretnim izvorom svetlosti u odnosu na aparaturu zbog kretanja Zemlje u odnosu na Sunce, za razliku na primer od acetilenske lampa koja miruje u odnosu na interferometar. Kada se vrši merenje u Majkelson–Morlijevom eksperimentu uređaj sa ogledalima se rotira. U toku 1925. i 1926. godine on je izvršio čak 8000 merenja. U tim svojim merenjima dobijao je efekte interferencije. Taj efekat je bio mali, ali merljiv, i u većini merenja prisutan. Izmerena vrednost za  $k$  (srednja vrednost) u njegovim eksperimentima bila je 0,088. Postojale su varijacije u merenjima ne samo u toku godine nego i u toku dana. Varijacije u merenjima u toku dana bile su direktna posledica rotacije Zemlje na rezultate eksperimenta.

Zemlja vrši veoma složeno kretanje. Najpre je tu kretanje Zemlje oko Sunca, zatim kretanje Sunca zajedno sa Zemljom oko galaktičkog centra itd. Naša Galaksija se kreće, a u okviru nje i naš Solarni sistem, ali varijacije brzina spomenutih kretanja u toku godine mogu se zanemariti tako da je Mileru za teorijsku analizu preostala na raspolaganju samo promena brzine Zemlje u toku godine. On je to iskoristio tako što je vršio merenja u različitim mesecima u toku godine. Naravno rezultati su se razlikovali jer je i brzina Zemlje različita tokom godine. Ove varijacije u brzini Zemlje Miler je iskoristio za svoju teorijsku analizu. On je dobio da se naš Solarni sistem kreće brzinom od 208 km/s. Takodje je odredio pravac kretanja Zemlje, odnosno tačku na nebeskoj sferi prema kojoj se kreće naš Solarni sistem.

Postojanje interferencije u Majkelson–Morlijevom eksperimentu ne uklapa se teorijski okvir specijalne teorije relativnosti. U skladu sa teorijom relativnosti ne može da se pojavi fazni pomak. To je direktna posledica postulata o konstantnosti brzine svetlosti u svim inercijalnim sistemima reference. Kada se računa vremenski interval  $\Delta t$  odnosno  $\Delta S$  po specijalnoj teoriji relativnosti dobija se  $\Delta t = 0$  odnosno  $\Delta S = 0$ .

Medjutim Miler a i drugi eksperimentatori dobijali su malu vrednost za  $k$  ali konačnu. Kod pojedinih eksperimenata konačna vrednost za  $k$  se stalno pojavljivala. Moramo da napomenem da je Miler bio priznati naučnik, član akademije nauka. Dao je veliki doprinos u oblasti akustike.

Kada je Miler vršio svoja najbitnija istraživanja u opservatoriji Mount Wilson, u to vreme teorija relativnosti je već bila široko prihvaćena u naučnim krugovima, tako da je prema njegovim rezultatima postojao određeni skepticizam. Naročito prema Mileru bila je oštra kritika od strane njegovog nekadašnjeg studenta Šanklanda (Robert Shankland). Nije na odmet reći da je Miler svu njegovu naučnu dokumentaciju i beleške u vezi istraživanja etra poverio upravo Šanklandu. Šankland kasnije postaje vatreni pobornik teorije relativnosti i saradjuje lično sa Ajnštajnom (Albert Einstein). Suština Šanklandove kritike Milerovog rada se sastoji u postojanju razlike u temperaturi vazduha u granama Majkelsonovog interferometra. Te navodne promene u temperaturi izazvale su promene u gustini vazduha i promene u brzini svetlosti, i kao posledica tih faktora javili su se interferencioni efekti. Inače Šankland nije obezbedio direktni dokaz za njegov termalni efekat nego je sve ostalo na nivou pretpostavke. Inače Miler u svojim publikacijama je istakao da je njegov interferometar bio dobro toplotno izolovan. Promene u temperaturi vazduha ako postoje imaju karakter fluktuacija. Veoma bitna činjenica koja ne ide u prilog Šanklandovoj analizi je postojanje periodičnih promena interferencionih efekata. Da bi oni bili objašnjeni u skladu sa Šanklandovom analizom morale bi postojati izuzetno precizne periodične promene temperature, što je malo verovatno.

Na osnovu Majkelson–Morlijevog eksperimenta dobijene su izuzetno male vrednosti za brzinu Zemlje u odnosu na etar (5–10 km/s), a kasnije sve manje i manje vrednosti. Bez obzira na sve napore etar je ostao eksperimentalno neuhvatljiv. To je poljuljalo uverenje naučnika u postojanje tog medijuma.

Ajnštajn u svom čuvenom radu iz 1905. godine "O elektrodinamici tela u kretanju" postavlja osnove specijalne teorije relativnosti. Ajnštajn gradi teoriju bez korišćenja etra, etar je nekonstitutivni element, nepotrebna hipoteza. Ajnštajnova teorija vremenom dobija sve veći broj pristalica, a bitan razlog njene prihvatljivosti je i njena sposobnost da objasni mnoge nagomilane eksperimentalne činjenice na početku dvadesetog veka. Možemo slobodno reći da su rezultati Majkelson–Morlijevog

eksperimenta, Ajnštajnova teorija relativnosti kao i nemogućnost etarskih teorija da objasne pojedine eksperimente dovele do toga da je etar polako ali sigurno sišao sa naučne scene.

Situacija se totalno izmenila. Pre Majkelson–Morlijevog eksperimenta velika većina fizičara etar smatra medijumom za propagaciju elektromagnetnih talasa. Teorijska objašnjenja eksperimenta upravo se zasnivaju na postojanju etra, a teorija koja je najobuhvatnija je Lorencova etarska teorija. Možda nije na odmet reći da je u tom periodu svim velikanima fizike koncept etra bio prihvatljiv. Među njima svakako treba spomenuti i našeg naučnika Nikolu Teslu koji je koncept etra zadržao kroz svoj celokupni rad. Međutim nakon Ajnštajnovе teorije relativnosti situacija se drastično promenila. Etar se više ne proučava, a možemo govoriti i o prečutnoj zabrani tog pojma. Ilustrativan je Dirakov primer. Dirak (Paul Dirac) se u nekoliko svojih radova koji potiču iz pedesetih godina dvadesetog veka izjasnio po pitanju postojanja etra, a takodje se zalagao da etar postane predmet proučavanja savremene fizike. Naročito je karakterističan njegov rad o etru iz 1951. godine pod nazivom *Da li postoji etar* koji je objavio u poznatom britanskom časopisu *Nature*. U radu se Dirak opredeljuje za postojanje etra. Ilustrativan je postupak izdavača i redakcije jer su taj rad svrstali pod rubliku *Pisma izdavačima*, ali su naznačili da urednici ne snose odgovornost za mišljenja izražena u tim radovima. Ovu digresiju sam napravio da bi pokazao da čak i takav autoritet kakav je bio Dirak imao je nesuglasice sa izdavačem kada je odlučio da objavi svoju seriju radova.

U poglavlju 6 ja ću izvesti relaciju za izračunavanje faznog pomaka u Majkelson–Morlijevom eksperimentu sa stanovišta moje teorije etara. Dodatna izračunavanja i analize biće i u poglavljima 10 i 16. Istakao sam da je Majkelson–Morlijev eksperiment imao ogroman uticaj na naše koncepcije prostora i vremena, ali ću sada dati veoma bitne komentare o tom eksperimentu.

Istakao sam da je za moju analizu izuzetno bitna činjenica da je Miler koristio kao izvor svetlosti i sunčevu svetlost. Ovakav izvor svetlosti je pokretan izvor svetlosti u odnosu na aparaturu zbog kretanja Zemlje u odnosu na Sunce, za razliku na primer od acetilenske lampa koju je Miler takodje koristio u svom eksperimentu, i koja je mirovala u odnosu na interferometar.

Na slici 1 prikazana je eksperimentalna postavka Majkelson–Morlijevog eksperimenta, a prikazan je i izvor svetlosti. Ja Majkelson–Morlijev eksperiment delim na dva tipa. Prvi tip eksperimenta je onaj u kome izvor svetlosti miruje u odnosu na interferometar tj. relativna brzina izvora svetlosti u odnosu na interferometar jednaka je nuli ( $v = 0$ ). Drugi tip eksperimenta je onaj u kome se izvor svetlosti kreće u odnosu na interferometar tj. relativna brzina izvora svetlosti u odnosu na interferometar različita je od nule ( $v \neq 0$ ). Da bi se dobili efekti interferencije u Majkelson–Morlijevom eksperimentu drugog tipa potrebna je velika relativna brzina izvora svetlosti i interferometra. Kod Milera je to postignuto usled kretanja Zemlje u odnosu na Sunce. Međutim ako pogledamo tablicu u radu [4] zapažamo da je naučnik Tomašek (Tomaschek) u eksperimentu koristio svetlost koja dolazi sa zvezda. Izvor svetlosti je zvezda i postoji velika relativna brzina između zvezde i aparature na Zemlji.

Zaključke koje ću dati o Majkelson–Morlijevom eksperimentu su sledeći:

1. Majkelson–Morlijev eksperiment prvog tipa je u stvari merio izotropiju brzine svetlosti u prostoru. Zemlja se može smatrati inercijalnim sistemom u toku eksperimenta, i sa izuzetno visokom tačnošću dokazana je izotropija brzine svetlosti.

2. U Majkelson–Morlijevom eksperiment drugog tipa može se javiti merljiv interferencioni efekat pod uslovom da je relativna brzina izvora u odnosu na interferometar dovoljno velika. Taj efekat je bio prisutan i meren (Miler, Tomašek). Koeficijent  $k$  ima malu vrednost, ali ta vrednost je konačna i nije jednaka nuli. Zastupnici teorije relativnosti tvrde da interferencioni efekat se nije pojavljivao tj.  $k = 0$ , ili je bio na nivou eksperimentalne greške.

3. Majkelson–Morlijev eksperiment nije dokazao da etar ne postoji. Eksperiment prvog tipa je dokazao izotropiju brzine svetlosti, a eksperiment drugog tipa postojanje interferencionog efekta.

4. Ideja samog eksperimenta je dobra, ali jednačine koje su korišćene za teorijsku analizu podataka su pogrešne.

5. Majkelson–Morlijev eksperimentom nije dokazan drugi postulat specijalne teorije relativnosti tj. da je brzina svetlosti ista u svim inercijalnim sistemima reference. Inače specijalna teorija

relativnosti veoma jednostavno objašnjava nepostojanje interferencionog efekta upravo ovim postulatom. Kada smo već kod drugog postulata moram istaknuti da ne možemo sa sigurnošću tvrditi da postoji eksperiment izvršen u laboratoriji na Zemlji (terestrijalni eksperiment) koji je dokazao istinitost tog postulata. Vršena su određena i astronomska merenja, ali nisu pouzdana. Postoje indirektni eksperimentalni dokazi koji proizilaze iz tog postulata, kao što je Doplerov efekat, ali ne postoji direktno merenje koje potvrđuje da je brzina svetlosti ista u svim inercijalnim sistemima reference.

Većina autora izbegava pitanja u vezi etra i bavljenje tom supstancom, jednostavno drže se utabanih staza. Sa druge strane postoji ignorisanje naučne javnosti o bavljenju tom problematikom. Donekle je to i razumljivo, jer teorija etra bi trebala da odgovori na mnoga pitanja, a takodje tu je i problem eksperimentalne verifikacije etra.

Po mom mišljenju zanemarivanje ove problematike je pogrešno i to iz više razloga. Stvaranje jedne sveobuhvatne teorije etra je izuzetno težak zadatak, ali može se na primer početi od mehanike i elektrodinamike, i ići korak po porak. Mnogi teorijski modeli i eksperimentalne činjenice čak i bez ikakvih modifikacija mogu se vrlo lako inkorporirati u teoriju etra. Mnoge ideje koje bi na početku bile samo hipoteze mogle bi se lako eksperimentalno proveriti obzirom na postignut visok stepen tehnološkog razvoja, ali pojedine ideje i zamisli bi mogle biti proverene i sa čistog teorijskog stanovišta. Naravno nije dovoljna samo ideja potrebna je volja i interesovanje da se ta ideja realizuje. Uzmimo kao primer otkriće elektrona. Možemo slobodno tvrditi da elektrotehnika čini osnovu današnjeg tehnološkog razvoja, ali elektrotehniku ne možemo zamisliti bez znanja o atomu i otkrića elektrona. Da nije bilo interesovanja za proučavanje katodnih cevi pitanje je kada bi elektron bio otkriven. I dr. Dragiša Ivanović iznosi slična shvatanja po pitanju zahteva za proučavanjem etra:

" Medjutim, i pored toga, velika je novost što se u savremenoj teorijskoj fizici na najvišim nivoima istraživanja počelo sa sve intenzivnijim proučavanjem te materijalnosti sa sve "finijom" strukturom u odnosu na raniju "očiglednu" i sadašnju "dokazanu" strukturu supstancije. Tradicija i navike su velika stvar, ali je u svemu tome glavno i karakteristično da je ponovo došlo vreme da se etar proučava na višem nivou od nivoa klasične fizike".

Istraživanje etra je neraskidivo povezano sa istraživanjem vakuuma. Ovde se neću zadržavati na tehničkim karakteristikama metoda postizanja ultra visokih vakuuma, već na pojavi da se iz vakuuma pod određenim eksperimentalnim uslovima pojavljuju čestice. Kvantna teorija polja najefikasnije proučava tu problematiku. Interesantan je pojam iz kvantne mehanike Zero-point energy. To je najniža energija koju neki kvantno mehanički sistem može imati. To je u stvari energija njegovog osnovnog stanja. U kvantnoj teoriji polja definiše se vakuumska energija, i to bi bila energija osnovnog stanja svih polja u prostoru. Pored toga i u kosmologiji javlja se pojam energije vakuuma, i taj model se koristi za objašnjenje kosmološke konstante. Čak i bez uzimanja u razmatranje kvantne teorije polja intuitivno možemo zaključiti da etar (vakuum) usled svog postojanja ima neku energiju. Ovu analizu možemo završiti citatom dr. Dragiše Ivanovića:

"Vrlo velik broj fizičara još uvek ne priznaje postojanje etra, a u stvari ga proučavaju pod drugim nazivom—"vakuum" ili nešto slično, iako je to možda za sada "ulazna" granica u beskonačni okean etra.

... savremena kvantna teorija polja sve efikasnije ulazi u prirodu materijalnosti koja se ranije ili nazivala etrom, ili se u tolikoj meri zanemarivala da se nije ni pominjala".

Pošto sam se u ovom poglavlju bavio teorijama i konceptima etra nezaobilazna je Lorencova etarska teorija [5]. Detaljnija analiza Lorencove teorije je veoma ozbiljan zadatak, zato ću navesti neke osnovne elemente. Lorencovu teoriju je mnogo upotpunio, ali je dao i vlastite fundamentalne rezultate matematičar i fizičar svetskog renomea Anri Poenkare (Henri Poincaré).

Lorencova čuvena teorija elektrona se zasniva na totalno nepokretnom etru. Lorenc je uveo striktno razdvajanje izmedju materije (elektrona) i etra. Način interakcije izmedju materije (elektrona) i etra je sledeći. Elektroni usled ubrzanog kretanja generišu elektromagnetne talase koji se prostiru kroz etar. Medjutim elektromagnetno polje Lorencovom silom deluje na elektrone. U savremenoj elektrodinamici se za ovakvo elektromagnetno polje koje je u sprezi sa naelektrisanim česticama koristi naziv samousaglašeno polje.

Lorenc u razvoju svoje elektrodinamike koristi atomsku strukturu materije. Na taj način on uspešno objašnjava optičku disperziju. Njegova teorija na zadovoljavajući način opisuje mnoge elektromagnetne pojave, sa težnjom da obuhvati sve elektromagnetne procese. Veliki izazov njegovoj teoriji elektrona (etarskoj teoriji) je pronalaženje odgovora na pitanje zašto optički eksperimenti su bili neuspešni prilikom pokušaja detekcije kretanja Zemlje u odnosu na etar.

Lorenc je uspeo da objasni Fizeov eksperiment bez uvodjenja pretpostavke povlačenja etra, odnosno on razvija elektrodinamiku pokretnih tela. On dobija jednačine kojim opisuje propagaciju elektromagnetnih talasa u dijalektiku koji se kreće kroz etar. Da bi opisao takve fenomene on u radu iz 1892. godine uvodi skup pomoćnih veličina. Najvažnija od ovih pomoćnih veličina je tzv. lokalno vreme definisano jednačinom

$$t' = t - \left(\frac{v}{c^2}\right)x$$

Sa  $x$  je označena  $x$  koordinata pokretnog sistema, veličina  $t$  je vreme koje je proteklo za posmatrača koji miruje u etru, a  $t'$  je vreme za posmatrača koji se kreće. Za Lorencu ovo lokalno vreme je pomoćna matematička veličina bez fizičkog značaja. Moram napomenuti da se pojam dilatacija vremena u fizici postepeno razvijao, a u toku razvoja te fundamentalne ideje, diskutovana je ova jednačina i Lorencova teorija. Efekat dilatacija vremena u teorijskom smislu prvi put je diskutovan od strane Larmora (Joseph Larmor).

Kao što sam već istakao da bi objasnio Majkelson–Morlijev eksperiment i spasio svoju etarsku teoriju Lorenc uvodi hipotezu o kontrakciji objekta prilikom kretanja kroz etar.

Ovde ću učiniti par primedbi. Prvo postoje eksperimenti u kojima je meren interferencioni pomak različit od nule (Miler, Tomašek). Po specijalnoj teoriji relativnosti i Lorencovoj teoriji ne bi smeo da se pojavi interferencioni efekat tj. rezultat po tim teorijama mora biti  $k = 0$ . Pojedini autori smatraju da je hipoteza o kontrakciji objekta *ad hoc* uvedena od strane Lorencu u cilju spašavanja njegove etarske teorije. Sa takvom konstatacijom bih mogao de se složim jer zaista ne postoji eksperiment u okviru specijalne teorije relativnosti koji je dokazao da je kontrakcija objekta realan fizički efekat. Pitanje da li se tela zaista kontrahuju prilikom kretanja kroz etar je za sada pitanje bez eksperimentalnog odgovora.

Lorenc je u okviru svoje teorije razvio transformacije koje povezuju koordinate sistema koji miruje u odnosu na etar sa koordinatama sistema koji se kreće nekom brzinom  $v$  u odnosu na etar. Ove transformacije bivaju malo modifikovane od strane Poenkarea, tako što odredjenom faktoru  $l$  Poenkare pripisuje vrednost jedan, i transformacije dobijaju oblik koji je i dan danas u upotrebi. Poenkare ih naziva Lorencovim transformacijama. U tom radu pored uvodjenja Lorencovih transformacija Poenkare demonstrira invarijantnost Maksvelovih jednačina u odnosu na Lorencove transformacije.

U devetnestom veku zbog velikog uspeha Maksvelove elektrodinamike pojavila su se objašnjenja mehaničkih pojava i veličina pomoću elektromagnetnih veličina i pojmova. Mnogi poznati naučnici iz tog perioda bili su pristalice takvog stanovišta. Jedan od pojmova je i elektromagnetna masa. Tomson je prilikom teorijske analize primetio da ako je telo naelektrisano, i dovede se u stanje kretanja onda se ono ponaša kao da ima neku dodatnu masu koja je nazvana elektromagnetna masa. Znači povećanja mase direktno je povezivano sa efektima elektrodinamike. Išlo se toliko daleko da se čak tvrdilo da sva masa ima elektromagnetno poreklo, a gravitacija je objašnjavana kao elektromagnetni efekat. Kasnije je ovaj koncept napušten, ali postojala su merenja koja su ukazivala da masa tela zavisi od brzine kretanja tela.

Po Lorencu ne samo da se telo kontrahuje prilikom kretanja kroz etar nego dolazi i do kontrakcije elektrona u smeru njegovog kretanja. Na osnovu te pretpostavke on je prvi izveo dve jednačine za promenu mase sa brzinom koje su kasnije dobile naziv longitudinalna i transverzalna masa. Te jednačine se baziraju na postojanju etra i kontrakciji elektrona pri kretanju kroz etar. Treba napomenuti da je Lorenc generalisao zavisnost mase od brzine na sve čestice. Takođe je istakao da telo ne može dostići brzinu svetlosti jer bi masa postala beskonačno velika.

Presudan korak za teoriju etra učinio je Ajnštajn svojom specijalnom teorijom relativnosti. Nastanak specijalne teorije relativnosti vezuje se za njegov rad iz 1905. godine "O elektrodinamici

pokretnih tela''. Ajnštajn je analizirao mnoge pojmove iz fizike, ali u tim analizama Ajnštajnu nije bio potreban etar, niti se poziva na etar da bi objasnio te pojave. Za Ajnštajna etar je nepotreban element. Etar je nekonstitutivni elemenat u njegovim teorijama.

U literaturi je opšte zastupljeno stanovište da je jedini i pravi tvorac specijalne teorije relativnosti (STR) Ajnštajn. Imena ostalih naučnika su sporadično spomenuta. Naročito se vrši zanemarivanje naučnika čiji su radovi ugrađeni u osnove specijalne teorije relativnosti. Ovde pre svega mislim na Lorenca i Poenkarea, ali treba spomenuti i druge autore kao što su Larmor, Voigt (Woldemar Voigt) čiji su radovi značajno doprineli nastanku i razvoju STR. Ovde treba istaći da Lorencova etarska teorija kao nezavisna struktura od STR u mogućnosti je da objasni veliki broj eksperimenata. Često postoji poklapanje jednačina iz obe teorije, ali treba napomenuti da je Lorencova teorija starija od STR. Počeci Lorencove teorije datiraju još iz 1892. godine.

Činjenica je da su mnoge stvari bile već matematički razvijene u potpunosti ili delimično pre Ajnštajna, tako da se neminovno javlja pitanje prioriteta.

Postoje i sasvim drugačije stanovište od predhodno navedenog u vezi prioriteta u nastanku specijalne teorije relativnosti. Takvo stanovište, uglavnom je prezentovano od strane istoričara nauke. Mali je broj takvih autora, ali postoji jedna ideja koja je dosta zastupljena među njima, a to je da su pravi tvorci teorije relativnosti Lorenc i Poenkarea, dok je Ajnštajnova uloga u nastajanju STR od sekundarnog značaja. Smatram da analize tih autora treba uzeti dosta ozbiljno.

Počnimo od samog rada iz 1905. godine ''O elektrodinamici pokretnih tela''. Rad ne sadrži nikakve reference o literaturi, fotnotu ili citat. Ajnštajn 1953 piše [6]:

''Concerning myself, I knew only Lorentz's important work of 1895 ... but not Lorentz's later work, nor the consecutive investigations by Poincaré. In this sense my work of 1905 was independent''.

Pojedini autori smatraju da je Ajnštajn radio u relativnoj izolaciji, i sa ograničenim pristupom literaturi. Ova mogućnost nije isključena. Možda on stvarno nije imao uvid u naučne radove njegovih savremenika, i da je apsolutno samostalno došao do svojih zaključaka. Verovatno se desio bljesak genijalnosti.

O Ajnštajnu je u medijima stvorena pogrešna slika kao o rasejanom profesoru, čoveku koji se najbolje ne snalazi u svakodnevnim životnom situacijama, jer njega te trivijalne stvari ne dotiču, on se bavi sudbinom vasiona. Smatram da reč je o čoveku koji je itekako bio upoznat sa tadašnjim otkrićima u fizici, jer kako bi inače dao toliki doprinos u mnogim oblastima fizike. Morao je sve te oblasti dobro da poznaje da bi ih unapredio. Jednostavno on je bio ekspert. To je za svaku pohvalu. Ljudi koji se u današnje vreme bave naučno–istraživačkim radom moraju biti eksperti u svojoj oblasti, ali je u današnje vreme obzirom na visok dostignut stepen naučno–tehnološkog razvoja, i brzinu koji se taj razvoj odvija izuzetno teško biti ekspert u više oblasti.

Moj lični stav je da je on koristio radove svojih savremenika, i to prvenstveno Poenkarea i Lorenca, ali da je dao i svoje orginalne doprinose. Njegova teorija je zasnovana na sasvim drugačijem konceptu od koncepta Lorenca i Poenkarea. Etar se u njegovoj teoriji ne pojavljuje. Medjutim mnogi koncepti u Ajnštajnovoj teoriji su gotovo identični, ili malo preformulisani u odnosu na koncepte Lorenca i Poenkarea. Njegov prvenstveni doprinos po mom mišljenju ogleda se u sledećem. Pojedini pojmovi koji su bili analizirani sa nekog metafizičkog i matematičkog aspekta u Ajnštajnovoj teoriji relativnosti dobijaju fizičko značenje. To su dilatacija vremena i princip ekvivalentnosti mase i energije. Medjutim i tu je Ajnštajn imao predhodnike. Za dilataciju vremena to je bio Larmor, a za princip ekvivalentnosti mase i energije Maks Plank (Max Planck). Prva eksplicitna izjava da toplotna energija povećava njegovu ''mehaničku'' masu potiče od F. Hasenohrl–a iz 1904. godine. Kasnije je Maks Plank uradio detaljnu analizu i takodje zaključio da toplotna energija povećava ''mehaničku'' masu tela. Medjutim Ajnštajn takav zaključak generalizuje na sve oblike energije. On je po tom pitanju decidan i predlaže eksperimente. Slična je situacija i sa dilatacijom vremena. Šire posmatra stvari od svojih predhodnika, i za ovaj koncept predlaže eksperimente.

U razvoju teorije relativnosti i Ajnštajnovom naučnom stvaralaštvu određeni uticaj imala je i Mileva Marić. On je po nacionalnosti srпкиnja, a rođenja je 1875. godine u Titelu u Vojvodini. Brak



Ajnštajna i Mileve nije bio stabilan, i oni su se i zvanično rastali 1919. godine. U novije vreme pojavljuju se radovi i knjige koji bacaju sasvim novo svetlo na njen život i delo. Ona polako izlazi iz Ajnštajnovе senke i mi dobijamo sliku jedne žene visokog intelekta i izrazito osećajne. Pojavljuje se slika jedne žene koja je dosta stradala u svom životu.

Kakav je bio njen uticaj na Ajnštajnov naučni rad je dosta teško utvrditi, ali ako se koristi određena dokumentacija i prepiska Ajnštajna i Mileve mogu se izvući određeni objektivni zaključci. Neosporna je činjenica da je Mileva bila dobar matematičar i fizičar. Treba imati na umu da je proučavala fotoelektrični efekat na Univerzitetu u Hajdelbergu kod profesora Filipa Lenarda, i četvorodimenzionalnu geometriju kod profesora Hermana Minkovskog.

Pojedini autori smatraju da se njen doprinos ogleda samo u matematičkom delu naučnih radova. Sa stanovištem da je ona samo sa matematičke tačke gledišta analizirala problem bez razmatranja fizičke suštine problema ja se ne mogu složiti. Sa druge pak strane određeni autori smatraju da je ona ravnopravan koautor u naučnim radovima. Kao što sam istakao teško je uvrđiti do kog stepena je ona doprinela naučnim radovima. Objektivno istraživanje je otežano i činjenicom da Ajnštajnova arhiva nije u potpunosti dostupna za javnost.

Treba istaći da je Mileva Marić radila doktorsku disertaciju na Politehnikumu u Cirihu. Postoje pretpostavke da je njen doktorski rad bio iz oblasti teorije relativnosti. Njen doktorski rad je kasnije pod veoma čudnim okolnostima nestao. Treba imati na umu i činjenicu da su njen naučni rad i karijera bili otežani time što žene u to vreme nisu mogle imati samostalnu profesionalnu karijeru. Kao ilustraciju takvog stanja navodim podatak, da u to vreme naučnim istraživanjima su se bavile ukupno tri žene u Evropi.

I na kraju istaknuću još jednu činjenicu bez ikakvog preudiciranja zaključaka. Ajnštajn je dao najznačajnije radove u toku prvih godina njihovog braka, pre nego što su se pogoršali njihovi međusobni odnosi.

Teorija se smatra uspešnijom ako iz što manjeg broja početnih premisa (postulata) uspe da objasni što veći broj eksperimentalnih činjenica. Sa tog aspekta može se pohvaliti Ajnštajnova specijalna teorija relativnosti. Iz samo dva postulata i pretpostavke o homogenosti prostora uspeo je da izvede toliko rezultata. Međutim njegov drugi postulat nema jaku eksperimentalnu potvrdu. U Lorencovoj teoriji dešavalo se da budu uvedene nove pretpostavke samo da bi bile objašnjene nove eksperimentalne činjenice.

Često se kaže da je Ajnštajn ujedinio prostor i vreme u jedinstvenu celinu pod nazivom prostorno–vremenski kontinuum. Još u Lorencovoj teoriji prostorno i vremenske koordinate su ujedinjene, a u poglavlju 22 biće reči kako je Poenkare započeo rad sa četvoro vektorima. Ajnštajn reviziju koncepta prostor–vreme vrši i na taj način što zanemaruje etar u fizici. Ajnštajn koncept etra smatra nepotrebnim elementom pri gradjenju teorije. Za razliku od njega Lorenc i Poenkare imaju drugačija stanovišta o postojanju etra. Etar koji je bio smatran medijumom za propagaciju elektromagnetnih talasa, a mnogi autori su ga smatrali i samim prostorom, biva udaljen iz fizike. Ajštajn će kasnije uspostaviti ekvivalenciju između gravitacionog polja i prostora. Odatle sledi da je postojanje prostora uslovljeno masom. Možemo postaviti pitanje šta se dešava ako bi iz neke oblasti udaljili svu masu, da li će neizbežno doći i do nestanka samom prostora.

Ovde treba istaći jednu veoma bitnu stvar. Teorije Lorenca, Poenkarea i Ajnštajna su matematički veoma slične, čak šta više pojedine jednačine su identične, ali su koncepti različiti. O jednoj istoj pojavi ova trojica autora mogu imati različito gledište. Koje elemente teorije će isticati u prvi plan često zavisi od njihovog ličnog afiniteta. Pitanje da li su Lorenc i Poenkare imali uticaj na razvoj teorije relativnosti je po meni bezpredmetno. Njihov uticaj je evidentan i ogroman. I pored toga što se radovi Lorenca i Poenkare ne proučavaju u dovoljnom obimu, za mene lično borba koncepta i načini tumačenja fizičke realnosti između ovih tri autora i dalje traje. Moje mišljenje je da teorija relativnosti nije dala zadovoljavajući opis fizičke realnosti, i smatram da to nije završna faza u našem razumevanju sveta.

Namena ovog rada nije bavljenje istorijom fizike. Pitanjem prioriteta u nastanku teorije relativnosti mnogi istraživači su se veoma ozbiljno bavili. Medjutim knjiga A. Logunova *Henri Poincare and relativity theory* [7] je uticala na mene da učinim navedene digresije, i da jedno celo poglavlje posvetim doprinosu Poenkarea (a delimično i Lorenca) nastanku teorije relativnosti. Prelistavanjem knjige i letimičnim pregledom otkrivaju se neverovatne činjenice. Za mnoge rezultate koji se pojavljuju u relativističkoj dinamici i elektrodinamici Logunov tvrdi da su po prvi put dobijeni od strane Poenkarea. Većina tih Poenkareovih rezultata su sadržani u dva rada objavljenih takodje 1905. godine, ali pre Ajštajnovog objavljivanja "O elektrodinamici pokretnih tela".

Zainteresovani čitalac može odmah da pregleda poglavlje 22 gde je analizirano pitanje uloge Poenkarea u nastanku teorije relativnosti.

Ovo poglavlje završio bi konstatacijom da savremena shvatanja prostora i vremena u potpunosti su određena teorijom relativnosti. Savremena fizika zahteva sve novije koncepcije prostor-vremena. Pitanje prostora i vremena je pitanje od fundamentalnog značaja ne samo u teoriji relativnosti već i u fizici uopšte. Etar koji je nekada imao i značenje prostora danas je samo arhaičan pojam.

### 3. Analiza elementarnih rezultata specijalne teorije relativnosti

Ovde ću navesti pojedine rezultate i pojmove specijalne teorije relativnosti (STR) koje ću analizirati i sa stanovišta moje teorije etra. Sveobuhvatna analiza teorije relativnosti nije cilj ovog rada. Ne može se reći da STR nije podvrgavana eksperimentalnoj proveru. Mnogi eksperimenti su potvrdili njenu validnost, ali ne možemo tvrditi da su svi aspekti STR provereni eksperimentalno. Ako se posmatra sa čisto teorijske strane STR (ostavimo po strani eksperimentalnu proveru teorije), uočava se da postoje logički problemi u samoj teoriji i paradoksi teorije. O tim logičkim nedoslednostima STR, ali logičkim nedoslednostima kvantne mehanike, mogu napisati nekoliko radova. Postoje eksperimenti koji se vrlo jednostavno objašnjavaju i to bez korišćenja STR. U pojedinim slučajevima primena klasične fizike je sasvim dovoljna. Kao što sam već napomenuo Lorencova etarska teorija kao nezavisna struktura od STR u mogućnosti je da objasni veliki broj eksperimenata.

Podsetimo se najpre postulata STR:

"Svi fizički zakoni izražavaju se istom obliku u svim inercijalnim sistemima referencije"

"Brzina svetlosti u vakuumu je ista u svim inercijalnim referentnim sistemima "

Već sam napomenuo da ne možemo sa sigurnošću tvrditi da postoje eksperimenti izvršeni u laboratoriji na Zemlji (terestrijalni eksperimenti) koji su dokazali istinitost drugog postulata. Radi potvrđivanja drugog postulata vršena su i određena astronomska merenja, ali nisu pouzdana.

Držeći se postulata koje je dao, korišćenjem Lorencovih transformacija Ajnštajn vrši fundamentalnu analizu prostora i vremena, i relativizuje prostor i vreme. Po Ajnštajnu vreme je relativno, a svaki sistem ima svoje vreme. Takodje zaključuje da svaki sistem ima svoj prostor.

Podsetimo se jednačine za kontrakciju dužine. Uzmimo u razmatranje dva sistema  $S$  i  $S'$ . U sistemu  $S'$  se nalazi štap koji miruje dužine  $L$ , i položen je duž  $x'$  ose. Primenom Lorencovih transformacija dobija se jednačina

$$L = L\sqrt{1 - (v/c)^2} \quad (3.1)$$

Znači za posmatrača u sistemu  $S$  dužina štapa koji se kreće brzinom  $v$  smanjena je za faktor  $\sqrt{1 - (v/c)^2}$  u odnosu na njegovu dužinu u stanju mirovanja.

Neka se sada u sistemu  $S$  nalazi štap koji miruje položen duž  $x$  ose. I u ovom slučaju procedura izvođenja relacije za kontrakciju dužine je ista, tako da dobijamo sledeću relaciju

$$L' = L\sqrt{1 - (v/c)^2} \quad (3.2)$$

Važi identičan zaključak kao i u predhodnom slučaju. Za posmatrača u sistemu  $S'$  dužina štapa koji se kreće brzinom  $v$  smanjena je za faktor  $\sqrt{1 - (v/c)^2}$  u odnosu na njegovu dužinu u stanju mirovanja.

Bilo bi simpatično podsetiti se da ga tako nazovem "paradoksa garaže i automobila". Zamislimo neki automobil koji može da se kreće relativističkim brzinama. Pošto je vozač upoznat sa relativističkim efektom kontrakcije dužine on je malo zabrinut kako će parkirati auto jer za njega dužina garaže je kontrahovana. Posmatrač u garaži ne deli njegovu zabrinutost jer sa njegovog stanovišta dužina automobila je kontrahovana, te smatra da neće biti problema sa parkiranjem. Da li će se parkiranje završiti bez problema to je pitanje koje ostavljam teoriji relativnosti na razmatranje.

Razmatrajmo sada primenu Lorencovih transformacija za vremenske intervale. Neka se u sistemu  $S'$  proces odigrao na istom mestu tj.  $\Delta t' = 0$ . Početak procesa bio je u trenutku  $t'_1$ , a kraj procesa u trenutku  $t'_2$ . Za posmatrača u sistemu  $S$  proces je trajao  $\Delta t = t_2 - t_1$ . Tom vremenskom intervalu u sistemu  $S'$  odgovara određeni vremenski interval u sistemu  $S$ . Primenom Lorencovih transformacija dobijamo

$$\Delta t = \frac{\Delta t'}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (3.3)$$

Jednoj sekundi u sistemu  $S'$  odgovara  $1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$  sekundi u sistemu  $S$ .

Razmotrimo sada recipročnu situaciju. Neka se u sistemu  $S$  proces odigra na jednom mestu tj.  $\Delta x = 0$ . Uzećemo da je za posmatrača u sistemu  $S'$  proces trajao  $\Delta t = t_2 - t_1$ . Primenom Lorencovih transformacija dobijamo jednačinu

$$\Delta t' = \frac{\Delta t}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (3.4)$$

Možemo dati analogno tvrdjenje predhodno navedenom. Jednoj sekundi u sistemu  $S$  odgovara  $1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$  sekundi u sistemu  $S'$ .

Vrlo važana posledica Ajnštajnovе teorije relativnosti jeste pojava dilatacije vremena. Kao ilustraciju te pojave uzmimo primer časovnika koji se kreće brzinom  $v$  u odnosu na posmatrača. U sistemu časovnika proteći će manje vremena, nego u sistemu posmatrača. Zaključak specijalne teorije relativnosti je da vreme u sistemu časovnika koji se kreće ide sporije nego kada časovnik miruje. Znači sa stanovišta STR može se postaviti pitanje o eventualnoj promeni rada časovnika, promeni brzine toka vremena u sistemu (časovniku). Medjutim posmatrač mora osmisliti način da utvrdi tu promenu. I fiziološki procesi se menjaju (ubrzavaju se, usporavaju se – srce brže, sporije kuca).

Ajnštajn kao osnivač teorije relativnosti tvrdi da je nenaučno tvrditi da postoji jedno apsolutno vreme, nego da postoji onoliko vremenskih tokova koliko i tela, kojima su pridruženi časovnici koji mere te vremenske tokove.

Zbog ekvivalentnosti inercijalnih sistema  $S$  ili  $S'$  prirodno se postavlja pitanje: Po kom kriterijumu ćemo jedan od sistema proglasiti sistemom  $S$  ili  $S'$ , i u skladu sa tim primeniti formulu za dilataciju vremena?

U mom diplomskom radu [8] između ostalog bavio sam se i pitanjima kao što su dilatacija vremena, transformacija kvadrivektora i paradoks blizanaca, tako da glavni zaključci o navedenoj problematici, koje ću ovde prezentovati, potiču iz tog rada.

Pri razmatranju STR neizbežno je spomenuti paradoks blizanaca. Ovaj misaoni eksperiment ukratko ćemo predstaviti na sledeći način. Jedan od braće blizanaca ostaje na Zemlji dok drugi kreće na put raketom krećući se brzinom bliskoj brzini svetlosti. Posle dovoljno dugog vremena se vraća na Zemlju. Blizanac koji je putovao raketom se pri povratku na Zemlju susreće sa bratom blizancem znatno starijim no što je on.

Relativističke formule za dilataciju vremena imaju simetrične oblike. U skladu sa tim svaki od njih bi za onog drugog tvrdio da je mlađji tj. i jedan i drugi blizanac mogu da tvrde da su u pravu, pa nastaje paradoksalna situacija.

Objašnjenje ovog paradoksa sa stanovišta STR se zasniva na sledećem. Blizanac na Zemlji biće stariji, jer raketa koja putuje kroz vasionu, u određenim periodima je neinercijalni sistem, pa na osnovu toga se izvodi zaključak da sistemi koji su vezani za Zemlju i raketu nisu međusobno ekvivalentni, u određenim periodima vremena, pa ne može nastati paradoks. Da bi se vratila na Zemlju raketa u toku

određenog vremenskog perioda mora da se kreće po krivolinijskoj putanji, i tada je ona neinercijalni sistem. Neinercijalnost rakete javlja se i pri uzletanju i pri sletanju rakete. Medjutim dobro nam je poznata činjenica da je i Zemlja neinercijalni sistem.

Blizance zamenimo identičnim atomskim časovnicima. U svakom sistemu se nalazi po jedan atomski časovnik. Predpostavimo da se sistemi kreću duž istog pravca nekom relativnom brzinom. Sistemi su inercijalni, i kreću se u oblasti gde gravitaciono dejstvo drugih tela možemo zanemariti. Vršimo razmatranje za neki kraći vremenski interval. Informacije o onome što se dešava u njihovim sistemima razmenjuju se radio talasima.

Opet se javlja identično pitanje po kom kriterijumu ćemo jedan od sistema proglasiti sistemom  $S$  ili  $S'$ , i u skladu sa tim primeniti formulu za dilataciju vremena?

Analogno pitanje možemo postaviti i pri transformaciji kvadrivektora kod inercijalnih sistema. Uzmimo u razmatranje dva sistema  $S$  i  $\bar{S}$  koji se kreću duž istog pravca. Neka je u sistemu  $S$  dat kvadrivektor  $A^i$ . Komponente kvadrivektora  $A^i$  su  $A^0, A^1, A^2, A^3$ , ili u konciznoj formi

$$A^i = (A^0, A^1, A^2, A^3)$$

Posmatrač u sistemu  $S$  zna vrednosti komponenata  $A^0, A^1, A^2, A^3$ . Ove komponente su neke fizičke veličine, ili određena kombinacija fizičkih veličina. Možemo postaviti pitanje kolika je vrednost komponente  $A^0$  za posmatrača iz sistemu  $\bar{S}$ ? Posmatrač iz sistema  $\bar{S}$  traženu vrednost obeležiće sa  $\bar{A}^0$ . Analogno pitanje možemo postaviti i za preostale tri komponente. Odgovor na to pitanje sa stanovišta STR dat je jednačinama za transformaciju kvadrivektora. Posmatrač iz sistemu  $\bar{S}$  tražene komponente  $\bar{A}^0, \bar{A}^1, \bar{A}^2, \bar{A}^3$  određuje na osnovu jednačina za transformaciju kvadrivektora.

$$\bar{A}^0 = \frac{A^0 - (v/c)\bar{A}^1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}, \quad \bar{A}^2 = A^2 \quad (3.5 - 6)$$

$$\bar{A}^1 = \frac{A^1 - (v/c)\bar{A}^0}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}, \quad \bar{A}^3 = A^3 \quad (3.7 - 8)$$

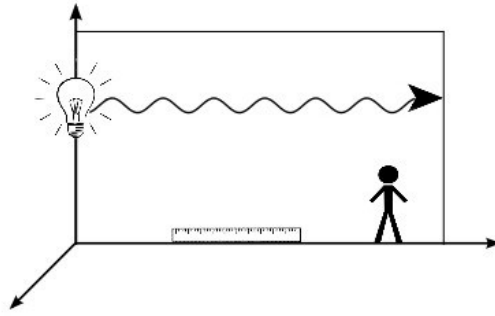
Medjutim ovde sam proizvoljno uzeo znak minus u jednačinama (3.5) i (3.7). Sa jednakim pravom mogao sam uzeti i znak plus. U STR kada se razmatraju transformacije kvadrivektora (kvadritenzora) izmedju sistema  $S$  i  $\bar{S}$ , ako se u početnoj transformaciji uzme znak plus (znak minus), onda u inverznoj transformaciji uzima se znak minus (znak plus). Postoji proizvoljnost u izboru znaka, postoji proizvoljnost kada proglašavamo neki inercijalni sistem sistemom  $S$  odnosno  $\bar{S}$ . Ta proizvoljnost je uzrokovana činjenicom da su sistemi sa stanovišta STR u potpunosti ekvivalentni. Medjutim postoje određene fizičke situacije, na primer kada razmatramo dilataciju vremena, kada se ta proizvoljnost u izboru sistema privremeno gubi.

Sada ćemo malo pažnje posvetiti pitanju sopstvenog sistema reference, o kome je već bilo reči pri razmatranju dilatacije vremena i kontrakcije dužine. Neka posmatrač u svom sistemu (laboratoriji) ima nekoliko časovnika (sistem časovnika) koji se nalaze na različitim lokacijama. Uzećemo da su svi ovi časovnici identični i sinhronizovani. Takodje ovi časovnici su fiksirani odnosno miruju na različitim lokacijama u laboratoriju. Primera radi uzmimo časovnik u koordinatnom početku sistema. Neka posmatrač meri neki vremenski interval. On je tom prilikom izmerio sopstveni vremenski interval. I u ostalim časovnicima proteklo je isto vreme, čak i ako nisu sinhronizovani.

Neka posmatrač izmeri dužinu štapa, koja su u odnosu na laboratoriju nalazi u stanju mirovanja. Izmerena dužina štapa je sopstvena dužina.

Sada možemo definisati sopstveni sistem reference. Sistem reference u odnosu na koje telo (štap, odnosno časovnik) miruje (u našem slučaju je to laboratorija) je sopstveni sistem reference. O veličinama, sopstveni vremenski interval i sopstvena dužina mogli bi postaviti određena pitanja.

Razmotrimo sledeći misaoni eksperiment. Neka posmatrač u svom sistemu (raketa) poseduje izvor svetlosti, časovnik i mernu šipku. On se nalazi u komori i želi da odredi dužinu komore – sopstvenu dužinu.



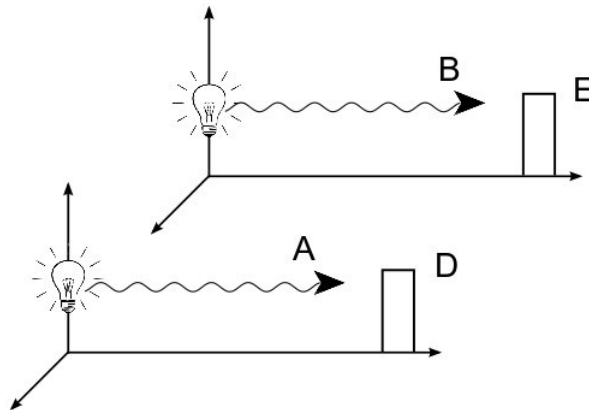
Slika 2

On najpre pomoću štapa određuje dužinu komore prenošenjem mernog štapa izvesni broj puta. Izvor svetlosti se nalazi na početku komore. On meri vremenski interval potreban svetlosti da prevali razdaljinu od početka do kraja komore (slika 2). Korišćenjem tog vremenskog intervala on određuje dužinu komore. Neka se uključe raketni motori. Usled dejstva raketnih motora raketa se ubrzava. Nakon izvesnog vremena raketni motori se isključe i raketa nastavlja da se kreće konstantnom brzinom.

Neka posmatrač ponovo izvrši merenje dužine komore pomoću mernog štapa, odnosno merenjem vremenskog intervala. Postavlja se pitanje u kakvom su odnosu te veličine sa veličinama pre ubrzavanja rakete?

Sopstveni vremenski interval i sopstvena dužina su veličine koje nisu dovoljno proučene i zahtevaju detaljnije objašnjenje.

Sledeći misaoni eksperiment i analiza povezani su sa drugim postulatom specijalne teorije relativnosti. Posmatrajmo dva inercijalna sistema  $S$  i  $S'$ , a relativnu brzinu sistema označimo sa  $v$ . U svakom sistemu se nalazi po jedan izvor svetlosti i po jedan detektor fotona. Izvori svetlosti se nalaze u koordinatnim počecima sistema. U početnom trenutku kad se koordinatni počeci sistema  $S$  i  $S'$  poklope dolazi do emitovanja svetlosti. Na nekim udaljenostima od koordinatnih početaka posmatrači u svojim sistemima postavljaju detektore fotona. Detektori fotona označeni su na slici 3 sa E i D.



Slika 3

Radi lakše diskusije emitovani foton u sistemu  $S$  nazovimo "foton A", a emitovani foton u sistemu  $S'$  nazovimo "foton B". Za posmatrača u sistemu  $S$  u istom trenutku su emitovani i foton A i foton B, i kreću se istom brzinom  $c$ . Posmatrač u sistemu  $S$  zastupa stanovište STR da je brzina svetlosti u vakuumu ista u svim inercijalnim sistemima reference, i u skladu sa tim posmatrač će tvrditi da i foton A i foton B u istom trenutku dospevaju u detektor D. Posmatrač iz sistema  $S'$  može da sprovede potpuno istu analizu, i on tvrdi da i foton A i foton B u istom trenutku dospevaju u detektor E.



Ako ostavimo po strani STR posmatrač iz sistema  $S$  mogao bi realno očekivati da foton B ranije stigne od fotona A u detektor D tj. mogao bi očekivati da za njega foton B prednjači u odnosu na foton A. Međutim po postulatu STR to nije dozvoljeno.

Uzmimo sada da je relativna brzina sistema bliska brzini svetlosti npr.  $0,8c$ . U tom slučaju kao i u slučaju malih relativnih brzina sa stanovišta STR fotoni A i B dospevaju u detektor D u istom trenutku tj. pretpostavka da foton B prednjači u odnosu na foton A se izričito zabranjuje po postulatu STR. Krucijalno pitanje za ovaj misaoni eksperiment je sledeće. Da li u slučaju kada je relativna brzina sistema bliska brzini svetlosti, odnosno ima dovoljno veliku vrednost, foton B prednjači u odnosu na foton A. Bez ikakvog eksperimentalnog razmatranja samo na osnovu logičkog razmatranja dovodi se drugi postulat specijalne teorije relativnosti u pitanje. Moj zaključak je da drugi postulat specijalne teorije relativnosti je problematičan i sa eksperimentalnog i sa teorijskog stanovišta.

#### 4. Postulati teorije etra.

Nakon izlaganja o određenim konceptima o etru, i pojedinih nedostataka STR, počinjem sa prezentovanjem moje teorije etra. Moja celokupna teorija se zasniva na postojanju etra. Svi oni autori koji žele da unapredjuju, ili pak zasnivaju etarsku teoriju se nalaze u prilično nezavidnoj situaciji. Etar je pojam koji se više i ne koristi u fizici. Sporadična je pojava da se neko bavi tim konceptom, a čak i ako se bavi etrom, istraživanje se pre svega svodi na pokušaje merenja brzine Zemlje u odnosu na etar. Nedostaje jedna sveobuhvatna slika sveta. Literature o problematici etra gotovo da i nema. Ovakvo stanje je delimično prouzrokovano eksperimentalnom neuhvatljivošću etra. Kada se uzme ovakvo stanje u obzir, meni lično je preostalo samo da koristim intuiciju.

Pojedini autori smatraju da se može izgraditi ne samo jedna već veći broj teorija relativnosti. Čak pojedine teorije i ne moraju biti u međusobnoj kontradikciji. Međutim svaka pojedinačna teorija mora odgovoriti na samo jedno pitanje: U kojoj meri je u mogućnosti da opiše fizičku realnost? U protivnom to bi bila samo interesantna logička konstrukcija.

Ja sam izgradio jedan koncept, i u okviru tog koncepta objasnio sam određeni skup eksperimenata. Ja sada neću nabrajati te eksperimente, o svakom je pisano u daljem radu. Da bi neka alternativna teorija bila razmatrana od strane naučne javnosti, a kasnije možda i zvanično prihvaćena, mora da da objašnjenje za neki standardni skup eksperimenata. Pitanje kriterijuma po kome neki eksperiment ulazi u taj "standardni skup eksperimenata" je predmet za posebnu diskusiju, ali ipak izdvajaju se određeni eksperimenti po svojoj važnosti. To su oni eksperimenti koji su imali veliki značaj u razvoju naučne misli.

U svom razmatranju etar poistovećujem sa prostorom. Znači između ova dva pojma uspostavljam ekvivalenciju. Etar ispunjava svu vasionu. O etru treba govoriti kao o supstanci. Već sam napomenuo mogućnost da etar poseduje energiju. Etar (prostor) može postojati kao samostalni entitet. Postojanje etra nije uslovljeno ni masivnim telima, ni gravitacionim, elektromagnetnim poljima, ali to ne znači da masivna tela, elektromagnetna polja, čestice ne utiču na etar, deformišu ga. Ja uzimam takav koncept po kome je etar apsolutno nepokretan. Kretanjem tela kroz etar ne vrši se nikakvo međusobno trenje.

Naravno ove ideje treba da prođu eksperimentalnu proveru, ali ja sam prinudjen da koristim intuitivni pristup. Ja na osnovu ovakvih intuitivnih ideja gradim celu strukturu, i uspevam da objasnim eksperimente od kojih većina pripada STR.

Moje interesovanje za ovu problematiku potiče još iz mojih studenskih dana kada sam objavio rad *Nepotrebnost negacije etra u specijalnoj teoriji relativnosti* [1]. Na predlog profesora Prirodno–matematičkog fakulteta dr. Dragana Gajića rad je objavljen u časopisu *Naučni podmladak*. Kasnije sam neke elemente iz tog rada revidirao, a neke sam čak i obacio, ali u tom radu su date osnove moje teorije. U mom diplomskom radu [8] osvrnuo sam se na problematiku etra i prezentovao nove i unapredjene ideje u odnosu na ideje iz mog studentskog rada.

U periodu pre pisanja rada *Nepotrebnost negacije etra u specijalnoj teoriji relativnosti* [1] ja sam sa kolegom Aleksandrom Ristićem razgovarao u više navrata o teoriji relativnosti, a razgovarali smo i o paradoksu blizanaca. Upitavši me kako tumačim paradoks blizanaca, ja sam mu odgovorio dilatacijom vremena po relativističkoj formuli i konstatovao da formula ima simetričan oblik. I jedan i drugi blizanac mogu da tvrde da su u pravu. Jedan se relativno kreće u odnosu na drugog, pa i za jednog i za drugog dilatacija vremena kao realan efekat postoji. Blizanac na Zemlji biće stariji, jer se u sistemu blizanca koji raketom putuje kroz vasionu javlja neineracionalnost, jer mora da zaokrene da bi se vratio na Zemlju. Odgovorio mi je da paradoks blizanaca može da se rastumači samo kretanjem u odnosu na etar, jer na brzinu proticanja vremena utiče kretanje u odnosu na etar. Što je veća brzina kretanja u odnosu na etar, manja je brzina proticanja vremena. Govorivši o pojmu etra, on je tvrdio da etar postoji, dok ja u tim razgovorima nisam negirao egzistenciju etra. Njegova zasluga je u tome što je indukovao razmišljanja, sa te neočekivane tačke gledišta. Te sugestije su mi bile izuzetno značajne prilikom pisanja rada.

U svom radu *Nepotrebnost negacije etra u specijalnoj teoriji relativnosti* ja sam uveo apsolutne sisteme referencije tj. sisteme referencije koji su vezani za apsolutno nepokretan etar. To je bila moja početna ideja. Onda sam analizirao kako bi se uvođenje ovih apsolutnih sistema referencije odrazilo na rezultate STR. Ja sam tada postulirao i postojanje apsolutnog vremena. Bitan rezultat te moje analize bila je diskusija o sopstvenom vremenu i paradoksu blizanaca. Tada sam dao određene postulate:

*Prvi postulat: Brzina svetlosti i njeno pravolinijsko prostiranje ista je u sistemu u etru i u svim inercijalnim sistemima pod uslovom da supstancijalna tela i eksperimenti sa njima ne menjaju tu brzinu i njeno pravolinijsko prostiranje.*

*Drugi postulat: Etar koji ispunjava vasionu, u njemu vreme jednoliko protiče i nikakva kretanja supstancijalnih tela u vasioni ne može to stanje jednolikog proticanja vremena u vasioni da izmeni.*

*Treći postulat: U prirodi postoji apsolutno nepokretni sistem, etar. Svi sistemi koji se u odnosu na njega kreću ravnomerno i pravolinijski uključujući i sistem u etru su međusobno ravnopravni, fizički procesi se dešavaju na isti način.*

Pošto sam uveo apsolutne sisteme referencije kretanje tela je postalo apsolutno. Kretanje tela u odnosu na nepokretan etar je apsolutno kretanje. Apsolutno kretanje u STR ne postoji. U Njutnovo mehanici obzirom da postoji apsolutni prostor postoji i apsolutno kretanje. Šta bi bilo relativno kretanje između dva tela. To je u stvari promena položaja i rastojanja između ta dva tela. Dok se tela kreću relativno jedno u odnosu na drugo ona se istovremeno kreću i apsolutno tj. kreću se u odnosu na etar.

Kasnije sam revidirao prvi postulat. Ono što je prvenstveno uticalo na promenu je onaj misaoni eksperiment iz trećeg poglavlja koji se odnosi na konstantnost brzine svetlosti u svim inercijalnim sistemima referencije (slika 3). Nakon dužeg razmišljanja ipak sam prihvatio zaključak da foton B prednjači u odnosu na foton A, odnosno foton B stiće će ranije od fotona A u detektor D. Na osnovu ovakvog zaključka ja sam odbacio drugi postulat STR.

Postoji još jedna promena u ovom sistemu postulata. O kontrakciji dužine sa stanovišta STR već je bilo reči, a takodje je konstatovano da ova pretpostavka o kontrakciji objekta nije eksperimentalno dokazana. Takav eksperiment je veoma teško izvesti, jer je potrebno da se makroskopska tela kreću relativističkim brzinama, a da bi se to postiglo potrebne su velike energije. Takodje sam konstatovao da pitanje kontrakcije tela prilikom kretanja u odnosu na etar je za sada pitanje bez eksperimentalnog odgovora. Ja sam pretpostavio da ne postoji kontrakcija (istezanje) tela pri njegovom relativnom, apsolutnom kretanju. Ova pretpostavka je u suprotnosti sa Lorencovom hipotezom da se telo pri kretanju kroz etar kontrahuje u zavisnosti od njegove apsolutne brzine. To je uticalo da uvedem još jedan (četvrti) postulat. Može se postaviti pitanje da li to treba da to bude postulat ili pretpostavka. Takodje može se postaviti pitanje da li se taj postulat javlja kao posledica prethodna tri uvedena postulata. Ja sada neću ulaziti u tu diskusiju, jer ja lično smatram da kada se telo kreće kroz etar ono se ne kontrahuje (isteže).

Postulati na osnovu kojih gradim teoriju imaju sledeću formu:

**Prvi postulat: Ako se svetlost (elektromagnetni talas) emituje u vakuumu u inercijalnom sistemu referencije onda brzina svetlosti za posmatrača iz tog sistema ima vrednost  $c$ . Brzina svetlosti u**

ostalim inercijalnim sistemima, koji se kreću relativnom brzinom različitom od nule, u odnosu na inercijalni sistem referencije u kome je svetlost emitovana, je različita od  $c$ .

Drugi postulat: Pored etra koji ispunjava vasionu, i koji predstavlja prostor, postoji i apsolutno vreme u vasioni.

Treći postulat: U prirodi postoji apsolutno nepokretni sistem, koji se može konstruisati zahvaljujući mehaničkoj karakteristici etra da apsolutno miruje. Svi sistemi koji se u odnosu na njega kreću ravnomerno pravolinijski uključujući i apsolutno nepokretni sistem su međusobno ravnopravni, fizički procesi u tim sistemima dešavaju se na isti način.

Četvrti postulat: Ne postoji kontrakcija (ili istežanje) tela pri njegovom relativnom, apsolutnom kretanju.

Ove postulate ja ću kasnije dodatno prokomentarisati da bi se što bolje shvatila njihova suština. Pre nego što to učinim objasniću značenje pojedinih koncepata i pojmova.

Pojam koji je ostao nepromenjen u odnosu na rad *Nepotrebnost negacije etra u specijalnoj teoriji relativnosti* i koji predstavlja jednu idealizaciju u fizici je pojam "izdvojena oblast".

Pod izdvojenim oblastima se podrazumeva da je iz određene oblasti u vasioni izvučena sva supstanca da ne bi smanjivala brzinu svetlosti (nama su poznati efekti apsorpcije, rasejanja i disperzije svetlosti). Supstanca ne može da se odstrani iz etra, već samo da se ukloni iz određene oblasti u vasioni. Sva supstanca u vasioni je jednostavno potopljena u etru. Uzećemo da je izdvojena oblast veoma udaljena od ostalih tela. U skladu sa tim prostor u izdvojenoj oblasti je Euklidski. Ovako definisana izdvojena oblast je ustvari idealizovani slučaj. Ovo naravno nije jedina idealizacija u fizici. Naprotiv mnoge pojave se na taj način proučavaju. Često nismo u mogućnosti da datu pojavu proučimo u svojoj složenosti tako da uzimamo u razmatranje samo najbitnije uticaje za datu pojavu.

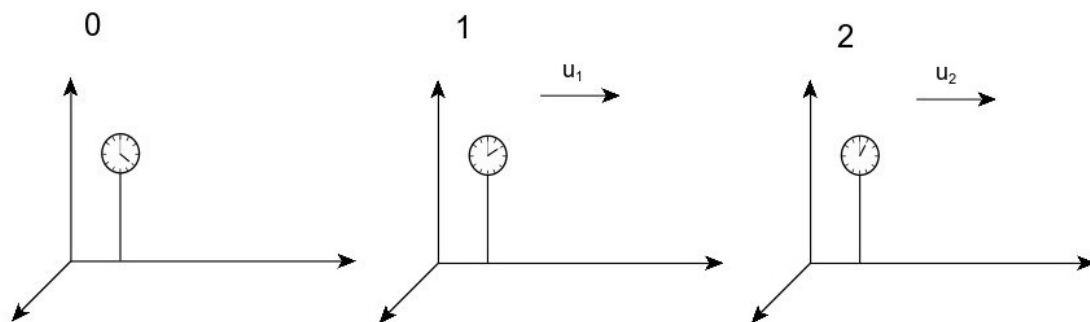
Da bi smo sve pojave mogli opisivati u odnosu na etar, moramo konstruisati jedan Dekartov (pravougli – koordinatni) sistem koji se ne kreće u odnosu na etar. Takav sistem zvaćemo sistem u etru, i obeležavati sa 0. To se postiže na taj način što se neka tačka nepokretnog etra odabere, i za nju veže matematički Dekartov sistem. Orijehtaciju osa možemo izvršiti sa apsolutnim stepenom proizvoljnosti. Matematički Dekartov sistem predstavlja tri međusobno normalno orijentisane ose koje prolaze kroz jednu tačku (pol). U jedan takav sistem postavicećemo posmatrača. Takav sistem je apsolutno nepokretan. Podrazumeva se da se orijentacija osa ne menja sa vremenom. Ako neki posmatrač, miruje u odnosu na sistem 0, onda sistem 0 pruža mogućnost da posmatrač, apsolutno miruje u etru. Možemo izgraditi beskonačan broj takvih sistema (na način kao što je već navedeno).

Sada ću dati komentare o predhodno uvedenim postulatima. Osvrnuću se najpre na prvi postulat. Razmatramo slučaj da su svi inercijalni sistemi u vakuumu. Brzina svetlosti ima vrednost  $c$  u sistemu u kome je emitovana. Za posmatrača iz ostalih inercijalnih sistema brzina svetlosti može biti jednaka  $c$ , manja od  $c$ , a čak i veća od  $c$ . Znači napustio sam postulat specijalne teorije relativnosti po kome brzina svetlosti bi morala biti jednaka u svim inercijalnih sistema reference. Konkretno za misaoni eksperiment iz poglavlja 3 to bi značilo sledeće. Foton B prednjači u odnosu na foton A. Za posmatrača iz sistema  $S$  brzina fotona B je veća od  $c$ . Ovo su samo početni komentari. O ovoj problematici biće još dosta reči.

Drugi postulat se odnosi na postojanje apsolutnog vremena. Tok apsolutnog vremena može se menjati u pojedinim oblastima prostora (etra). Kao ilustraciju zamislimo neku oblast prostora koja je veoma udaljena od galaksija. Prostor u takvoj oblasti je Euklidski. Uzmimo dva identična časovnika čija je apsolutna brzina jednaka nuli. Oni će pokazivati apsolutno vreme. Kasnije ću pokazati da ako jedan časovnik počne da se kreće nekom apsolutnom brzinom (drugi časovnik neka ostane u stanju mirovanja) onda tok proticanja vremena u sistemu vezanom za časovnik koji se kreće, je različit od toka proticanja vremena u sistemu časovnika koji apsolutno miruje. Časovnik koji se kreće više ne pokazuje apsolutno vreme, ali kretanje tog časovnika nije promenilo, niti može da promeni tok apsolutnog vremena u toj oblasti, odnosno u vasioni. Časovnici u toj oblasti koji apsolutno miruju i dalje pokazuju apsolutno vreme. O ovoj problematici biće još dosta govora. Ovo su samo uvodne napomene.

Treći postulat predstavlja proširenje Galilejevog principa relativnosti kretanja. Proširuje se princip sa mehaničkih pojava na sve fizičke pojave. Fizičke pojave u inercijalnim sistemima referencije dešavaju se na isti način, odnosno matematički zakoni tih fizičkih pojava imaju isti oblik u svim inercijalnim sistemima referencije. Smatram da sistem koji apsolutno miruje je inercijalan sistem referencije, i on je ekvivalentan sa inercijalnim sistemima koji se apsolutno kreću.

Pojam apsolutnog kretanja u STR nije postojao. Uvodjenjem apsolutnih sistema referencije (sistem 0) kretanje postaje apsolutno. Pored sistema 0 (za kojeg smo predpostavili da je apsolutno nepokretan), uvedimo još dva sistema u razmatranje. Označimo ih sa 1 i 2. Sistemi 1 i 2 su inercijalni sistemi tj. oni se u odnosu na sistem 0 kreću ravnomerno pravolinijski, bez promene orijentacija osa sa vremenom. Kretanje se odvija duž jedne zajedničke ( $x^{(0)} - x^{(1)} - x^{(2)}$ ) ose u istom smeru. Oznake  $x^{(1)}$  i  $x^{(2)}$  označavaju  $x$  ose sistema 1 i 2 respektivno. Brzine u odnosu na sistem 0 iznose  $u_1$  i  $u_2$  za sisteme 1 i 2 respektivno. Intenziteti apsolutnih brzina  $u_1$  i  $u_2$  moraju biti manji od  $c$ . Sistemi 1 i 2 se kreću jedan u odnosu na drugi relativnom brzinom  $v_r$ . Predpostavimo da je  $u_2 > u_1$ . Situacija o kretanju dva sistema 1 i 2 u odnosu na sistem 0 prikazana je grafički (slika 4). U ovom konkretnom primeru uzeto je da se sistemi 1 i 2 udaljuju od sistema 0.



Slika 4

U svom radu [1] ja sam koordinate događaja u sistemima 0, 1 i 2 povezao Lorencovim transformacijama, i analizirao posledice koje iz toga slede. Koordinate događaja u sistemima 0 i 1 povezane su Lorencovim transformacijama

$$x^{(0)} = \frac{x^{(1)} + u_1 t^{(1)}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}, \quad t^{(0)} = \frac{t^{(1)} + \frac{u_1 x^{(1)}}{c^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}$$

$$y^{(1)} = y^{(0)}, \quad z^{(1)} = z^{(0)}$$

, a inverzne relacije glase

$$x^{(1)} = \frac{x^{(0)} - u_1 t^{(0)}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}, \quad t^{(1)} = \frac{t^{(0)} - \frac{u_1 x^{(0)}}{c^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}$$

$$y^{(0)} = y^{(1)}, \quad z^{(0)} = z^{(1)}.$$

Lorencovim transformacijama povezao sam i koordinate događaja u sistemima 1 i 2

$$x^{(1)} = \frac{x^{(2)} + v_r t^{(2)}}{\sqrt{1 - (v_r/c)^2}}, \quad t^{(1)} = \frac{t^{(2)} + \frac{v_r x^{(2)}}{c^2}}{\sqrt{1 - (v_r/c)^2}}$$

$$y^{(1)} = y^{(2)}, \quad z^{(1)} = z^{(2)}.$$

Ove formule određuju koordinate događaja za posmatrača iz sistemu (1), ako su poznate koordinate događaja u sistemu (2). Iz ovih jednačina lako je dobiti i inverzne relacije.

Relativnu brzinu sistema 1 i 2 u svom radu [1] računao sam po relativističkoj relaciji za sabiranje brzina. Za slučaj da se kreću u istom pravcu i smeru relativna brzina sistema 1 i 2 je

$$v_r = \frac{u_2 - u_1}{1 - \frac{u_2 u_1}{c^2}}$$

, a ako se kreću jedan drugom u susret relativna brzina je

$$v_r = \frac{u_2 + u_1}{1 + \frac{u_2 u_1}{c^2}}$$

Neka u sistemu 2 vremenski interval ima dužinu  $\Delta t^{(2)}$  i  $\Delta x^{(2)} = 0$ . Kolika će biti dužina tog vremenskog intervala za posmatrača u sistemu 1 koji relativno miruje (sistem 2 se u odnosu na sistem 1 kreće brzinom  $v_r$ )? Primenom Lorencovih transformacija dobijamo

$$\Delta t^{(1)} = \frac{\Delta t^{(2)}}{\sqrt{1 - (v_r/c)^2}} \quad (4.1)$$

Neka se sada u sistemu 1 desi neki proces dužine  $\Delta t^{(1)}$  na jednom mestu. Kolika je dužina tog vremenskog intervala za posmatrača u sistemu 2? Primenom Lorencovih transformacija dobijamo :

$$\Delta t^{(2)} = \frac{\Delta t^{(1)}}{\sqrt{1 - (v_r/c)^2}} \quad (4.2)$$

Relacije za dilataciju vremena (4.1) i (4.2) imaju simetrične oblike (posledica toga je paradoks blizanaca), te je potreban drugačiji pristup rešavanju ovog problema.

Pitanje dužine vremenskog intervala procesa koji se dešava na jednom mestu, za slučaj sistema 0 i 1 rešavamo analogno kao što je to uradjeno za sisteme 1 i 2 tj. primenom Lorencovih transformacija. Sa gledišta posmatrača u sistemu 0 problem formulišemo. Kolika je dužina vremenskog intervala za posmatrača u sistemu 0, ako je dužina procesa koji se dešava u u sistemu 1  $\Delta t^{(1)}$ , i proces se dešava na istom mestu  $\Delta x^{(1)} = 0$ ? Sistem 1 se u odnosu na sistem 0 kreće brzinom  $u_1$ . Dužina vremenskog intervala za posmatrača u sistemu 0, data je relacijom (4.3)

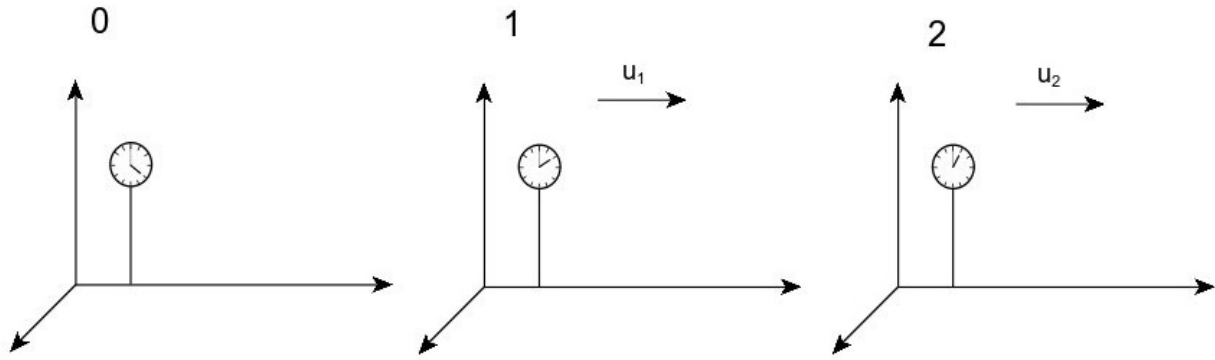
$$\Delta t^{(0)} = \frac{\Delta t^{(1)}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}} \quad (4.3)$$

Ali šta će o dužini vremenskog intervala nekog procesa, koji se dešava u sistemu 0, zaključiti posmatrač koji se u odnosu na sistem 0 kreće brzinom  $u_1$ . Možemo konstatovati da se posmatrač iz sistema 1 udaljuje od sistema 0 brzinom  $u_1$ . Sa gledišta posmatrača iz sistema 1 primenom Lorencovih transformacija dobijamo

$$\Delta t^{(1)} = \frac{\Delta t^{(0)}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}} \quad (4.4)$$

Ali opet se dobijaju simetrične relacije, i kao posledica toga nastaje paradoks blizanaca.

U svom radu [1] ja sam izneo moguće rešenje tog problema. Evo kako sam ja u tom radu razrešio paradoks blizanaca. Razmatrao sam primer dva sistema 1 i 2 koji se u odnosu na sistem 0 kreću brzinama  $u_1$  i  $u_2$  respektivno. Predpostavimo da se u sistemima 0, 1 i 2 nalaze identični časovnici. U trenutku poklapanja koordinatnih početaka sistema aktiviraju se časovnici. Kretanje sistema je ravnomerno i pravolinijsko (slika 5).



Slika 5

Vreme koje protekne za posmatrača u sistemu 0 je  $\Delta t^{(0)}$ , a vremena u sistemima 1 i 2, su  $\Delta t^{(1)}$  i  $\Delta t^{(2)}$  respektivno. Sopstvene vremenske intervale u sistema 0 i 1 (odnosno sistema 0 i 2) povezoao sam relacijama

$$\Delta t^{(0)} = \frac{\Delta t^{(1)}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}$$

$$\Delta t^{(0)} = \frac{\Delta t^{(2)}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}$$

Sopstveni vremenski intervale  $\Delta t^{(1)}$  i  $\Delta t^{(2)}$  u sistemima 1 i 2 su protekli dok su se sistemi kretali brzinama  $u_1$  i  $u_2$  u odnosu na sistem 0. Zbog drugog postulata možemo izjednačiti prethodne izraze te dobijamo

$$\Delta t^{(0)} = \Delta t^{(0)} \quad (4.5)$$

$$\Delta t^{(1)} \sqrt{1 - (u_2/c)^2} = \Delta t^{(2)} \sqrt{1 - (u_1/c)^2} \quad (4.6)$$

Vidimo da za neki vremenski interval  $\Delta t^{(0)}$  koji protekne u sistemu 0 dobijaju se različite dužine vremenskih intervala u sistemima 1 i 2. Neka na primer  $u_2$  zadrži konstantnu vrednost, a  $u_1$  neka se približava brzini svetlosti (naravno interval  $\Delta t^{(0)}$  ostaje konstantan). U slučaju kada  $u_1$  teži brzini svetlosti desna strana jednačine (4.6) teži nuli. Da bi jednakost bila zadovoljena (uzimajući u obzir konstantnost izraza (4.5) vremenski interval  $\Delta t^{(1)}$  mora težiti nuli. Na osnovu ovakve analize možemo zaključiti da što je brzina kretanja sistema veća u odnosu na sistem 0, to je protekli vremenski interval koji beleži posmatrač u tom sistemu kraći. U sistemu fotona vreme je stalo. Sat ne otkucava, kazaljke su zaustavljene.

Kako naći jednačinu koja će opisivati ovakav efekat. Jednačina koja će odrediti kolika je dužina sopstvenog vremenskog intervala za posmatrača u sistemu 1 koji se u odnosu na sistem 0 kreće brzinom  $u_1$  (dužina sopstvenog vremenskog intervala u sistemu 0 je  $\Delta t^{(0)}$ ) dobija se iz izraza (4.7)

$$\Delta t^{(0)} = \frac{\Delta t^{(1)}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}} \quad (4.7)$$

i ona glasi

$$\Delta t^{(1)} = \Delta t^{(0)} \sqrt{1 - (u_1/c)^2} \quad (4.8)$$

Možemo razmatrati inverznu situaciju da  $u_1$  zadrži konstantnu vrednost, a da se  $u_2$  približava brzini svetlosti. Kao posledica takvih pretpostavki, i primenom identične analize kao u predhodnom slučaju dobijam jednačinu

$$\Delta t^{(2)} = \Delta t^{(0)} \sqrt{1 - (u_2/c)^2} \quad (4.9)$$

Možemo uporediti i dužine vremenskih intervala koji proteknu u sistemima 1 i 2. Taj odnos jednostavno dobijamo deljenjem jednačina (4.8) i (4.9)

$$\frac{\Delta t^{(1)}}{\Delta t^{(2)}} = \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}} \quad (4.10)$$

odnosno

$$\frac{\Delta t^{(2)}}{\Delta t^{(1)}} = \frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}} \quad (4.11)$$

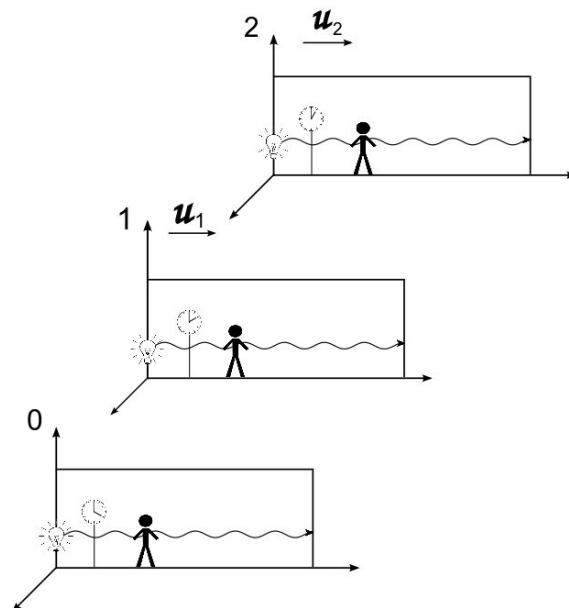
Ja u svom radu *Nepotrebnost negacije etra u specijalnoj teoriji relativnosti* nisam se bavio samo paradoksom blizanaca, već sam vršio jednu obuhvatnu analizu. Kao što sam istakao pojedine stvari iz tog rada sam kasnije revidirao (čak sam menjao i postulat), a neke zaključke sam i odbacio, međjutim jednačine (4.7–11) ostale su trajno u mom radu. Čak šta više te jednačine zajedno sa još nekoliko zaključaka čine osnovu moje teorije.

## 5. Elementarni rezultati teorije etra.

Sada ću izložiti neke elementarne rezultate teorije etra. Ja sam postulirao da pri relativnom, apsolutnom kretanju nema kontrakcije (izduženja) objekta.

Vratimo se već razmatranom slučaju kretanja sistema 1 i 2 u odnosu na sistem 0. Sistemi 1 i 2 su inercijalni, i uzećemo da je apsolutna brzina sistema 2 veća od apsolutne brzine sistema 1 tj.  $u_2 > u_1$ . Sistemi 0, 1 i 2 mogu biti identične rakete, i označimo ih respektivno sa A, B i C. Dužine raketa A, B i C su izabrane tako da kada su rakete B i C mirovale u sistemu 0, rakete A, B i C su se poklapale, imale su istu dužinu, odnosno počeci i krajevi raketa su se poklapali. Posmatrač u sistemu 0 lako utvrđuje jednakost dužina raketa A, B i C i to na sledeći način. Rakete su postavljene naspramno jedna u odnosu na drugu, i počeci i krajevi raketa su se poklopili.

Neka se sada rakete B i C (odnosno sistemi 1 i 2) kreću u odnosu na sistem 0. U svakom od sistema se nalazi po jedan časovnik i izvor svetlosti u koordinatnom početku sistema. Podrazumeva se da su ovi časovnici identični. U trenutku poklapanja koordinatnih početaka sistema 0, 1 i 2 aktiviraju se časovnici i emituje svetlost (slika 6).



Slika 6

Od trenutka emitovanja fotona do trenutka kada fotoni dospevaju do krajeva raketa A, B, i C u sistemima 0, 1 i 2 proteknu sopstveni vremenski intervali  $\Delta t^{(0)}$ ,  $\Delta t^{(1)}$  i  $\Delta t^{(2)}$  respektivno. Sopstveni vremenski intervali povezani su relacijama (4.8) i (4.9) tj.

$$\Delta t^{(1)} = \Delta t^{(0)} \sqrt{1 - (u_1/c)^2} \quad (5.1)$$

$$\Delta t^{(2)} = \Delta t^{(0)} \sqrt{1 - (u_2/c)^2} \quad (5.2)$$

Ovo je u skladu sa konstatacijom da manje vremena protekne u sistemu koji se kreće većom apsolutnom brzinom.

Korišćenjem relacija (5.1) i (5.2) mogu se napisati relacije koje povezuju vremenske intervale  $\Delta t^{(1)}$  i  $\Delta t^{(2)}$

$$\Delta t^{(1)} = \Delta t^{(2)} \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}} \quad (5.3)$$

$$\Delta t^{(2)} = \Delta t^{(1)} \frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}} \quad (5.4)$$

Kao što je rečeno pri apsolutnom, relativnom kretanju ne dolazi do kontrakcije (istezanja) objekta, u ovom slučaju raketa A, B i C. Znači da ako prihvatimo da nema kontrakcije objekta ne treba očekivati promene uglova u sistemu, geometrije sistema. Posmatrači u svojim sistemima mogu odrediti dužine koristeći univerzalnu konstantu  $c$ . To se vrši na taj način što se emituje svetlost i meri vremenski interval da svetlost prevali tu udaljenost. Na taj način određujemo i sopstvene dužine raketa A, B i C. Obzirom na ovu definiciju one iznose

$$L^{(0)} = c\Delta t^{(0)} \quad (5.5)$$

$$L^{(1)} = c\Delta t^{(1)} \quad (5.6)$$

$$L^{(2)} = c\Delta t^{(2)} \quad (5.7)$$

Pomnožimo levu i desnu stranu jednačina (5.1) i (5.2) sa  $c$  i iskoristimo definiciju za sopstvenu dužinu. Na taj način povezaćemo sopstvene dužine raketa

$$L^{(1)} = L^{(0)} \sqrt{1 - (u_1/c)^2} \quad (5.8)$$

$$L^{(2)} = L^{(0)} \sqrt{1 - (u_2/c)^2} \quad (5.9)$$

odnosno

$$L^{(1)} = L^{(2)} \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}} \quad (5.10)$$

$$L^{(2)} = L^{(1)} \frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}} \quad (5.11)$$

Da rezimiramo. Sopstvena dužina nije konstantna veličina. Menjanjem apsolutne brzine menja će se i brzina proticanja vremena u sistemu pa izmerena sopstvena dužina razlikuje se od prethodno izmerene vrednosti. Ilustrujmo to primerom. Neka je pri kretanju raketa imala sopstvenu dužinu  $L^{(1)}$  i intezitet apsolutne brzine  $u_1$ . Kada ta raketa apsolutno miruje njena sopstvena dužina iznosi

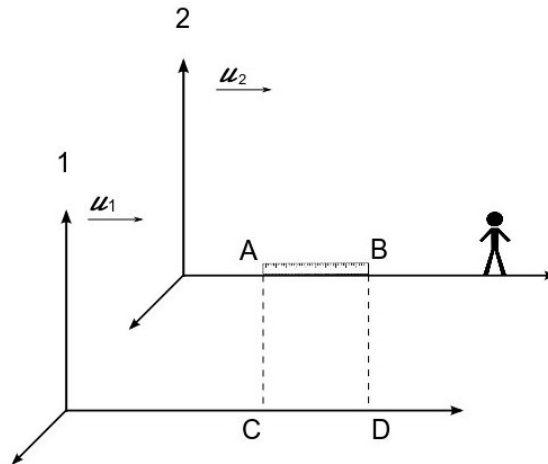
$$L^{(0)} = \frac{L^{(1)}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}} \quad (5.12)$$

, a kada se kreće intezitetom apsolutne brzine  $u_2$  njena sopstvena dužina iznosi



$$L^{(2)} = L^{(1)} \frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}$$

U daljoj diskusiji takodje posmatramo inercijalne sisteme 1 i 2 koji se kreću u odnosu na sistem 0. U sistemu 2 se nalazi merna šipka. Posmatrač određuje njenu dužinu tako što emituje svetlost i meri vremenski interval potreban svetlosti da prevali udaljenost od početka do kraja šipke. Izmereni vremenski interval iznosi  $\Delta t^{(2)}$ . Neka se u sistemu 2 na početku i kraju merne šipke, u tačkama A i B, nalazi po jedan izvor svetlosti. Sistem 1 prolazi blizu sistema 2. Iz tačkama A i B emituju se svetlosni zraci ka sistemu 1. Obzirom na malu pretpostavljenu medjusobnu udaljenost sistema 1 i 2 svetlosni zraci iz tačkama A i B gotovo trenutno dospevaju u tačke C i D (slika 7).



Slika 7

Ova procedura je analogna proceduri da smo iz tačkama A i B povukli normale (prikazane na slici 7 isprekidanim linijama) na osu  $x^{(1)}$  i time dobili tačke C i D. Postavlja se pitanje: kolika je udaljenost izmedju tačkama C i D sa stanovišta posmatrača iz sistema (1)? Tu udaljenost posmatrač određuje emitovanjem svetlosnog signala iz tačke C i merenjem vremenskog intervala da svetlost dospe do tačke D.

Zamislamo sada da je merni štاپ raketa. Kada se kreće intezitetom apsolutne brzine  $u_2$  njena dužina iznosi

$$\overline{AB} = c\Delta t^{(2)} = L^{(2)}$$

Ako pak miruje u sistemu (0) dužina rakete (merne šipke) je

$$L^{(0)} = \frac{L^{(2)}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}$$

Kada se kreće intezitetom apsolutne brzine  $u_1$  dužina rakete (merne šipke) biće

$$L^{(1)} = L^{(2)} \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}$$

Dužina rastojanja  $\overline{CD}$  iznosi

$$\overline{CD} = c\Delta t^{(2)} \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}$$

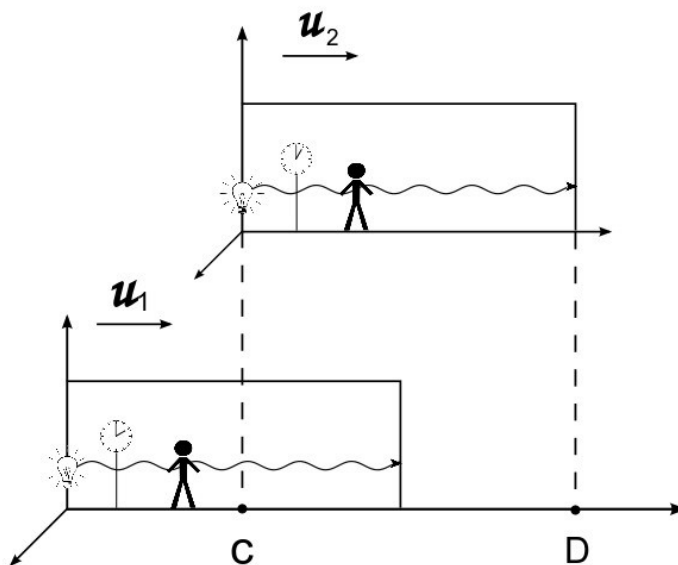
odnosno

$$\overline{CD} = \overline{AB} \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}} \quad (5.13)$$

Prilikom komentarisanja prvog postulata moje teorije etra napomenuo sam da brzina svetlosti ima vrednost  $c$  u sistemu u kome je emitovana, a za posmatrače iz ostalih inercijalnih sistema brzina

svetlosti može biti jednaka  $c$ , manja od  $c$ , a čak i veća od  $c$ . Da bi to ilustrovao analiziraću jedan misaoni eksperiment, i koristiću do sada prezentovane rezultate teorije etra.

Misaoni eksperiment koji ću sada razmatrati je veoma sličan misaonom eksperimentu iz poglavlja 3. Sistemi 1 i 2 se kreću u istom pravcu i smeru. Apsolutna brzina sistema 2 je veća od apsolutne brzine sistema 1 ( $u_2 > u_1$ ). Neka sistemi 1, 2 predstavljaju rakete, i označiću ih respektivno sa A, B (slika 8). Dužine raketa A, B su izabrane tako da kada su rakete A i B mirovale u sistemu 1 imale su istu dužinu, počeci i krajevi raketa su se poklapali. Posmatrač u sistemu (1) lako utvrđuje jednakost dužina raketa A, B i to na sledeći način. Rakete se postave naspramno jedna u odnosu na drugu, i počeci i krajevi raketa se poklope.



Slika 8

Neka se sada raketa B odnosno sistem 2, kreće relativno u odnosu na sistem 1. U svakom od sistema 1 i 2 nalazi se po jedan časovnik, i izvor svetlosti u koordinatnom početku sistema. Podrazumeva se da su ovi časovnici identični. U trenutku poklapanja koordinatnih početaka sistema 1, 2 aktiviraju se časovnici i emituje svetlost.

Od trenutka emitovanja fotona do trenutka kada fotoni dospevaju do krajeva raketa A i B u sistemima 1, 2 proteknu sopstveni vremenski intervali  $\Delta t^{(1)}$ ,  $\Delta t^{(2)}$  respektivno. Sopstveni vremenski intervali  $\Delta t^{(1)}$  i  $\Delta t^{(2)}$  povezani su relacijom (5.3). Posmatrač u sistemu 2 konstatuje da se foton koji je emitovan u sistemu 2 kreće brzinom  $c$  (saglasno prvom postulatu teorije etra), i da je prešao rastojanje  $L^{(2)} = c\Delta t^{(2)}$  koje odgovara sopstvenoj dužini rakete.

Postavlja se pitanje koliko je udaljen foton emitovan iz sistema 2, sa stanovišta posmatrača iz sistema 1. Posmatrač iz sistema 1 konstatuje da je u njegovom sistemu protekao sopstveni vremenski interval  $\Delta t^{(1)}$ , i da se za to vreme koordinatni početak sistema 2 udaljio na rastojanje  $v\Delta t^{(1)}$ . Iz koordinatnog početka sistema 2 (početka rakete) i kraja rakete spustimo normale na  $x^{(1)}$  osu sistema 1, i to rastojanje označimo sa  $\overline{CD}$ . Za posmatrača iz sistema 1 foton iz sistema 2 se nalazi na rastojanju

$$x^{(1)} = v\Delta t^{(1)} + \overline{CD}$$

Razdaljina  $\overline{CD}$  (ili sopstvena dužina rakete B kada se kreće brzinom  $u_1$ ) data je jednačinom (5.13)

$$\overline{CD} = c\Delta t^{(2)} \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}$$

Prema tome za posmatrača iz sistema 1 foton iz sistema 2 je udaljen na rastojanje

$$x^{(1)} = v\Delta t^{(1)} + c\Delta t^{(2)} \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}} \quad (5.14)$$

Obzirom da su sopstveni vremenski intervali povezani jednačinom

$$\Delta t^{(2)} = \Delta t^{(1)} \frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}$$

jednačina (5.14) dobija formu

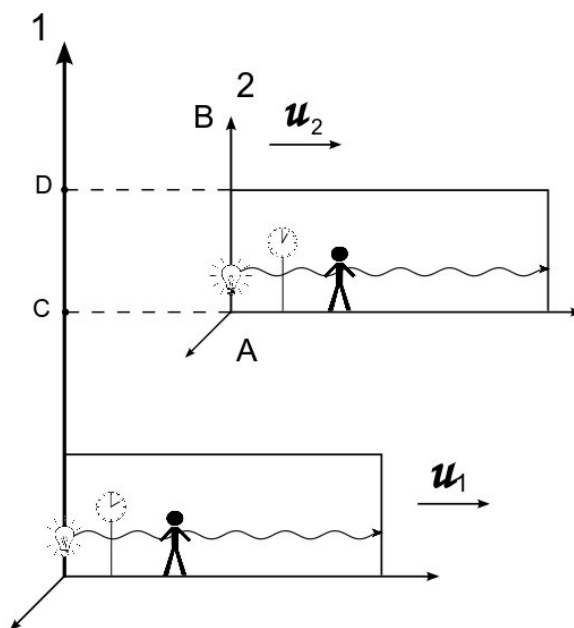
$$x^{(1)} = v\Delta t^{(1)} + c\Delta t^{(1)}$$

Iz ove jednačine zaključujem da brzina fotona, koji je emitovan u sistemu 2, za posmatrača iz sistema 1 ima vrednost

$$v_x^{(1)} = v + c \quad (5.15)$$

Dobio sam rezultat koji nije u saglasnosti sa specijalnom teorijom relativnosti.

Ovim postupkom odredio sam kolika je brzina svetlosti duž  $x$  ose za posmatrača iz sistema 1. Sada ću odrediti kolika je brzina svetlosti sa stanovišta posmatrača iz sistema 1 kada se svetlost u sistemu 2 emituje duž  $y^{(2)}$  ose. Procedura je gotovo analogna kao u predhodnom slučaju. U trenutku poklapanja koordinatnih početaka sistema 1, 2 aktiviraju se časovnici, i emituje svetlost u sistemima 1 i 2 duž  $y$  ose (slika 9)



Slika 9

Posmatrač u sistemu 2 konstatuje da foton koji je emitovan u tom sistemu se kretao brzinom  $c$  i da je prešao rastojanje  $\overline{AB} = c\Delta t^{(2)}$ . Iz tačaka A i B povukao sam normale na  $y$  osu sistema 1, i dobio sam tačke C i D. Tražimo rastojanje  $\overline{CD} = Y^{(1)}$ . Ono je jednako  $\overline{CD} = c\Delta t^{(1)}$ . Sopstveni vremenski intervali  $\Delta t^{(1)}$  i  $\Delta t^{(2)}$  povezani su relacijom (5.3). Dužina  $Y^{(1)}$  za posmatrača iz sistema 1 ima vrednost

$$Y^{(1)} = \overline{AB} \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}$$

Prema tome  $v_y$  komponenta brzine fotona za posmatrača u sistemu 1 data je jednačinom

$$v_y = \frac{Y^{(1)}}{\Delta t^{(1)}} = \frac{c\Delta t^{(2)}}{\Delta t^{(1)}} \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}$$

, odnosno

$$v_y = \frac{Y^{(1)}}{\Delta t^{(1)}} = c$$

Ukupna brzina fotona koji je emitovan u sistemu 2 i koji se kreće duž  $y^{(2)}$  ose sistema 2, za posmatrača u sistemu 1 ima vrednost

$$v^{(1)} = \sqrt{c^2 + u^2} \quad (5.16)$$

Ako se svetlost u sistemu 2 emituje duž  $z^{(2)}$  ose važi analogna diskusija tako da možemo napisati relaciju

$$v_z^{(1)} = \frac{Z^{(1)}}{\Delta t^{(1)}} = c \quad (5.17)$$

U opštem slučaju ako brzina svetlosti u sistemu (2) ima komponente  $c_x^{(2)}, c_y^{(2)}, c_z^{(2)}$  onda za posmatrača u sistemu 1 brzina svetlost će imati sledeće komponente

$$v_x^{(1)} = v + c_x^{(2)} \quad (5.18)$$

$$v_y^{(1)} = c_y^{(2)} \quad (5.19)$$

$$v_z^{(2)} = c_z^{(2)} \quad (5.20)$$

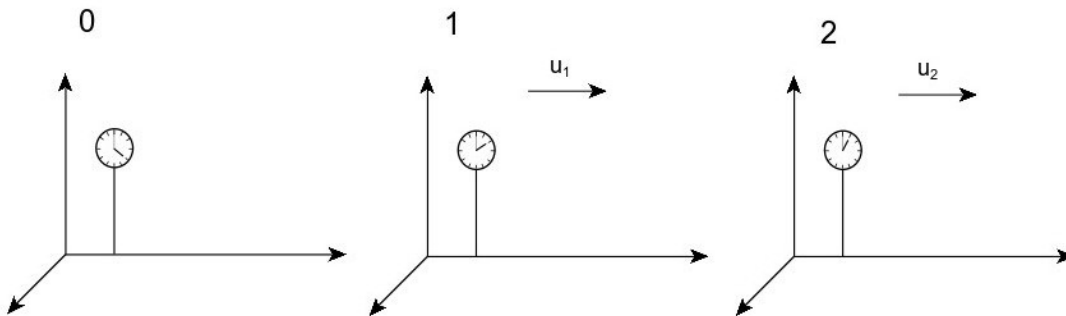
Razmatrao sam slučaj kada je u sistemu 2 emitovana svetlost. Kako naći jednačine za sabiranje brzina ako se u sistemu 2 kreće neka čestica. Brzinu čestice možemo odrediti tako što uporedimo njeno kretanje sa kretanjem fotona. Neka se u istom trenutku emituju elektron i foton duž  $x^{(2)}$  ose. Ako foton predje neko rastojanje za vremenski interval dva puta kraći nego što je potreban elektronu, onda kažemo da je brzina elektrona  $c/2$ . Brzinu čestice izražavamo preko brzine svetlosti. Ako čestica u sistemu 2 ima komponente brzine  $v_x^{(2)}, v_y^{(2)}, v_z^{(2)}$  onda zakon slaganja brzina glasi

$$v_x^{(1)} = v + v_x^{(2)}$$

$$v_y^{(1)} = v_y^{(2)}$$

$$v_z^{(2)} = v_z^{(2)}$$

Ostalo je još da odredimo relativnu brzinu između sistema. U tom cilju posmatrajmo kretanje dva sistema 1 i 2 koji se u odnosu na sistem 0 kreću brzinama  $u_1$  i  $u_2$  respektivno. Sistemi 1 i 2 se kreću u istom pravcu i smeru. U sistemima 0, 1 i 2 se nalaze identični časovnici (slika 10). U trenutku poklapanja sistema aktiviraju se časovnici. Vreme koje protekne za posmatrača u sistemu 0 je  $\Delta t^{(0)}$ , a vremena u sistemima 1 i 2 su  $\Delta t^{(1)}$  i  $\Delta t^{(2)}$  respektivno.



Slika 10

Sa stanovišta posmatrača u sistemu 0 rastojanje između koordinatnih početaka sistema 1 i 2 je

$$x^{(0)} = (u_2 - u_1)\Delta t^{(0)}$$

Sa stanovišta posmatrača u sistemu 1 rastojanje  $x^{(0)}$  ima vrednost

$$x^{(1)} = (u_2 - u_1)\Delta t^{(0)}\sqrt{1 - (u_1/c)^2} \quad (5.21)$$

Vremenski intervali  $\Delta t^{(0)}$  i  $\Delta t^{(1)}$  povezani su relacijom (5.1) tako da jednačina (5.21) dobija oblik

$$x^{(1)} = (u_2 - u_1)\Delta t^{(1)} \quad (5.22)$$

Na osnovu jednačine (5.22) posmatrač iz sistema 1 zaključuje da je relativna brzina između sistema 1 i 2 jednaka

$$v = u_2 - u_1 \quad (5.23)$$

U slučaju da se sistemi 1 i 2 kreću u istom pravcu a suprotnim smerovima relativna brzina je

$$v = u_1 + u_2 \quad (5.24)$$

Ako sprovede analognu proceduru posmatrač iz sistema 2 zaključuje da u zavisnosti od smera kretanja sistema 1 i 2, relativna brzina se određuje na osnovu jednačine (5.23) odnosno jednačine (5.24). Iz jednačine (5.24) sledi da ako se sistemi 1 i 2 kreću duž istog pravca, a suprotnih smerova relativna brzina može biti veća od  $c$ .

Brzina inercijalnog sistema u odnosu na etar je manja od  $c$ , jer inercijalni sistem se može dobiti kada se za neko telo koje se kreće u odnosu na sistem 0 veže koordinatni sistem. Pošto to telo ima određenu masu njegova brzina mora biti manja od  $c$ .

Završiću ovo poglavlje osvrtom na već više puta spominjani paradoks blizanaca. Da bi se izvršila detaljna analiza paradoksa blizanaca bilo bi potrebno uzeti u razmatranje i činjenicu da na tok proticanja vremena utiče i gravitaciono polje Zemlje. Gravitaciono polje Zemlje bilo bi neizbežno u ovoj detaljnoj analizi, jer jedan blizanac ostaje na Zemlji a drugi se kreće kroz gravitaciono polje. Medjutim dovoljno je razmatrati primer koji sam naveo u poglavlju 3.

Uzimamo dva sistema 1 i 2 koji se u odnosu na sistem 0 kreću brzinama  $u_1$  i  $u_2$  respektivno. Predpostavimo da je brzina sistema 2 veća od brzine sistema 1 to jest  $u_2 > u_1$ , i da se sistemi kreću duž istog pravca. Sistemi su inercijalni i kreću se u oblasti gde gravitaciono dejstvo drugih tela možemo zanemariti. Blizance sam zamenio identičnim atomskim časovnicima. U trenutku kada se poklope koordinatni počeci sistema 1 i 2 aktiviraju se atomski časovnici.

Vrši se razmatranje za neki kraći vremenski interval. Informacije o onome šta se dešava u njihovim sistemima posmatrači razmenjuju putem radio talasa. Vremenski interval koji protekne u sistemu 1 je  $\Delta t^{(1)}$ , a u sistemu 2 je  $\Delta t^{(2)}$ . Sopstveni vremenski intervali  $\Delta t^{(1)}$  i  $\Delta t^{(2)}$  povezani su relacijom

$$\Delta t^{(2)} = \Delta t^{(1)} \frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}$$

Obzirom da je apsolutna brzina sistema 2 veća od apsolutne brzine sistema 1, manje je vremena proteklo u sistemu 2. Atomski časovnici neće pokazivati isto vreme. Razliku u pokazivanju časovnika računamo po jednačini

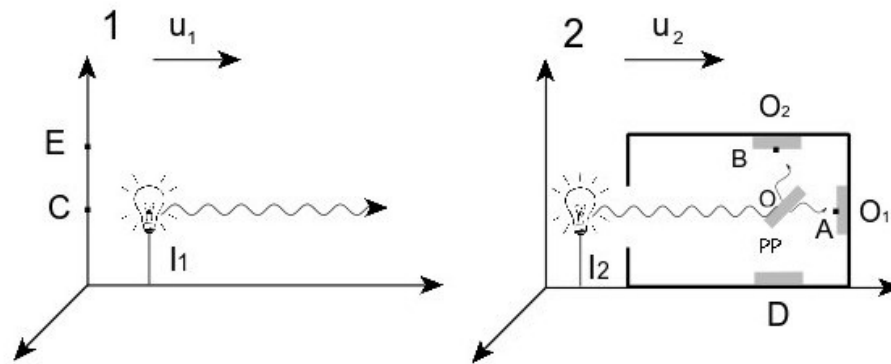
$$\overline{\Delta t} = \Delta t^{(1)} - \Delta t^{(2)} = \Delta t^{(1)} \left(1 - \frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}\right)$$

## 6. Majkelson–Morlijev eksperiment

U dosadašnjem tekstu prezentovao sam neke osnovne pojmove, a sada prelazim na tumačenje Majkelson–Morlijevog eksperimenta sa stanovišta teorije etra. Majkelson–Morlijev eksperiment nije dokazao da etar ne postoji. Podsetimo se principijelne šeme.

Kroz otvor  $OT$  ili astronomski teleskop dospeva svetlost na polupropustljivo ogledalo  $PP$  koje je postavljeno pod uglom od  $\pi/4$  u odnosu na pravac prostiranja svetlosti. Zbog interakcije svetlosti sa  $PP$  ogledalom dolazi do podele svetlosnog zraka na dva dela. Jedan zrak se kreće ka ogledalu  $O_1$  a drugi ka ogledalu  $O_2$ . Rastojanje od  $PP$  ogledala do ogledala  $O_1$ , jednako je rastojanju od ogledala  $PP$  do ogledala  $O_2$ . To rastojanje označiću sa  $L^{(2)}$ . Vrednost tog rastojanja je  $c\Delta t^{(2)}$ , gde  $\Delta t^{(2)}$  je vremenski interval potreban svetlosti emitovane iz izvora  $I_2$  da predje rastojanje od  $PP$  ogledala do

ogledala  $O_1$ , odnosno ogledala  $O_2$ . Nakon refleksija od ogledala  $O_1$  i  $O_2$  zraci svetlosti ponovo prolaze kroz  $PP$  ogledalo i dospevaju u detektor  $D$ , gde se posmatraju efekti interferencije.



Slika 11

Eksperimentalna aparatura postavljena je u sistem 2 u kome se nalazi i izvor svetlosti  $I_2$ . Ovaj izvor svetlosti u sistemu 2 miruje. Radi teorijskog razmatranja uvešću i sistem 1 u kome se nalazi svetlosni izvor  $I_1$ . Sistemi 1 i 2 kreću se duž istog pravca i smera intenzitetima apsolutnih brzina  $u_1$  i  $u_2$  respektivno (slika 11). Pretpostavimo da je intenzitet brzine  $u_2$  veći od intenziteta brzine  $u_1$ .

U poglavlju 2 diskutovao sam Majkelson–Morlijev eksperiment prvog tipa. To je varijanta eksperimenta kada je relativna brzina izvora svetlosti u odnosu na interferometar jednaka nuli, odnosno izvor svetlosti miruje u odnosu na interferometar. Ova varijanta eksperimenta se praktično realizuje kada se svetlost emituje iz izvora  $I_2$ .

Ja sam u poglavlju 2 uveo u razmatranje i Majkelson–Morlijev eksperiment drugog tipa. Kod ove varijante eksperimenta svetlost dospeva u aparaturu iz sistema 1. Postoji relativna brzina između izvora svetlosti i aparature (interferometra).

Majkelson–Morlijev eksperiment prvog tipa je dokazao izotropiju brzine svetlosti. Ta izotropija brzine svetlosti kod usavršenih eksperimenata je dokazana sa izuzetno visokom tačnošću. Svetlost je emitovana iz izvora  $I_2$ . Nakon prolaska svetlosnog zraka kroz  $PP$  ogledalo taj zrak biva podeljen na dva dela, jedan je upravljen ka ogledalu  $O_1$ , a drugi ka ogledalu  $O_2$ . Reflektovani zraci od ogledala  $O_1$  i  $O_2$  nakon prolaska kroz polupropustljivo ogledalo  $PP$  dospevaju u istom trenutku do detektora. Interferencija se ne pojavljuje, jer ne postoji putna razlika.

Neka je sistem 2 povećao vrednost svoje apsolutne brzine. Nakon povećanja apsolutne brzine ponovimo ovaj eksperiment. U slučaju da dolazi do kontrakcije sistema na primer duž  $x^{(2)}$  ose, onda vremenski intervali preleta fotona ne bi bili međusobno jednaki. Pojavila bi se određena putna razlika. Naravno ovo nije u skladu sa principom ekvivalencije inercijalnih sistema jer se fizički proces ne vrši na isti način, kao u prethodnom izvodjenju eksperimenta. Analogno bi važilo i za kontrakciju objekta duž  $y^{(2)}$  ose. To bi značilo da sa povećanjem apsolutne brzine bi mogli da merimo različit stepen interferencije.

U toku eksperimenta svetlost je za kratko vreme prolazila kroz aparaturu, te u tako malim vremenskim intervalima kretanje Zemlje se može smatrati sa sigurnošću ravnomerno pravolinijskim, a sistemi 1 i 2 se mogu smatrati inercijalnim. Ovde treba napomenuti da se sistem 1 i sistem 2 nalaze u ultravisokom vakuumu. Ja ću u poglavlju 10 analizirati varijantu Majkelson–Morlijevog eksperimenta kada se na putanji od  $PP$  ogledala do ogledala  $O_1$ , i na putanji od  $PP$  ogledala do ogledala  $O_2$  nalazi neki dielektrik indeksa prelamanja  $n$ .

Prelazimo sada na razmatranje Majkelson–Morlijevog eksperimenta drugog tipa tj. varijantu eksperimenta kada svetlost emitovana iz sistema 1 dospeva u sistem 2.

Najpre razmatram kretanje fotona emitovanog iz sistema 1 koji se nakon refleksije od  $PP$  ogledala kreće ka ogledalu  $O_2$ . Obzirom na uvedenu pretpostavku da nema kontrakcije tela ne treba očekivati promene uglova u sistemu, geometrije sistema. U skladu sa tim za posmatrača u sistemu 1

$PP$  ogledalo se nalazi pod uglom od  $\pi/4$  u odnosu na pravac zajedničke  $x$  ose. To znači da će se za posmatrača u sistemu 1 foton nakon refleksije od  $PP$  ogledala kretati pod uglom od  $\pi/2$  u odnosu na pravac zajedničke  $x^{(1)} - x^{(2)}$  ose tj. u pravcu  $y^{(1)}$  ose brzinom  $c$ . Za posmatrača u sistemu 1 refleksija svetlosti od  $PP$  ogledala nije promenila brzinu svetlosti, svetlost se nakon refleksije i dalje kreće brzinom  $c$ , ali u u pravcu  $y^{(1)}$  ose. Za posmatrača u sistemu 2 foton se nakon refleksije od  $PP$  ogledala kreće pod nekim uglom različitim od  $\pi/2$ .

Sa stanovišta STR za posmatrača u sistemu 1  $PP$  ogledalo se nalazi pod uglom različitim od  $\pi/4$  zbog efekta kontrakcije dužine. Znači ako je u sistemu 2 ogledalo pod uglom  $\theta^{(2)}$  u odnosu na pravac zajedničke  $x$  ose, onda je za posmatrača u sistemu 1 to ogledalo pod uglom

$$tg\theta^{(1)} = \frac{tg\theta^{(2)}}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}$$

Pre nego što krenem sa daljom analizom nije na odmet dati "uputstvo" za rešavanje problema (zadataka). Analizu uvek počinjem od sistema u kome je emitovan foton. Za posmatrača u tom sistemu brzina fotona je  $c$ , a za posmatrača iz ostalih inercijalnih sistema brzina fotona može biti različita od  $c$ . Onda eventualno odredim potrebna rastojanja (npr. do ogledala za refleksiju) sa stanovišta posmatrača u kojem je emitovan foton. Nakon što se izvrši analiza za taj sistem, donosim određene zaključke o fizičkim veličinama sa stanovišta posmatrača iz ostalih inercijalnih sistema.

Potrebno je izračunati vremenski interval preleta fotona od  $PP$  ogledala do ogledala  $O_2$  sa stanovišta posmatrača iz sistema 1. Povucimo normale iz tačaka  $O$  i  $B$  na osu  $y^{(1)}$ . Na taj način dobijamo tačke  $C$  i  $E$  (slika 11). Rastojanje  $\overline{CE}$  za posmatrača iz sistema (1) određujemo po relaciji (6.1)

$$\overline{CE} = c\Delta t^{(2)} \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}} \quad (6.1)$$

, koja se zasniva na relaciji (5.13).

Veličina  $\Delta t^{(2)}$  je potreban vremenski interval fotonu emitovanom iz svetlosnog izvora  $I_2$  da prevali udaljenost od  $PP$  ogledala do ogledala  $O_2$  (odnosno ogledala  $O_1$ ). Za posmatrača u sistemu (1) reflektovani foton od polupropustljivog ogledala  $PP$  kreće se duž  $y^{(1)}$  ose, odnosno kreće se pod uglom od  $\pi/2$  u odnosu na pravac zajedničke  $x^{(1)} - x^{(2)}$  ose, brzinom  $c$ . U skladu sa tim potreban vremenski interval da foton prevali udaljenost  $\overline{CE}$  (tj. udaljenost od  $PP$  ogledala do ogledala  $O_2$ ) iznosi

$$\Delta t^{(1)} = \frac{\overline{CE}}{c} = \Delta t^{(2)} \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}$$

Protekli vremenski interval u sistemu 2 iznosi

$$\Delta t_1^{(2)} = \Delta t^{(1)} \frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}} = \Delta t^{(2)}$$

Izračunati vremenski interval  $\Delta t_1^{(2)}$ , je u stvari vremenski interval koji posmatrač u sistemu 2 meri od trenutka refleksije fotona od  $PP$  ogledala, do trenutka kada foton pogadja ogledalo  $O_2$ . Označimo taj vremenski interval sa  $\Delta t_{OB}$

$$\Delta t_{OB} = \Delta t_1^{(2)}$$

tj.

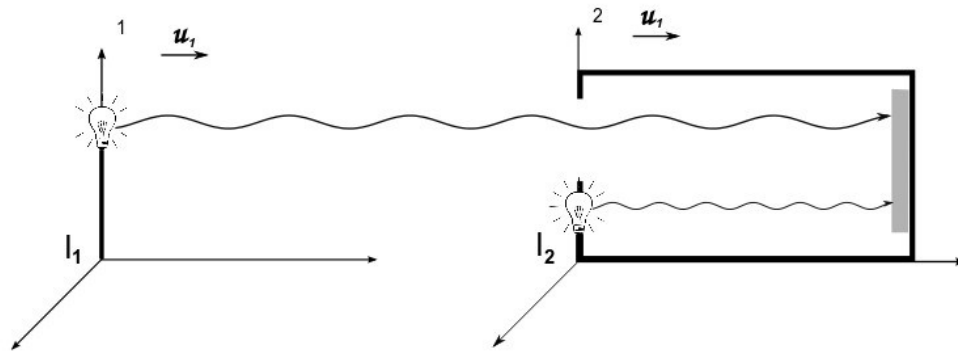
$$\Delta t_{OB} = \Delta t^{(2)} \quad (6.2)$$

Analogna diskusija važi i za kretanje fotona od ogledala  $O_2$  do ogledala  $PP$ . Označimo sa  $\Delta t_{BO}$  vremenski interval preleta fotona (sa stanovišta posmatrača iz sistema 2) od trenutka kada se reflektuje od ogledala  $O_2$  do trenutka kada ponovo pogadja  $PP$  ogledalo. Možemo pisati

$$\Delta t_{BO} = \Delta t_{OB} = \Delta t^{(2)} \quad (6.3)$$

Razmotrimo sada kretanje fotona od ogledala  $PP$  do ogledala  $O_1$  i natrag. Formulšem sledeći misaoni eksperiment.

Neka se sistemi 1 i 2 kreću duž istog pravca i smera intenzitetima apsolutnih brzina  $u_1$  i  $u_2$  respektivno. Predpostavimo da je intenzitet brzine  $u_2$  veći od intenziteta brzine  $u_1$ . U sistemu 2 na udaljenosti  $c\Delta t^{(2)}$  nalazi se ogledalo pod uglom od  $\pi/2$ . Ovde je  $\Delta t^{(2)}$  potreban vremenski interval fotonu emitovanom iz izvora svetlosti  $I_2$  da prevali tu udaljenost. Izvor svetlosti  $I_2$  miruje u odnosu na sistem 2. U trenutku poklapanja koordinatnih početaka sistema 1 i 2 emituje se svetlost iz sistema 1 i uleće u sistem 2 kroz otvor na bočnoj strani sistema 2. Nakon refleksije od ogledala foton se kreće u istom pravcu, samo u suprotnom smeru (slika 12).



Slika 12

Postavljamo pitanje:

Da li je vremenski interval preleta fotona od otvora sistema 2 do ogledala sistema 2 isti sa vremenskim intervalom kada se foton kreće u suprotnom smeru?

Ovo pitanje se odnosi i na posmatrača u sistemu 1 i na posmatrača u sistemu 2. Vremenske intervale računamo od trenutka kada foton uleti u sistem 2 do refleksije od ogledala i obratno. Odredimo najpre vrednost rastojanja od izvora svetlosti  $I_2$  do ogledala za refleksiju sa stanovišta posmatrača u sistemu 1. Tražena vrednost dužine iznosi.

$$\Delta x^{(1)} = c\Delta t^{(2)} \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}$$

Za posmatrača u sistemu 1 saglasno prvom postulatu brzina svetlosti je  $c$ , jer je svetlost emitovana u sistemu 1. Sa  $\Delta t_1^{(1)}$  je označen vremenski interval preleta fotona od otvora sistema 2 do ogledala, a sa  $\Delta t_2^{(1)}$  označen je vremenski interval kretanja fotona u suprotnom smeru. Sa stanovišta posmatrača u sistemu 1 traženi vremenski intervali  $\Delta t_1^{(1)}$  i  $\Delta t_2^{(1)}$  biće određeni relacijama (6.38) i (6.39):

$$c\Delta t_1^{(1)} = v\Delta t_1^{(1)} + \Delta x^{(1)} \quad (6.4)$$

$$\Delta x^{(1)} = c\Delta t_2^{(1)} + v\Delta t_2^{(1)} \quad (6.5)$$

Dok su u sistemu 1 protekli vremenski intervali  $\Delta t_1^{(1)}$  i  $\Delta t_2^{(1)}$  u sistemu (2) su protekli korespondentni vremenski intervali  $\Delta t_1^{(2)}$  i  $\Delta t_2^{(2)}$  koji se daju sledećim jednačinama

$$\Delta t_1^{(2)} = \Delta t_1^{(1)} \frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}} = \frac{\Delta t^{(2)}}{1 - \frac{v}{c}} \quad (6.6)$$

$$\Delta t_2^{(2)} = \Delta t_2^{(1)} \frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}} = \frac{\Delta t^{(2)}}{1 + \frac{v}{c}} \quad (6.7)$$

Posmatranjem relacija (6.6) i (6.7) zaključujemo da je za posmatrača u sistemu (2) (tj. sistemu 1) vremenski interval preleta fotona od otvora sistema 2 do ogledala sistema 2 različit od vremenskog



intervala kada se foton kreće u suprotnom smeru. Cilj ovog misaonog eksperimenta je u stvari nalaženje sopstvenih vremenskih intervala preleta fotona od  $PP$  ogledala do ogledala  $O_1$  i natrag kod Majkelson–Morlijevog eksperimenta sa stanovišta posmatrača u sistemu (2). U skladu sa tim vremenske intervale  $\Delta t_1^{(2)}$  i  $\Delta t_2^{(2)}$  označimo sa  $\Delta t_{OA}$  i  $\Delta t_{AO}$  respektivno

$$\Delta t_{OA} = \frac{\Delta t^{(2)}}{1 - \frac{v}{c}} \quad (6.8)$$

$$\Delta t_{AO} = \frac{\Delta t^{(2)}}{1 + \frac{v}{c}} \quad (6.9)$$

Formiraćemo razliku intervala  $\Delta t_{OBO}$  i  $\Delta t_{OAO}$

$$\overline{\Delta t^{(2)}} = \Delta t_{OAO} - \Delta t_{OBO} = (\Delta t_{OA} + \Delta t_{AO}) - (\Delta t_{OB} + \Delta t_{BO})$$

$$\overline{\Delta t^{(2)}} = \left( \frac{\Delta t^{(2)}}{1 - \frac{v}{c}} + \frac{\Delta t^{(2)}}{1 + \frac{v}{c}} \right) - 2\Delta t^{(2)} = 2\Delta t^{(2)} \left[ \frac{1}{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} - 1 \right] \quad (6.10)$$

Sprovedimo aproksimaciju da je relativna brzina mnogo manja od  $c$

$$\overline{\Delta t^{(2)}} \approx 2\Delta t^{(2)} \left(\frac{v}{c}\right)^2 \quad (6.11)$$

Vremenskoj razlici  $\overline{\Delta t^{(2)}} = \Delta t_{OAO} - \Delta t_{OBO}$  dolaska signala u detektor odgovara određena putna razlika, a kao posledica toga javiće se interferencija. Pri izračunavanju putne razlike i postavljanju matematičke relacije za interferenciju treba biti malo obazriv. Upadni zrak bio je podeljen  $PP$  ogledalom na dva zraka koji su se kretali ka ogledalima  $O_1$  i  $O_2$ . Nakon refleksije od tih ogledala zraci ponovo dolaze do  $PP$  ogledala i bivaju usmereni ka detektoru. Pošto sam uveo da nema kontrakcije, za posmatrača iz sistema 1 ogledalo se nalazi pod uglom od  $\pi/4$ . Za posmatrača iz sistema 1 upadni zrak nakon refleksije od  $PP$  ogledala kreće se pod uglom od  $\pi/2$  u odnosu na osu  $x^{(1)} - x^{(2)}$ , i posle određenog vremenskog intervala dolazi do ogledala  $O_2$ . Kada taj isti zrak po drugi put prodje kroz  $PP$  ogledalo i nastavi kretanje ka detektoru, za posmatrača iz sistema 1 nastavlja da se kreće pod uglom od  $\pi/2$  u odnosu na osu  $x^{(1)} - x^{(2)}$ . Kada se zrak kreće ka detektoru  $D$  komponente brzine svetlosti za posmatrača iz sistema 1 su  $(0, -c, 0)$ . Može se uraditi analiza i za drugi zrak tj. onaj koji se najpre kreće ka ogledalu  $O_1$ , ali pokazuje se da i ovaj zrak ima iste komponente brzine svetlosti sa stanovišta posmatrača iz sistema 1 tj.  $(0, -c, 0)$ .

Posmatrač iz sistem 2 brzinu svetlosnog zraka koji se kreće od  $PP$  ogledala do detektora računa koristeći jednačine (5.18–20)

$$v^{(2)} = \sqrt{c^2 + v^2}$$

Ako ponovo iskoristimo aproksimaciju da je relativna brzina mnogo manja od  $c$ , predhodna jednačina dobija formu

$$v^{(2)} \approx c$$

Znači za posmatrača u sistemu 2 svetlost se kreće brzinom  $c$  tako da možemo napisati aproksimativnu relaciju za putnu razliku sa stanovišta posmatrača iz sistema 2

$$\Delta S^{(2)} \approx 2L^{(2)} \left(\frac{v}{c}\right)^2 \quad (6.12)$$

gde je

$$L^{(2)} = c\Delta t^{(2)}$$

Ja sam u ovom radu razmatrao i Doplerov efekat. Iz sistema 1 emitovana je svetlost određene talasne dužine. Zbog postojanja relativnog kretanja izvora i interferometra doći će do promene emitovane talasne dužine iz sistema 1. U poglavlju 16 ja se detaljnije bavim pitanjem Doplerovog efekta i Majkelson–Morlijevog eksperimenta. Medjutim ako se opet iskoristi aproksimacija da je

relativna brzina sistema mnogo manja od  $c$  onda u detektor dolaze svetlosni zraci čija talasna dužina ima približno istu vrednost sa talasnom dužinom svetlosti emitovane iz sistema 1. Talasnu dužinu svetlosnih zraka koji dolaze u detektor označicu sa  $\lambda$ . Uslov za interferenciju glasi

$$\Delta S^{(2)} = k\lambda$$

, a  $k$  računamo po jednačini

$$k = \frac{2L^{(2)}}{\lambda} \left(\frac{v}{c}\right)^2 \quad (6.13)$$

Dobio sam jednačine (6.11–13) koje su matematički ekvivalentne jednačinama (2.6–8), ali postoji suštinska razlika sa fizičke tačke gledišta. U jednačinama (2.6–8) figuriše brzina Zemlje u odnosu na etar–apsolutna brzina, dok u mojim jednačinama figuriše relativna brzina Zemlje u odnosu na izvor svetlosti. To je ta fundamentalna razlika. Naučnici poput Milera i Tomašeka merili su određene vrednosti za  $k$ , i na osnovu jednačina oni su izračunavali brzinu Zemlje u odnosu na etar. Ako uzmem rezultate njihovih merenja, obzirom na identičnost matematičkih relacija, mogu izračunati relativnu brzinu Zemlje u odnosu na izvor svetlosti u njihovim eksperimentima. Javlja se razlika u interpretaciji brzina. Sa stanovišta moje teorije etra oni su merili relativnu brzinu Zemlje u odnosu na izvor svetlosti.

Medjutim jednačine (6.11–13) mogu se mnogo jednostavnije dobiti korišćenjem jednačina za sabiranje brzina tj. jednačinama (5.18–20). Kao šta je već rečeno za posmatrača u sistemu 1 brzina svetlosti je  $c$ , jer je u tom sistemu emitovana svetlost. Na putu svetlosti od  $PP$  ogledala do ogledala  $O_1$  brzina svetlosti za posmatrača u sistemu 2 je  $c - v$ , a traženi vremenski interval je

$$\Delta t_{OA} = \frac{\Delta t^{(2)}}{1 - \frac{v}{c}}$$

Kada se nakon refleksije svetlost kreće u suprotnom smeru tj. od ogledala  $O_1$  do  $PP$  ogledala brzina svetlosti za posmatrača u sistemu 2 je  $c + v$ , a traženi vremenski interval je

$$\Delta t_{AO} = \frac{\Delta t^{(2)}}{1 + \frac{v}{c}}$$

Sa stanovišta posmatrača u sistemu 1 kada se svetlost reflektuje od  $PP$  ogledala i kreće ka ogledalu  $O_2$  komponente brzine svetlosti su  $(0, c, 0)$ . U skladu sa tim komponentama i jednačinom (5.19),  $v_y^{(2)}$  komponenta brzine svetlosti za posmatrača u sistemu 2 ima vrednost  $c$ , tako da rastojanje od  $PP$  ogledala do ogledala  $O_2$  prelazi za vreme

$$\Delta t_{OB} = \frac{\overline{OB}}{c} = \frac{c\Delta t^{(2)}}{c}$$

odnosno

$$\Delta t_{OB} = \Delta t^{(2)}$$

Analogna diskusija važi kada se svetlost kreće od ogledala  $O_2$  do  $PP$  ogledala

$$\Delta t_{BO} = \frac{\overline{BO}}{c} = \Delta t^{(2)}$$

Na osnovu dobijenih vremenskih intervala lako dobijamo vremensku razliku  $\overline{\Delta t^{(2)}}$ .

U ovom radu ja ću se pitanjem Majkelson–Morlijevog eksperimenta baviti i u poglavljima 10 i 16.

## 7. Eksperiment OPERA-neutrinska anomalija

Septembra meseca 2011. godine pojavila se vest u medijima da su istraživači sa projekta Opera detektovali neutrine koji se kreću brže od svetlosti. Naravno ovakva vest izazvala je veliko

interesovanje ne samo u naučnim krugovima već i u javnosti. Ovakav jedan rezultat imao bi ogromne reperkusije na teoriju relativnosti i naše shvatanje sveta. Možemo slobodno reći da je ovaj eksperiment predstavljao najveći izazov do sada za specijalnu teoriju relativnosti, jer eksperimentalni rezultati su bili u direktnoj kontradikciji sa postulatom specijalne teorije relativnosti.

Medjutim sami istraživači bili su mnogo oprezniji. Septembra meseca se na internet sajtu arXiv.org pojavio njihov izveštaj [9]. U samom radu autori se ne bave posledicama u teorijskom smislu njihovog otkrića, već se isključivo bave samim eksperimentom. Takodje u zaključku rada ističu potrebu nastavka istraživanja, radi proučavanja nepoznatih efekata i otklanjanja eventualnih sistematskih grešaka. Pored toga što su na seminaru predstavili dobijene rezultate pozvali su i ostale laboratorije u svetu da provere njihove rezultate.

Brzina neutrina u OPERA eksperimentu jednostavno se dobija kao količnik rastojanja od CERN-a do laboratorije Gran Sasso, i vremena potrebnog neutrinu da predje to rastojanje. To rastojanje je izmereno je sa preciznošću od 20 cm. Vreme je mereno pomoću GPS satelita i atomskih časovnika sa preciznošću od 10 nanosekundi. Brzinu neutrina označicu sa  $v_n$ , a brzinu svetlosti u vakuumu sa  $c$ . U skladu sa dobijenim esperimentalnim rezultatima istaraživači u projektu OPERA u svojoj publikaciji [9] iz septembra meseca prezentuju sledeći rezultat

$$\frac{v_n - c}{c} = 2,48 \times 10^{-5}$$

Ovaj rezultat pokazuje da neutriini imaju veću brzinu od brzine svetlosti u vakuumu. Neutriini sa energijom od 17 GeV bi stizali 60 ns ranije od hipotetičkih fotona koji bi se takodje kretali od CERN-a do laboratorije Gran Sasso. Rezultate u radu [9] istraživači su izneli na osnovu podataka o 16111 opaženih neutrina, koji su sakupljeni u toku 2009, 2010 i 2011. godine.

Obzirom na izuzetnu važnost eksperimenta već krajem oktobra i početkom novembra meseca izvršena su nova merenja. U tom poboljšanom eksperimentu vršena je korekcija dužine protonskog pulsa, jer je postojala primedba da su protonski pulsevi stvoreni u CERN-u isuviše dugi. Dužina protonskog pulsa smanjena je sa 10,5 mikrosekundi na 3 nanosekunde, a pulsevi su medjusobno razdvojeni vremenskim intervalom od 524 nanosekunde. Detektovano je 20 neutrina. Ova merenja su potvrdila rezultate iz septembra meseca.

Naravno ovde se nije stalo sa usavršavanjem preciznosti eksperimenta. Bili su potrebni nezavisno ponovljeni eksperimenti istog tipa.

Pre par godina izveden je MINOS eksperiment čija je namena takodje bila proučavanje neutriinskih oscilacija. Korišćeni su neutriini energije 3 GeV, a nadjeno je da brzina neutrina ne prelazi brzinu svetlosti. Iniciran rezultatima OPERA eksperimenta, MINOS tim ponovo je njihov eksperiment, ali ovoga puta koristeći sofisticiraniji GPS sistem i atomske časovnike.

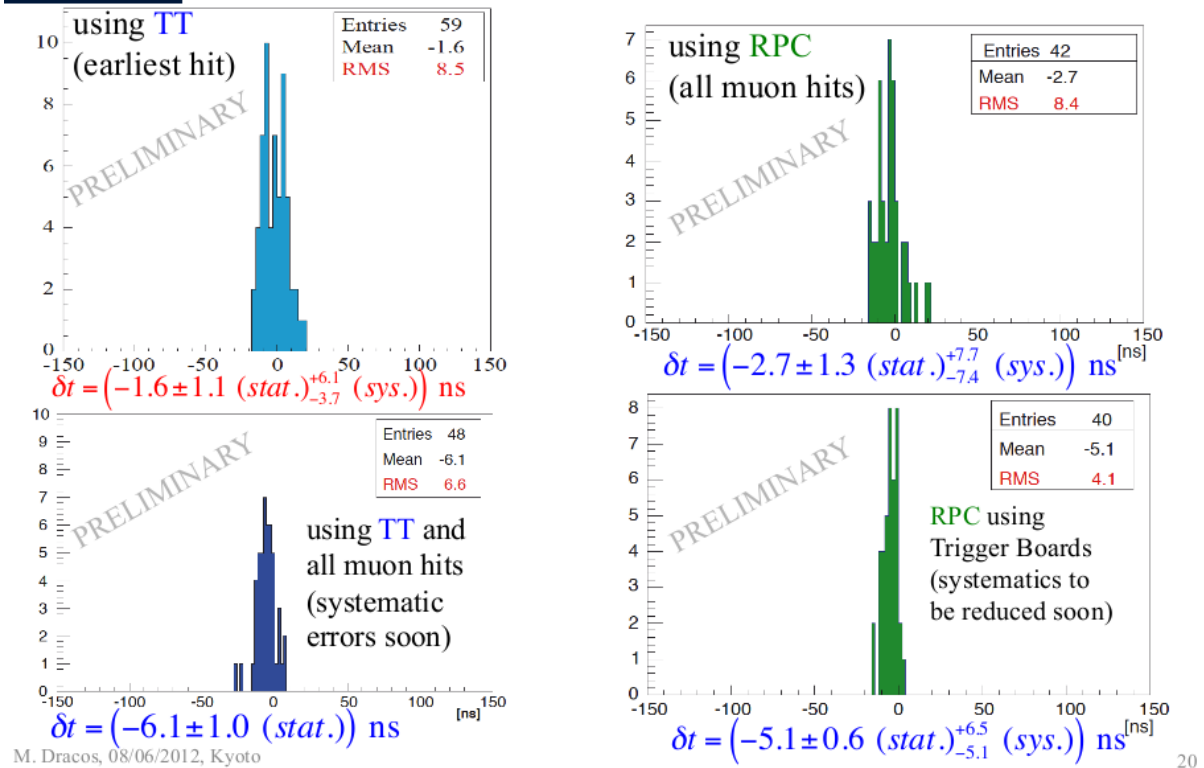
Još u februaru mesecu 2012. godine ukazano je na moguće tehničke nedostatke u eksperimentu koji mogu dovesti do toga da se u merenjima dobijaju brzine neutrina veće od  $c$ . Da bi se otklonili ti tehnički nedostaci nova merenja su bila zakazana za maj mesec 2012. godine. Rezultati merenja (mada preliminarni) su objavljeni na međunarodnoj konferenciji u Kjotu održanoj od 3 do 9 juna. Izvršena su četiri eksperimenta i to Borexino, ICARUS, LVD and OPERA. Statističkom obradom eksperimentalnih podataka utvrđeno je da brzina neutrina nije veća od  $c$ , odnosno da hipotetički fotoni u proseku stižu 1,6 ns ranije od neutrina

$$\delta t = (-1.6 \pm 1.1(stat.)_{-3.7}^{+6.1}(sys.))ns.$$

Preliminarni rezultati merenja prezentovani su u jednoj publikaciji sa te konferencije [10]. U toj publikaciji izmedju ostalog nalaze se rezultati merenja predstavljeni u konciznoj formi, i njih sam prikazao na slici 13



# New OPERA preliminary results (with new BCT values)



Slika 13

20

Razliku vremena  $t_1$  i  $t_2$  označimo sa  $\delta t$  ( $\delta t = t_1 - t_2$ ). Veličina  $t_1$  je vreme koje je potrebno hipotetičkom fotonu da predje udaljenost od približno 730 km, a veličina  $t_2$  je vreme koje je potrebno neutrinu da predje tu istu udaljenost.

Pre nego što nastavim dalju diskusiju moram dati određene komentare u vezi rezultata merenja. Ovi eksperimenti su izuzetno precizni, i smatraju se dokazom da brzina neutrina nije veća od  $c$ . Sa grafika zapažamo da se merenja gomilaju oko vrednosti nula. Kao i kod svakog merenja postoji odstupanje od srednje vrednosti, odnosno u ovom slučaju dobija se da interval  $\delta t$  ima pozitivne i negativne vrednosti. Ta odstupanja su neizbežna pri svakom merenju.

Medjutim možda ta odstupanja intervala  $\delta t$  od vrednosti nula, se mogu tumačiti na sledeći način. Sa grafika vidimo da su u eksperimentu mereni neutrini koji imaju brzinu manju od  $c$  ( $\delta t < 0$ ), ali su možda mereni neutrini koji imaju brzinu veću od  $c$ , odnosno mereni su vremenski intervali  $\delta t$  veći od nule ( $\delta t > 0$ ).

Moram dati još jedan komentar. Broj detektovanih neutrina u ovom eksperimentu je relativno mali. Brojevi detektovanih neutrina u eksperimentima su 59, 42, 48 i 40. Može se postaviti pitanje kako bi se promenila raspodela vrednosti vremenskih intervala  $\delta t$ , odnosno srednja vrednost brzine neutrina ako bi smo imali veći broj detekcija neutrina, odnosno da li bi i u tom slučaju srednja vrednost za brzinu neutrina bila manja od  $c$ ? Podsećam da je rad [9] objavljen na osnovu 16111 detektovanih neutrina.

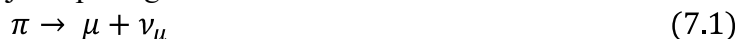
Postoje tri tipa neutrina: elektronski neutrino, mionski neutrino i taonski neutrino. Svaki tip neutrina ima odgovarajuću antičesticu. Neutrini mogu da se transformišu iz jednog tipa u drugi. Ovaj fenomen naziva se oscilacija.

Neutrini se mogu smatrati česticama koje nemaju masu, ili im je masa izuzetno mala (manja od 2 eV). Njihova interakcija sa okolinom je izuzetno slaba. Neutrini mogu da prodju kroz ogromne količine materije bez ikakve interakcije sa bilo kojom drugom česticom. Zbog te svoje osobine oni u

OPERA eksperimentu nesmetano prolaze kroz zemljinu koru i putuju od CERN-a ka laboratoriji Gran Sasso kao kroz vakuum.

U daljem tekstu zadržaću se pre svega na eksperimentu OPERA i rezultatima publikovanim u radu [9]. OPERA "Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus" je naučni eksperiment za detekciju taonskih neutrina koji nastaju kao posledica transformacije (oscilacije) mionskih neutrina. Taj eksperiment predstavlja saradnju između CERN-a u Ženevi i nacionalne laboratorije Gran Sasso u Italiji (LNGS). Primarni cilj OPERA eksperimenta je bio detekcija neutrinjskih oscilacija odnosno transformacija mionskog neutrina u taonski neutrino koja bi se desila u toku leta neutrina kroz zemljinu koru na putu dugom 730 kilometara od CERN-a u Ženevi do laboratorije Gran Sasso u Italiji. Pored ovog primarnog cilja eksperimenta merena je i brzina neutrina.

Proces počinje sa protonima koji su ubrzani u akceleratoru u CERN-u. Protoni naleću na karbonsku metu i stvaraju prilikom sudara pione i kaone. Pioni i kaoni se onda usmeravaju u pravcu vakuumnog tunela dugog jedan kilometar. Ove čestice su nestabilne i tokom leta kroz tunel se raspadaju na mione i mionske neutrine. Reakcije raspada glase:



Na kraju tunela čestice udaraju u zid od 18 metara debelog grafita i metala koji apsorbuje zaostale protone, pione i kaone. Mione zaustavlja stena iza tunela. Neutrini nastavljaju put ka Italiji. Kao konačan rezultat dobija se neutrinjski snop koji se uglavnom sastoji od mionskih neutrina sa srednjom energijom od 17 GeV. Kao što sam istakao interakcija neutrina sa okolinom je izuzetno slaba. Zbog te svoje osobine oni nesmetano prolaze kroz zemljinu koru i putuju ka laboratoriji Gran Sasso kao kroz vakuum.

U podzemnoj laboratoriji Gran Sasso nalazi se OPERA detektor koji se sastoji od 150000 "cigli". Taj elementarni gradivni element detektora (ta pojedinačna cigla) ima masu od 8,3 kilograma. Detektor je u mogućnosti da registruje taonske neutrine.

Kao što sam istakao primarni cilj eksperimenta je bio detekcija neutrinjskih oscilacija odnosno transformacija mionskih neutrina u taonske neutrine. Transformacija bi se desila u toku leta neutrina na putu od 730 kilometara. Neutrinjski snop sastojao se uglavnom od mionskih neutrina i bio je podešen za tu namenu.

Već su postojala astronomska merenja brzine neutrina zasnovana na posmatranju supernove. Prema tim merenjima brzina neutrina ne razlikuje se značajno od brzine svetlosti. Detekcija solarnih neutrina i neutrina sa supernove SN 1987A predstavlja početak neutrinjske astronomije.

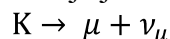
Uvešću veličinu  $\delta$  na osnovu sledeće jednačine

$$\delta = \frac{v_n - c}{c} \quad (7.3)$$

Korišćenjem veličine  $\delta$  brzina neutrina se može napisati na sledeći način

$$v_n = (1 + \delta)c \quad (7.4)$$

Ovde moram istaknuti pojedine stvari. U laboratoriji se meri energija neutrina, ali neutrino ima i određeni impuls. Da bi proces raspada kaona (piona) detaljno opisali treba uzeti u razmatranje i impuls neutrina. Treba koristiti zakon održanja energije i impulsa na tročestični sistem kojeg čine kaon, mion i mionski neutrino. Proces raspada kaona prikazan je jednačinom (7.2)



Možemo slobodno reći da pitanje mase neutrina nije u potpunosti rešeno. To pitanje se analizira i sa teoijskog, i sa eksperimentalnog stanovišta. U pojedinim slučajevima uzima se da mionski neutrinini nemaju masu, a u drugim slučajevima uzima se da mionski neutrinini imaju malu vrednost mase. Za masu mionskog neutrina uzima se da je manja od 2eV, a najčešće se uzima vrednost 0,5 eV.

Uzmimo najpre u razmatranje slučaj da je masa mionskog neutrina različita od nule, i obeležimo je sa  $m_{\nu}$ . Mase kaona i miona iznose respektivno

$$m(K^-, K^+) = 493,8 \text{ MeV}$$

$$m(\mu^-, \mu^+) = 105,66 \text{ MeV}$$

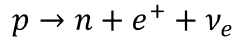
Na osnovu zakona održanja energije i impulsa dobijamo sledeće jednačine

$$\frac{m_k c^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_k}{c}\right)^2}} = \frac{m_\mu c^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_\mu}{c}\right)^2}} + \frac{m_n c^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_n}{c}\right)^2}} \quad (7.5)$$

$$\frac{m_k \vec{v}_k}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_k}{c}\right)^2}} = \frac{m_\mu \vec{v}_\mu}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_\mu}{c}\right)^2}} + \frac{m_n \vec{v}_n}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_n}{c}\right)^2}} \quad (7.6)$$

Na osnovu ovih jednačina dobija se da brzina neutrina nije veća od  $c$ . Ali kao što sam istakao pojedini teorijski modeli i eksperimentalni rezultati ukazuju da masa mionskog neutrina je jednaka nuli, i taj rezultat će modifikovati jednačine (7.5) i (7.6).

Ovde ću napraviti jednu digresiju. Diskutovaću pozitronski beta raspad. U slučaju ovakvog beta raspada dolazi do transformacije protona u jezgru u neutron uz oslobađanje pozitrona i elektronskog neutrina



Nakon ovakvog beta raspada novo jezgro je formirano, koje je stabilnije u odnosu na predhodno. Predpostavimo da je brzina uzmaka jezgra mala, odnosno da je neutrino emitovan iz nepokretnog jezgra. Ako predpostavimo da je masa neutrina jednaka nuli onda se neutrino kreće brzinom svetlosti. U ovom konkretnom primeru nepokretnog jezgra u laboratoriji koje emituje elektronski neutrino, brzina neutrina za posmatrača u laboratoriji je jednaka  $c$ , odnosno brzini svetlosti u vakuumu. Ovaj elektronski neutrino i foton, koji se kreće kroz vakuum, imaju istu brzinu. Znači foton i neutrino u ovom primeru su u kinematičkom smislu identični.

Uzimanjem u razmatranje slučaja da je masa mionskog neutrina jednaka nuli, dovešće do modifikacije jednačine (7.5) i (7.6). Zakon održanja energije i impulsa u ovom slučaju ima formu

$$\frac{m_k c^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_k}{c}\right)^2}} = \frac{m_\mu c^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_\mu}{c}\right)^2}} + E_n \quad (7.7)$$

$$\frac{m_k \vec{v}_k}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_k}{c}\right)^2}} = \frac{m_\mu \vec{v}_\mu}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_\mu}{c}\right)^2}} + \vec{p}_n \quad (7.8)$$

I na osnovu jednačina (7.7) i (7.8) sledi da brzina neutrina nije veća od  $c$ . Impuls i energija neutrina povezani su sledećom relacijom

$$E_n = p_n c$$

Sada ću pokazati na osnovu nekoliko primera da impuls neutrina ima veliku vrednost.

Analizu najpre vršimo korišćenjem podatka za energiju neutrina koja je data u radu [9], tj.  $E_n = 17 \text{ GeV}$ . Da bi smo procenili impuls neutrina možemo koristiti relaciju iz specijalne teorije relativnosti koja povezuje energiju i impuls čestice

$$E = pc \quad (7.9)$$

Na osnovu relacije (7.9) dobijamo da impuls neutrina ima vrednost

$$p_\nu = \frac{17 \text{ GeV}}{c}$$

, i ne može se zanemariti u analizama.

Radi procene impulsa neutrina uzmimo da se kaon pre raspada kreće relativno malom brzinom, na primer neka je brzina kaona 300 m/s. Na osnovu ove vrednosti brzine dobijamo da impuls kaona ima približnu vrednost

$$p_K \approx m_K v_K = 493,8 \cdot 10^{-6} \frac{\text{MeV}}{c} \quad (7.10)$$

Energija neutrina dobija se približno na osnovu jednačine

$$E_n \approx m_K c^2 - m_\mu c^2$$

, a impuls neutrina možemo proceniti korišćenjem relacije 7.9

$$p_n \approx 388.14 \frac{\text{MeV}}{c} \quad (7.11)$$

I na osnovu ove analize vidimo da impuls neutrina ima veliku vrednost, i da je ta vrednost mnogo veća od impulsa kaona.

Medjutim sa stanovišta teorije etra interesantniji slučaj za analizu bi bio da impuls neutrina ima mnogo manju vrednost od impulsa čestice koja se raspada. Potrebno je obezbediti konkretne primere za takve fizičke procese. U takvim slučajevima rezultati predhodne analize bili bi modifikovani.

Sada ću razmatrati slučaj u kome sa stanovišta teorije etra brzina čestice za posmatrača u laboratoriji može biti veća od  $c$ . Zamislimo da su pomoću akceleratora ubrzana pobudjena masivna jezgra. Neka se ta jezgra nakon ubrzanja kreću konstantnom brzinom  $v$  kroz vakuumski tunel. U toku prolaska kroz vakuumski tunel jezgra se deekscituju, i emituje se gama zračenje. Pošto gama kvant ima određeni impuls realno je očekivati da dodje do uzmaka jezgra. Ako uzmemo da energija gama kvanta (impuls gama kvanta) ima malu vrednost onda emitovani gama kvant ne može da izazove promenu brzine (impulsa) jezgra, odnosno jezgro nastavlja da se kreće istom brzinom  $v$ . Ovakva situacija se može eksperimentalno ostvariti. Ona se može slikovito opisati pomoću primera borbenog aviona koji ispali raketu. Masa rakete je mnogo manja od mase aviona, odnosno impuls rakete je mnogo manji od impulsa aviona, i ispaljivanje rakete neće uticati na promenu brzine aviona.

Za ovakvu fizičku situaciju možemo uveti i konkretne brojne vrednosti. Energije gama kvanta su u intervalu od nekoliko keV do 10 MeV. Astronomski izvori emituju gama zračenje sa mnogo većom energijom. O primeni Mezbauerove spektroskopije za proveru transversalnog Doplerovog efekta biće reči u poglavlju 18. Mezbauer je najpre radio sa iridijumom  $I_r^{191}$ , a nekoliko godina kasnije je koristio gvoždje koje emituje gama kvante energije od 14,4 Kev. U skladu sa ovim podatkom razmotrimo primer metastabilnih jezgara gvoždja koji se kreću brzinom 3000 m/s kroz vakuumski tunel. U toku kretanja jezgra se deekscituju i emituju gama zračenje. Impuls jezgra gvoždja pre emitovanja gama zračenja ima vrednost

$$p_{Fe} \approx 520 \cdot 10^{-3} \frac{\text{MeV}}{c}$$

Impuls gama kvanta određujemo na osnovu jednačine

$$p_\gamma \approx \frac{E_\gamma}{c} = 14,4 \cdot 10^{-3} \frac{\text{MeV}}{c}$$

Na osnovu ovih brojnih vrednosti možemo izvući zaključak da emitovano gama zračenje ne može izazvati neku bitniju promenu impulsa jezgra gvoždja, odnosno brzina jezgra gvoždja ostaje ista pre i posle emitovanja gama zračenja.

Kako ovaj eksperiment tumačiti sa stanovišta teorije etra. Osnovu za analizu predstavlja prvi postulat teorije etra i jednačina (5.15). Govorio sam o tome da je drugi postulat specijalne teorije relativnosti problematičan i sa teorijskog, i sa eksperimentalnog stanovišta, i kao ilustraciju toga naveo sam misaoni eksperiment u poglavlju 3, o dva fotona koja su istovremeno emitovana u dva inercijalna sistema referencije, kada su se koordinatni počeci sistema S i S' poklopili (slika 3). Moj konačan zaključak bio je da za posmatrača iz sistema S foton B prednjači u odnosu na foton A.

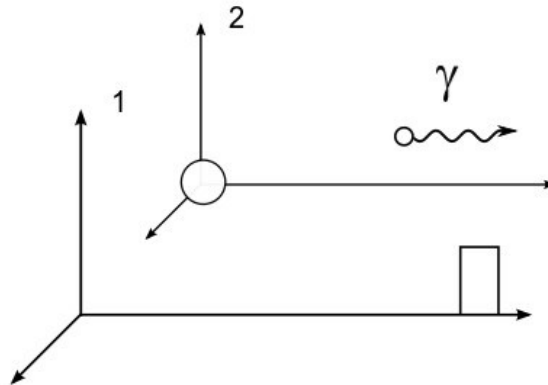
Ako bi se posmatrač nalazio na pobudjenom jezgru, za njega bi se gama kvant saglasno prvom postulatu teorije etra kretao brzinom  $c$ . Za posmatrača u laboratoriji brzina gama kvanta je

$$v^{(1)} = v + c \quad (7.12)$$

, gde je  $v$  brzina pobudjenog jezgra.

Ovakav eksperiment bi mogli analizirati na način koji je u izvesnom smislu sličan analizi izvršenoj u OPERA eksperimentu. Jezgra gvoždja u toku leta emituju gama zračenje. Pobudjenom jezgru gvoždja pridružimo koordinatni sistem, i na taj način dobijamo sistem referencije 2. U koordinatnom početku sistema 2 nalazi se pobudjeno jezgro gvoždja. U odnosu na sistem 2 uvedimo

sistem koji je vezan za laboratoriju. Taj sistem predstavlja sistem 1. U koordinatnom početku sistema 1 nalazi se nepokretan izvor gama zračenja, a na nekoj udaljenosti  $L$  nalazi se detektor gama zračenja (slika 14).



Slika 14

U trenutku kada se koordinatni početak sistema 1 poklopi sa koordinatnim početkom sistema 2 dolazi do emitovanja gama zračenja u sistemima 1 i 2. Saglasno prvom postulatu teorije etra gama kvant se kreće brzinom svetlosti u sistemu 2 tj. u sistemu jezgra. Za posmatrača u sistemu 1 brzina gama kvanta je

$$v^{(1)} = v + c$$

Brzina  $v$  je brzina jezgra u odnosu na sistem 1, tj. relativna brzina sistema 1 i 2.

Gama zračenje koje je emitovano iz koordinatnog početka sistema 1, pod uslovom da se kreće kroz vakuum, bi rastojanje  $L$  prešlo za vremenski interval  $t_1^{(1)}$

$$t_1^{(1)} = \frac{L}{c} \quad (7.13)$$

Kao što sam istakao za posmatrača u sistemu 1 brzina gama kvanta emitovanog iz jezgra ima vrednost

$$v^{(1)} = v + c$$

, i u skladu sa tom vrednošću gama kvant će preći rastojanje  $L$  za vremenski interval  $t_2^{(1)}$

$$t_2^{(1)} = \frac{L}{v + c} \quad (7.14)$$

Obzirom da je brzina  $v^{(1)}$  veća od brzine  $c$  vremenski interval  $t_2^{(1)}$  kraći je od vremenskog intervala  $t_1^{(1)}$ . Razlika tih vremenskih intervala iznosi

$$\delta t = t_1^{(1)} - t_2^{(1)} = L \frac{v}{c(c + v)} \quad (7.15)$$

, odnosno gama kvanti emitovani iz jezgra i nepokretnog izvora neće stići istovremeno u detektor.

Ovde sam razmatrao eksperimente iz oblasti nuklearne fizike, i koristio sam prvi postulat teorije etra, i jednačinu (5.15) odnosno jednačinu (7.12). Medjutim prilikom objašnjenja optičkih eksperimenata takodje koristim prvi postulat teorije etra i dobijam korektne rezultate.

U poglavlju 24 bavio sam se pitanjem primene jednačina za transformaciju mehaničkih veličina. Ovde ću prezentovati pojedine rezultate iz tog poglavlja. Posmatrač iz sistema 1 meri brzinu, energiju i impuls gama kvanta koji je emitovan iz pokretnog jezgra. Označimo te veličine sa stanovišta posmatrača iz sistema 1 sa  $v^{(1)}$ ,  $E^{(1)}$  i  $p^{(1)}$ . Sa stanovišta teorije etra energija  $E^{(1)}$  i brzina  $v^{(1)}$  gama kvanta povezane su sledećom jednačinom

$$E^{(1)} = \bar{A}(v^{(1)})^3 + \bar{B}(v^{(1)})^2 + \bar{D}v^{(1)} + \bar{F} \quad (7.16)$$



, a  $\bar{A}$ ,  $\bar{B}$ ,  $\bar{D}$  i  $\bar{F}$  su odgovarajuće konstante koje se dobijaju na osnovu teorije etra. U slučaju male relativne brzine sistema 1 i 2 jednačina (7.16) dobija aproksimativnu formu

$$E^{(1)} = \alpha v^{(1)}$$

gde je  $\alpha$  konstanta.

Označimo sa  $E^{(2)}$  i  $p^{(2)}$  energiju i impuls gama kvanta u sistemu 2. Te veličine povezane su jednačinom

$$E^{(2)} = p^{(2)}c$$

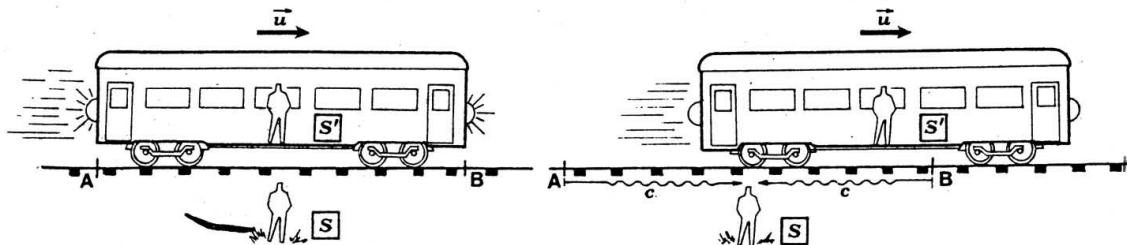
U poglavlju 24 sam pokazao da važi i sledeća jednačina

$$E^{(1)} = p^{(1)}c$$

## 8. Relativnost istovremenosti

Kada se diskutuje o vremenu u specijalnoj teoriji relativnosti naročito bitni pojmovi su: relativnost istovremenosti, dilatacija vremena i prostorno–vremenska razdvojenost događaja. Relativistički način tretiranja vremena je predmet mnogih rasprava, i to ne samo u fizici i filozofiji, nego i u različitim naučnim oblastima. Veoma bitna stvar pri analiziranju istovremenosti događaja jeste uračunavanje vremenskog intervala koji je potreban signalu (svetlosti) da dospe od mesta dešavanja događaja do posmatrača. Obrzirom na važnost i kompleksnost pojma–relativnost istovremenosti navodim jedno Ajnštajново izlaganje:

" Voz, sistem S', se kreće ravnomerno po pravoj pruzi. Pored pruge (sistem S) stoji skretničar. U trenutku kada se putnik, koji stoji na sredini vagona, nalazi tačno naspram skretničara, na krajevima A i B vagona bijesnu sijalice; Bljesci svetlosti od sijalice stići će do skretničara istovremeno jer je on podjednako udaljen od krajeva A i B u trenutku kada su bljesnule sijalice (slika 15). Skretničar zna da se putnik približava tački B a udaljava od tačke A, te zaključuje da će



Slika 15

bljesak iz tačke B putnik videti pre nego što vidi bljesak iz tačke A. Putnik se ne kreće u odnosu na vagon i zna da se svetlost jednog bljeska kreće istom brzinom kao svetlost drugog bljeska. Isto tako on zna da se nalazi na jednakim rastojanjima od krajeva vagona A i B. Pošto je svetlost iz B stigla do njega ranije nego svetlost iz A, on zaključuje da je sijalica u B bljesnula pre sijalice u A, te za njega bijesni sijalice nisu bili istovremeni.

Razmotrimo sada problem istovremenosti koristeći Lorencove transformacije. Sa stanovišta posmatrača iz sistema S, oba bljeska dešavaju se u istom trenutku  $t_0$ , ali na različitim mestima, čije su koordinate  $x_1$  i  $x_2$ . To su koordinate tačaka A i B gde je došlo do bljeska, a one se u trenutku  $t_0$  poklapaju sa krajevima vagona. Kako ovi događaji izgledaju putniku – posmatraču iz sistema S'? On se u odnosu na isistem S (prugu) kreće brzinom  $u$ , a pravac pruge se poklapa sa  $x$ -osom. Za njega će bljesak u tački A, čija je koordinata  $x_1$  u sistemu S, da se dogodi u trenutku

$$t'_1 = \frac{t_0 - \left(\frac{ux_1}{c^2}\right)}{\sqrt{1 - \left(\frac{u}{c}\right)^2}}$$

Bljesak u tački B, koji se za skretničara (sistem S) desio u istom trenutku  $t_0$  na mestu čija je koordinata  $x_2$ , za putnika (sistem S') dešava se u trenutku

$$t'_2 = \frac{t_0 - \left(\frac{ux_2}{c^2}\right)}{\sqrt{1 - \left(\frac{u}{c}\right)^2}}$$

Vidi se da je  $t'_2$  različito od  $t'_1$  jer je  $x_2$  različito (veće je) od  $x_1$ . Znači, događaji koji su za prvog posmatrača (skretničara) istovremeni ( $t_2 = t_1 = t_0$ ), za drugog posmatrača (putnika) nisu istovremeni, jer su razdvojeni vremenskim intervalom

$$t'_2 - t'_1 = \frac{(x_2 - x_1)\left(\frac{u}{c^2}\right)}{\sqrt{1 - \left(\frac{u}{c}\right)^2}}$$

Iz ovog izraza se vidi da su dva događaja istovremena za oba posmatrača samo ako se dešavaju na istom mestu. Naime, tada je  $x_2 = x_1$  pa je  $t'_2 - t'_1 = 0$  tj.  $t'_2 = t'_1$  što znači da se i za posmatrača iz S' dešavaju u istom trenutku ( $t'_1$ )".

Ajnštajn dalje navodi:

"Razmotrimo sada vremenski redosled događaja. Ako skretničar vidi da je sijalica u tačku A bljesnula malo ranije nego u tački B, on kaže da je bljesak u tački A prethodio bljesku u tački B. Zbog male razlike tih trenutaka putnik će opet utvrditi da se bljesak u tački B desio pre bljeska u tački A. Za njega, dakle, događaj u tački B prethodi događaju u tački A. Putnik i skretničar nalaze da se ovi događaji dešavaju obrnutim redosledom, za njih su prošlost i budućnost izmenili mesta. Znači li to da relativnost vremena dovodi do besmislenih posledica?"

Iako se istovremenost i vremenski redosled događaja mogu razlikovati za posmatrača koji se kreću jedan u odnosu na drugog, nisu sve predstave koje su nastale iz svakodnevnog iskustva nepravilne. Prvo, događaji koji se dešavaju na istom mestu mogu za sve posmatrača biti istovremeni ili imati isti vremenski redosled. Drugo, ni za jednog posmatrača vreme ne "teče" u obratnom smeru. Redosled uzroka i posledice ne može se izmeniti ni za jednog posmatrača: ni za jednog od njih posledica ne prethodi uzroku".

Daću pojedine komentare na ovaj primer. U tekstu se kaže da su bljesci sijalica na krajevima vagona, pa stoga smatram da koordinate događaja treba uzeti u tom sistemu (u sistemu vagona), a potom primenjivati Lorencove transformacije.

Ajnštajn koordinate događaja uzima u sistemu S, u sistemu pruge, zatim primenjuje Lorencove transformacije i zaključuje da su događaji za putnika neistovremeni. Za skretničara događaji su istovremeni. Smatram da moramo uvek precizirati u kom sistemu se desio događaj, u ovom slučaju bljesak svetlosti, bez obzira da li se razmatranje vrši u okviru specijalne teorije relativnosti ili ne. Ako se to ne uradi pravilno onda se dobiju pogrešne posledice.

Razmotrimo jedan primer. Neka na sredini vagona sedi putnik i drži u rukama po jednu lampu (izvor svetlosti). Neka vagon bude sistem (2), a peron sistem (1). Na krajevima vagona nalazi se po jedno ogledalo. Posmatrač istovremeno uključi lampe (pošalje zrake ka krajevima vagona). Da li će oni stići do krajeva vagona istovremeno? Svakako. U kom sistemu treba uzimati koordinate događaja i potom primeniti Lorencove transformacije. U sistemu vagona, a ne u sistemu perona. Vršiću razmatranje u duhu specijalne teorije relativnosti, primenjivaću Lorencove transformacije. Događajem proglasimo udar svetlosti u ogledalo. U skladu sa tim postoje dva događaja (dva udara zraka svetlosti u ogledala). Koordinate tih događaja su  $t_0^{(2)}, x_1^{(2)}$  i  $t_0^{(2)}, x_2^{(2)}$ . Primenom Lorencovih transformacija dobijamo da su događaji neistovremeni u sistemu 1

$$\Delta t^{(1)} = t_2^{(1)} - t_1^{(1)} = \frac{t_0^{(2)} + \frac{vx_2^{(2)}}{c^2}}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} - \frac{t_0^{(1)} + \frac{vx_1^{(2)}}{c^2}}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}$$

$$\Delta t^{(1)} = \frac{v(x_2^{(2)} - x_1^{(2)})}{c^2 \sqrt{1 - (v/c)^2}}$$

U ovom primeru događaji su bili prostorno razdvojeni, ali nisu bili vremenski razdvojeni (u sistemu vagona bili su istovremeni), i primenom Lorencovih transformacija dobili smo neistovremenost u sistemu perona.

Medjtim moguća je varijanta da događaji budu i prostorno i vremenski razdvojeni u sistemu vagona, a da u sistemu perona budu istovremeni

$$\Delta t^{(1)} = t_2^{(1)} - t_1^{(1)} = 0$$

Da bi događaji bili istovremeni u sistemu perona mora biti ispunjen uslov

$$t_2^{(1)} - t_1^{(1)} = \frac{(t_2^{(2)} - t_1^{(2)}) + \frac{v(x_2^{(2)} - x_1^{(2)})}{c^2}}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} = 0$$

, na osnovu kojeg se dobija jednačina

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

U ovom slučaju događaji pored prostorne razdvojenosti u sistemu vagona razdvojeni su tačno određenim vremenskim intervalom (neistovremeni su), te izazivaju istovremenost u sistemu perona. Možemo podesiti (u zavisnosti od vremenskog intervala) da ne postoji samo mogućnost istovremenosti događaja na peronu, već i mogućnost neistovremenosti događaja na peronu. Znači u sistemu perona događaji ne moraju biti samo istovremeni. Da li će događaji biti istovremeni ili neistovremeni u sistemu perona zavisi od prostorne razdvojenosti događaja i vremenske razdvojenosti događaja u sistemu vagona.

Problem istovremenosti je prilično komplikovano pitanje, i moram ga pažljivo analizirati. Navešću nekoliko misaonih eksperimenata. Analizu misaonih eksperimenata vršim sa stanovišta moje teorije etra. Te misaone eksperimente sam analizirao još u mom studentskom radu *Nepotrebnost negacije etra u specijalnoj teoriji relativnosti*.

Uvešću u razmatranje sistem 0 i sistem 1. Sistem 1 se u odnosu na sistem 0 kreće brzinom  $u_1$ . Sistem 1 može biti raketa, koju ću označiti sa D. U sistemu 0 postavljena su dva svetlosna izvora u tačkama A i B (slika 16). Koordinate tačaka A i B su  $x_1^{(0)}$ ,  $x_2^{(0)}$  respektivno. Rastojanje izmedju tačaka A i B iznosi  $x_2^{(0)} - x_1^{(0)}$ . U sistemu 0 možemo postaviti i raketu koju ću označiti sa C. Sopstvena dužina rakete je  $x_2^{(0)} - x_1^{(0)}$ . Sopstvenu dužinu rakete C možemo odrediti emitovanjem svetlosti, i merenjem vremenskog intervala koji je potreban svetlosti da dospe od početka do kraja rakete C. Taj vremenski interval označiću sa  $\Delta t^{(0)}$ . U skladu sa tim sopstvena dužina raketa C je

$$L^{(0)} = c\Delta t^{(0)}$$

Kada je raketa D (sistem 1) apsolutno mirovala (tj.  $u_1 = 0$ ) dužine raketa C i D su se poklapale. Neka se raketa D kreće brzinom  $u_1$ . Posmatrač u sistemu rakete D određuje sopstvenu dužinu rakete emitovanjem svetlosti, i merenjem vremenskog intervala koji je potreban svetlosti da dospe od početka do kraja rakete D. Označimo sa  $\Delta t^{(1)}$  taj vremenski interval. Sopstvena dužina raketa D je

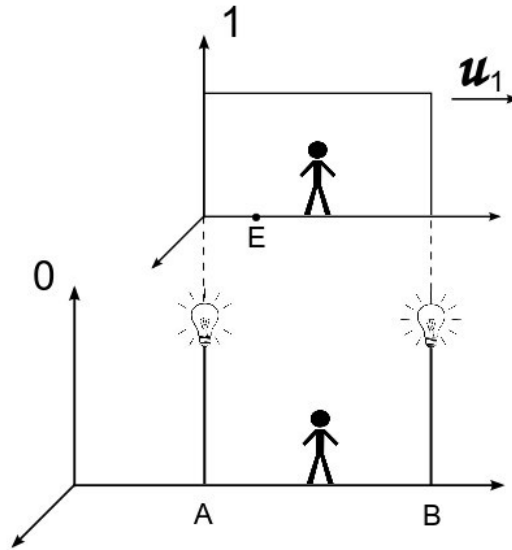
$$L^{(1)} = c\Delta t^{(1)}$$

Sopstvene dužine raketa C i D povezane su relacijom (5.8)

$$L^{(1)} = L^{(0)} \sqrt{1 - (u_1/c)^2} \quad (8.1)$$

Posmatrač u sistemu 0 se nalazi na sredini rastojanja izmedju svetlosnih izvora, i on apsolutno miruje (slika 16). Svetlosni izvori mogu istovremeno da se uključe. Posmatrači u sistemima 0 i 1 se

nalaze se na sredini raketa. Podesimo da u trenutku kada bljesnu sijalice u sistemu 0 posmatrači iz sistema 0 i 1 se poklope, to jest krajevi raketa se poklope (slika 16). U trenutku kada bljesnu sijalice časovnici sistema 0 i 1 pokazuju respektivno sledeće trenutke  $t_0^{(0)}$ ,  $t_0^{(1)}$ .



Slika 16

Bljesci sijalica su istovremeni za posmatrača u sistemu 0, jer je on podjednako udaljen od izvora svetlosti.

Medjutim posmatraču u sistemu 1, bljesci sijalica neće biti istovremeni, jer se on nalazi u stanju kretanja. Možemo li nekako podesiti da u sistemu 1 događaji zaista postanu istovremeni tj. u smislu ako svetlosni zraci koji prolaze kroz otvore na bočnim stranama rakete D, da u istom trenutku pogode posmatrača koji se nalazi na sredini rakete D.

Posmatrači su bili naspramni u trenutku  $t_0^{(0)}$ , i u tom trenutku je emitovana svetlost iz izvora koji se nalaze u tačkama A i B. Posmatrač iz sistema 1 se udaljava od svetlosnog zraka iz tačke A, a približava svetlosnom zraku iz tačke B, te postoji sopstveni vremenski interval u udarima fotona u posmatrača. Mi ćemo posmatrača iz sistema 1 pomeriti za neku udaljenost od sredine rakete ka tački A. Taj novi položaj posmatrača u sistemu 1 označiću tačkom E.

Određimo tu udaljenost najpre sa stanovišta posmatrača iz sistemu 0. Tu udaljenost označiću sa  $L_1^{(0)}$ . Vremenski interval za koji svetlost predje od tačke A do posmatrača u sistemu 0 tj. sredine rastojanja  $x_2^{(0)} - x_1^{(0)}$  odredjujemo na osnovu jednačine

$$c\overline{\Delta t^{(0)}} = \frac{L^{(0)}}{2}$$

$$\overline{\Delta t^{(0)}} = \frac{L^{(0)}}{2c} \quad (8.2)$$

Zbog kretanja sistema 1 posmatrač će se kretati u desno, i nakon vremenskog intervala odredjenog jednačinom (8.2) posmatrači iz sistema 0 i 1 će se poklopiti. To će imati za posledicu da posmatrač iz sistema 1 biva pogodjen svetlosnim zracima iz tačaka A i B istovremeno. U slučaju da se posmatrač nije pomerio u tačku E, nego da je ostao na sredini rakete D, najpre bi bio pogodjen svetlosnim zrakom iz tačke B, a potom svetlosnim zrakom iz tačke A. U toku vremenskog intervala  $\overline{\Delta t^{(0)}}$  posmatrač će preći udaljenost

$$L_1^{(0)} = u_1 \overline{\Delta t^{(0)}} \quad (8.3)$$

Zamenom (8.2) u izraz (8.3) dobijamo rastojanje na koje se mora pomeriti posmatrač od sredine rakete D (sa stanovišta posmatrača u sistemu 0) da bi događaji za posmatrača u sistemu 0 bili istovremeni

$$L_1^{(0)} = \frac{u_1 L^{(0)}}{2c} \quad (8.4)$$

Postavlja se pitanje: na koju udaljenost posmatrača u sistemu 1 moramo pomeriti od sredine rakete D (ka svetlosnom izvoru u tački A) sa stanovišta posmatrača u sistemu 1 da bi vremenski interval udara fotona (emitovanih iz tačaka A i B) za posmatrača u sistemu 1 bio jedna nuli?

Svetlost je emitovana u sistemu 0 i brzina svetlosti za posmatrača iz tog sistema je  $c$ . Odredimo trenutke udara fotona u posmatrača sistema 1 sa stanovišta posmatrača sistema 0. Za posmatrača iz sistema 0 posmatrač sistema 1 se udaljuje od fotona iz tačke A, a približava fotonu iz tačke B. Za slučaj fotona emitovanog iz tačke A važi sledeća relacija

$$c\Delta t_1^{(0)} = \left( \frac{L^{(0)}}{2} - L_1^{(0)} \right) + u_1 \Delta t_1^{(0)}$$

$$\Delta t_1^{(0)} = \frac{\frac{L^{(0)}}{2} - L_1^{(0)}}{c - u_1}$$

, gde je  $\Delta t_1^{(0)}$  vremenski interval računat od trenutka emitovanja fotona iz tačke A do trenutka kada foton pogadja posmatrača sistema 1.

Za slučaj fotona emitovanog iz tačke B važi sledeća relacija

$$\frac{L^{(0)}}{2} + L_1^{(0)} = c\Delta t_2^{(0)} + u_1 \Delta t_2^{(0)}$$

$$\Delta t_2^{(0)} = \frac{\frac{L^{(0)}}{2} + L_1^{(0)}}{c + u_1}$$

, gde je  $\Delta t_2^{(0)}$  vremenski interval računat od trenutka emitovanja fotona iz tačke B do trenutka kada foton pogadja posmatrača iz sistema 1. Traženi trenuci udara fotona u posmatrača sistema 1 sa stanovišta posmatrača iz sistema 0 glase

$$t_1^{(0)} = t_0^{(0)} + \frac{\frac{L^{(0)}}{2} - L_1^{(0)}}{c - u_1} \quad (8.5)$$

$$t_2^{(0)} = t_0^{(0)} + \frac{\frac{L^{(0)}}{2} + L_1^{(0)}}{c + u_1} \quad (8.6)$$

obzirom da je

$$L_1^{(0)} = \frac{u_1 L^{(0)}}{2c}$$

dobijamo

$$t_1^{(0)} = t_2^{(0)}$$

Za posmatrača u sistemu 1 časovnik u njegovom sistemu pokazivaće sledeće trenutke kada on biva pogodjen fotonima emitovanim iz tačaka A i B.

$$t_1^{(1)} = t_0^{(1)} + \frac{\frac{L^{(0)}}{2} - L_1^{(0)}}{c - u_1} \sqrt{1 - (u_1/c)^2}$$

$$t_2^{(1)} = t_0^{(1)} + \frac{\frac{L_1^{(0)}}{2} + L_1^{(0)}}{c + u_1} \sqrt{1 - (u_1/c)^2}$$

Mi želimo postići da posmatrač iz sistema 1 u istom trenutku bude pogodjen fotonima tj.

$$t_2^{(1)} - t_1^{(1)} = 0$$

$$L_1^{(0)} \sqrt{1 - (u_1/c)^2} = \frac{u_1 L_1^{(0)}}{2c} \sqrt{1 - (u_1/c)^2} \quad (8.7)$$

Ako relaciju (8.7) skratimo faktorom  $\sqrt{1 - (u_1/c)^2}$  dolazimo do relacije (8.4). Sopstvene dužine sistema 0 i 1 povezane su relacijom (8.1) tako da relacija (8.7) postaje

$$L_1^{(0)} \sqrt{1 - (u_1/c)^2} = \frac{u_1 L_1^{(1)}}{2c} \quad (8.8)$$

Posmatranjem relacija (8.4) i (8.8) obzirom na njihovu sličnost desnih strana možemo levu stranu relacije (8.8) označiti sa  $L_1^{(1)}$  tako da dobijamo

$$L_1^{(1)} = \frac{u_1 L_1^{(1)}}{2c} \quad (8.9)$$

Znači posmatrač sistema (1) se mora pomeriti na udaljenost  $L_1^{(1)}$  od sredine rakete D da bi ga fotoni pogodili u istom trenutku.

Jednačinu (8.9) mogli smo odmah dobiti iz jednačine (8.4) i to na sledeći način. Za posmatrača u sistemu 0 dužina  $L_1^{(0)}$  ima vrednost datu jednačinom (8.4)

$$L_1^{(0)} = \frac{u_1 L_1^{(0)}}{2c}$$

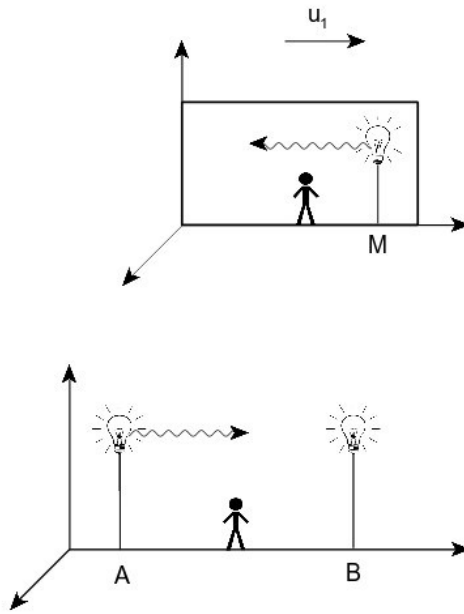
Ta dužina za posmatrača u sistemu 1 ima vrednost

$$L_1^{(1)} = \frac{u_1 L_1^{(1)}}{2c} \quad (8.10)$$

, što se poklapa sa jednačinom (8.9).

Pošto nam je bilo poznato rastojanje  $L_1^{(0)}$  relaciju (8.9) smo mogli odmah dobiti primenom procedure opisane u poglavlju 5 odnosno korišćenjem jednačine koja se zasniva na jednačin (5.13).

Naravno moguće su razne varijante ovog misaonog eksperimenta. Razmotrimo jednu od njih. Ponovo uzmimo u razmatranje sisteme 0 i 1 (rakete C i D). Posmatrač se nalaze na sredini svojih raketa, a sopstvene dužine su povezane relacijom (8.1). Kada je sistem 1 (raketa D) apsolutno mirovao ( $u_1 = 0$ ) dužine raketa C i D su se poklapale. U sistemu 1 na nekoj udaljenost  $L_2^{(1)}$  od sredine rakete ka tački B postavi se izvor svetlosti u tački M. Za razliku od prethodno razmatranog slučaja ne emituje se svetlost iz tačke B. U trenutku poklapanja posmatrača (krajeva raketa C i D) emituje se fotoni iz tačaka A i M (slika 17). U trenutku emitovanja fotona časovnici sistema 0 i 1 pokazuju respektivno sledeće trenutke  $t_0^{(0)}$  i  $t_0^{(1)}$ .



Slika 17

Pitanje glasi: na koju udaljenost od sredine rakete (ka tački B) sa stanovišta posmatrača iz sistema (1) treba postaviti izvor svetlosti, da bi fotoni emitovani iz tačaka A i M u istom trenutku pogodili posmatrača u sistemu (0)?

Sa stanovišta posmatrača u sistemu (0) foton emitovan iz tačke A pogadja ga u trenutku

$$t_3^{(0)} = t_0^{(0)} + \frac{L^{(0)}}{2c} \quad (8.11)$$

Veličina  $L^{(0)}$  je rastojanje izmedju tačaka A i B.

Posmatrač sistema (1) emituje svetlost u svom sistemu, i za njega brzina svetlosti saglasno prvom postulatu teorije etra je  $c$ . Posmatrač sistema (1) konstatuje da se udaljuje od posmatrača sistema (0) brzinom  $u_1$ . Za foton emitovan iz tačke M važi sledeća relacija

$$c\Delta t_4^{(1)} = L_2^{(1)} + u_1\Delta t_4^{(1)}$$

$$\Delta t_4^{(1)} = \frac{L_2^{(1)}}{c - u_1}$$

Sa  $\Delta t_4^{(1)}$  sam označio dužinu vremenskog intervala koji je potreban fotonu emitovanom iz tačke M da pogodi posmatrača iz sistema 0.

Sa stanovišta posmatrača iz sistema 1 foton emitovan iz tačke M pogadja posmatrača u sistemu (0) u trenutku

$$t_4^{(1)} = t_0^{(1)} + \frac{L_2^{(1)}}{c - u_1} \quad (8.12)$$

Medjutim sa stanovišta posmatrača iz sistema 0 foton emitovan iz tačke M pogadja ga u trenutku

$$t_4^{(0)} = t_0^{(0)} + \frac{L_2^{(1)}}{(c - u_1)\sqrt{1 - (u_1/c)^2}} \quad (8.13)$$

Obzirom na uslov

$$t_3^{(0)} = t_4^{(0)} \quad (8.14)$$

tj. da fotoni iz tačaka A i M u istom trenutku stignu do posmatrača sistema 0 dolazimo do relacije

$$\frac{L^{(0)}}{2c} \sqrt{1 - (u_1/c)^2} = \frac{L_2^{(1)}}{(c - u_1)}$$

Sopstvene dužine sistema 0 i 1 (rakete C i D) povezane su relacijom (8.1)

$$L^{(1)} = L^{(0)} \sqrt{1 - (u_1/c)^2}$$

Na osnovu toga konačno dobijamo relaciju

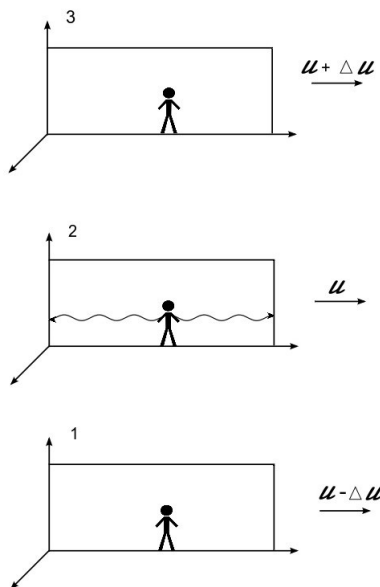
$$L_2^{(1)} = \frac{L^{(1)}}{2} - \frac{u_1 L^{(1)}}{2c} \quad (8.15)$$

Za slučaj da se raketa D (sistema 1) ne kreće tj.  $u_1 = 0$  relacija (8.15) dobija oblik

$$L_2^{(1)} = \frac{L^{(1)}}{2} \quad (8.16)$$

tj. svetlosni izvor treba postaviti na sam kraj sistema 1, odnosno svetlosni izvor u tački M poklopio bi se sa svetlosnim izvorom u tački B.

Neka su tri rakete kada su mirovale u sistemu 0 imale istu dužinu (poklapale se). Označimo ih respektivno sa 1, 2, 3. Neka se kreću u istom pravcu i smeru, i raketa 2 ima brzinu  $u$ . Raketa 1 ima za  $\Delta u$  manji intenzitet apsolutne brzine od rakete 2, a raketa 3 za  $\Delta u$  veći intenzitet apsolutne brzine od rakete 2. Neka posmatrač u raketi 2 sedi na sredini rakete i istovremeno pošalje svetlosne zrake ka krajevima rakete. Na krajevima rakete se nalazi po jedno ogledalo. Podesimo sisteme tako da kada svetlosni zraci dodju do krajeva rakete da se svi posmatrači (koji su na sredini raketa) medjusobno se poklope (slika 18). Za posmatrača u sistemu 2 trenutak kada dolaze svetlosni zraci do krajeva rakete je  $t_0^{(2)}$ . Pokazivanje časovnika u sopstvenim sistemima kada se posmatrači poklope iznose za sisteme 1, 2, 3 respektivno  $t_0^{(1)}$ ,  $t_0^{(2)}$ ,  $t_0^{(3)}$ .



Slika 18

Ako događajima proglasimo udare fotona od ogledala bilo bi interesantno naći kada informacije o tim događajima dobijaju posmatrači u sistemima 1 i 3. Obzirom da je svetlost emitovana iz sredine rakete, vrednost rastojanja  $L^{(2)}$  (tj. sopstvena dužina sistema 2) iznosi  $2c\Delta t^{(2)}$ , gde je  $\Delta t^{(2)}$  potreban vremenski interval da foton preleti polovinu dužine rakete (sistem 2). Trenutak dobijanja informacije o događaju smatramo kada se reflektovani foton od ogledala poklopi sa posmatračem iz sistema 1, ili sistema 3. Mi ćemo te sopstvene trenutke izračunati za posmatrača iz sistema 1. Konstatujemo najpre da se za posmatrača iz sistema 1 posmatrač iz sistema 2 udaljuje relativnom brzinom  $v_1$ . Posmatrač iz sistema 1 se približava "levom" fotonu, a udaljuje od "desnog" fotona.



Fotoni su emitovani (a kasnije i reflektovani od ogledala) u sistemu 2, tako da za posmatrača iz tog sistema saglasno prvom postulatu teorije etra brzina svetlosti je  $c$ . Pošto je svetlost emitovana u sistemu 2 tražene vremenske intervale najpre određujemo sa stanovišta posmatrača iz sistema 2. Nadjimo najpre sopstveni vremenski interval sa stanovišta posmatrača iz sistema 2 koji protekne od trenutka refleksije "desnog fotona" do trenutka poklapanja "desnog" fotona i posmatrača iz sistema 1

$$c\Delta t_1^{(2)} = c\Delta t^{(2)} + v\Delta t_1^{(2)} \quad (8.17)$$

Na osnovu jednačine (8.17) dobijamo

$$\Delta t_1^{(1)} = \frac{\Delta t^{(2)}}{1 - \frac{v}{c}}$$

Dok je u sistemu 2 protekao vremenski interval  $\Delta t_1^{(1)}$ , u sistemu 0 je proteklo vremena

$$\Delta t_1^{(0)} = \frac{\Delta t_1^{(1)}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}$$

, a u sistemu 1 je proteklo vremena

$$\Delta t_1^{(1)} = \Delta t_1^{(0)} \sqrt{1 - \frac{(u_1 - \Delta u)^2}{c^2}}$$

Časovnik sistema 1 će pokazivati trenutak dat jednačinom (8.18) kada dolazi do poklapanja posmatrača iz sistema 1 i "desnog" fotona

$$t_1^{(1)} = t_0^{(1)} + \frac{\Delta t^{(2)}}{(1 - \frac{v}{c})} \frac{\sqrt{1 - \frac{(u_1 - \Delta u)^2}{c^2}}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}} \quad (8.18)$$

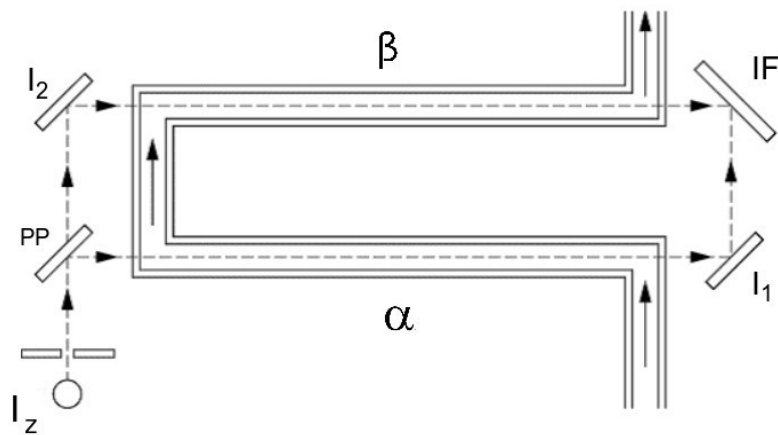
Što se tiče "levog" fotona i poklapanja posmatrača iz sistema (1) dobija se korespondentni trenutak

$$t_2^{(1)} = t_0^{(1)} + \frac{\Delta t^{(2)}}{(1 + \frac{v}{c})} \frac{\sqrt{1 - \frac{(u_1 - \Delta u)^2}{c^2}}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}} \quad (8.19)$$

Analogna izvodjenja važe i za sisteme 2 i 3, sa tom razlikom što se sada posmatrač iz sistema 3 približava "desnom" fotonu, a udaljuje od "levog" fotona.

## 9. Fizoov eksperiment

U poglavlju 2 bilo je reči o teorijama etra i konceptima koji su bili korišćeni. Nezobilazni model u takvoj analizi je Frenelov model etra. Frenel je predložio tzv. model delimičnog povlačenja etra da bi objasnio aberaciju svetlosti. Takodje izveo je jednačine za brzinu svetlosti u slučaju pokretnog medijuma (indeksa prelamanja  $n$ ) kroz koji se prostire svetlost. Fizo (Hippolyte Fizeau) je izveo eksperiment sa ciljem da utvrdi kako kretanje vode utiče na brzinu prostiranja svetlosti. Fizo je hteo eksperimentalno da proveri validnost Frenelove pretpostavke o delimičnom povlačenju etra. Eksperiment je pokazao dobro slaganje sa Frenelovim pretpostavkama. Ovakav tip eksperimenta kasnije je ponovio i Majkelson. Šema eksperimenta data je na slici 19.



Slika 19

Svetlosti iz izvora  $I_z$  pomoću polupropustljivog ogledala  $PP$  deli se na dva zraka ( $\alpha$  i  $\beta$ ). Jedan zrak ( $\alpha$ ) prolazi kroz cev 1 sa vodom i nakon refleksije od ogledala  $I_1$  dolazi do interferometra  $IF$  (durbina) gde se posmatraju efekti interferencije. Drugi zrak ( $\beta$ ) nakon refleksije od ogledala  $I_2$  i prolaska kroz cev 2 dospeva u interferometar. Uzećemo da su cevi sa vodom iste dužine. Označimo tu dužinu sa  $L$ .

Najpre se može postaviti da voda u cevi miruje. Svetlosni zraci  $\alpha$  i  $\beta$  od polupropustljivog ogledala  $PP$  do interferometra  $IF$  prelaze jednake putanje pa ne postoji putna razlika. Zatim se voda u cevi dovodi u stanje kretanja. Na slici 19 strelica označava smer kretanja vode. U cevi 1 smer kretanja svetlosti je suprotan od smera kretanja vode, dok u cevi 2 smer kretanja svetlosti poklapa se sa smerom kretanja vode. Kretanje vode izaziva pojavu interferencije svetlosti koja se posmatra u interferometru.

Izračunaćemo putnu razliku sa stanovišta Frenelove teorije. Kada voda u cevima miruje brzina svetlosti za posmatrača u laboratoriji, odnosno brzina svetlosti u odnosu na uređaj je  $c/n$ . Kada se voda kreće onda se brzine svetlosnih zrakova određuju po Frenelovim jednačinama (2.1) i (2.2).

Brzina svetlosnog  $\alpha$  zraka za posmatrača u laboratoriji u skladu sa Frenelovim teorijom ima vrednost

$$c_1 = \frac{c}{n} - v \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \quad (9.1)$$

Brzina svetlosnog zraka  $\beta$  određena je sledećom jednačinom

$$c_2 = \frac{c}{n} + v \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \quad (9.2)$$

gde je

$$k = 1 - \frac{1}{n^2} \quad (9.3)$$

tzv. koeficijent povlačenja etra. Znači dolazi do povećanja (smanjenja) brzine svetlosti usled kretanja vode.

Na osnovu ovih jednačina jednostavno je izračunati vremena kretanja svetlosnih zrakova kroz cevi 1 i 2. Vreme kretanja zraka  $\alpha$  računamo po relaciji

$$t_1 = \frac{L}{\frac{c}{n} - kv}$$

, a vreme kretanja zraka  $\beta$  po relaciji

$$t_2 = \frac{L}{\frac{c}{n} + kv}$$

Svetlosni zraci  $\alpha$  i  $\beta$  ne dolaze istovremeno do interferometra. To je uzrokovano različitim brzinama koje imaju dok se kreću kroz cevi 1 i 2. Vremenska razlika iznosi

$$\Delta t = t_1 - t_2 = \frac{L}{\frac{c}{n} - kv} - \frac{L}{\frac{c}{n} + kv}$$

$$\Delta t = \frac{2Lkv}{\left(\frac{c}{n}\right)^2 - (kv)^2} \quad (9.4)$$

, a odgovarajuća putna razlika je

$$\Delta S = c\Delta t = c \frac{2Lkv}{\left(\frac{c}{n}\right)^2 - (kv)^2} \quad (9.5)$$

Obzirom na činjenicu da je brzina vode mnogo manja od brzine svetlosti jednačine (9.4) i (9.5) dobijaju sledeću formu

$$\Delta t = \frac{2Lvn^2}{c^2} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \quad (9.6)$$

$$\Delta S = \frac{2Lvn^2}{c} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \quad (9.7)$$

Interferencioni uslov glasi

$$\Delta S = m\lambda \quad (9.8)$$

odnosno

$$m\lambda = \frac{2Lvn^2}{c} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$$

, gde  $m$  ima cele vrednosti u slučaju konstruktivne interferencije, a polucele u slučaju destruktivne interferencije, a  $\lambda$  je talasna dužina svetlosti u vakuumu.

Fizoov eksperiment sa stanovišta specijalne teorije relativnosti se objašnjava koristeći relativistički zakon slaganja brzina. Ajnštajn je smatrao da je rezultat Fizoovog eksperimenta najjači dokaz ispravnosti specijalne teorije relativnosti. Rezultat Fizoovog eksperimenta po njemu potvrđuje teoremu o sabiranju brzina. Ako se primeni relativistička jednačina za sabiranje brzina na zrak  $\beta$  i aproksimacija da je  $v \ll c$  dobijamo

$$v_\beta = \frac{\frac{c}{n} + v}{1 + \frac{c}{n} \frac{v}{c^2}} \approx \frac{c}{n} + v \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \quad (9.9)$$

, što je u dobroj saglasnosti sa eksperimentom. U jednačini (9.9),  $v$  je brzina vode u cevi. Analogno izvođenje može se uraditi i za zrak  $\alpha$ .

Moram dati komentar na ovo izvođenje i ovu relaciju. Svetlost je emitovana iz izvora  $I_z$  (slika 19), odnosno emitovana je u laboratorijskom sistemu tj. u sistemu S. Svetlost dospeva u cev u kojoj se kreće voda i dolazi do promene brzine svetlosti za posmatrača u sistemu S. Kvantitativno ta promena brzine izražena je jednačinom (9.9). Na svetlost koja je emitovana u S primenjuje se relativistički zakon sabiranja brzina, pa se dobija brzina svetlosti za posmatrača u sistemu S.

Smatram da se mora precizirati u kom sistemu je emitovana svetlost, jer jednačinu (9.9) možemo tumačiti i na sledeći način. Uvedimo sistem S' koji se kreće brzinom  $v$  u odnosu na laboratoriju tj. sistem S. Brzina kretanja sistema S' je jednaka brzini kretanja vode. Uzimamo da je svetlost emitovana u sistemu S' pa brzina svetlosti za posmatrača u sistemu S' je  $c/n$ . Primenom relativističkog zakona slaganja brzina dobija se ista jednačina, sa tom razlikom što je svetlost u ovom slučaju emitovana u sistemu S'.

Sada ću dati objašnjenje Fizoovog eksperimenta sa stanovišta moje teorije etra. Razmatranja Frenela i Stoksa se zasnivaju se na predpostavci da prozirna tela delimično (potpuno) povlače etar sa sobom. Prema takvom shvatanju unutrašnji etar (tj. etar unutar prozračnog tela) ima neku brzinu u

odnosu na spoljašnji etar (tj. etar van prozračnog tela). U Fizoovom eksperimentu pod prozračnim telom podrazumeva se voda koja se kreće u cevi. Medjutim sa stanovišta moje teorije etra hipoteza o delimičnom (potpunom) povlačenju etra nije prihvatljiva. Smatram da tela jednostavno prolaze kroz etar bez ikakvog povlačenja etra.

Moje objašnjenje Fizoovog eksperimenta se zasniva na sledećem. Kada se svetlost prostire kroz vakuum brzina svetlosti je  $c$ , a kada se prostire kroz medijum indeksa prelamanja  $n$  brzina svetlosti je  $c/n$ . Ovo smanjenje brzine svetlosti sa vrednosti  $c$  na vrednost  $c/n$  javlja se kao posledica interakcije svetlosti (elektromagnetnog talasa) sa medijumom. Ta interakcija se može posmatrati i sa mikroskopskog stanovišta tj. sa stanovišta atomske strukture materije. Kada se medijum kreće opet postoji interakcija izmedju svetlosti i medijuma (dialektrika indeksa prelamanja  $n$ ), ali razmatranje u ovom slučaju je teže jer postoji i kretanje medijuma. Predpostavljam da kao rezultat tih interakcija brzina svetlosti za posmatrača u laboratorijskom sistemu ima vrednost

$$c_1 = \frac{c}{n} + v - \frac{v^2}{n^2} + O(v/c) \quad (9.10)$$

za slučaj kada se smer kretanja svetlosti poklapa sa smerom kretanja vode, odnosno vrednost

$$c_2 = \frac{c}{n} - v + \frac{v^2}{n^2} + O(v/c) \quad (9.11)$$

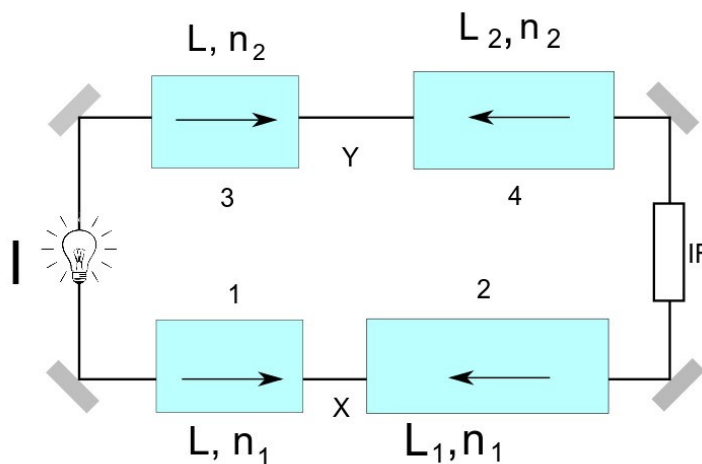
za slučaj kada je smer kretanja svetlosti suprotan od smera kretanja vode. U jednačinama (9.10) i (9.11) figuriše veličina  $O(v/c)$  odnosno beskonačno mala veličina prvog reda. Jednačine (9.10) i (9.11) sadrže tri sabirka i beskonačno malu veličinu  $O(v/c)$ . Ova tri sabirka su dominantna i određuju brzinu svetlosti. Strogo posmatrano postoje i dodatni sabirci (pored ova tri koja su data), ali to su male vrednosti brzina koje su teško merljive. Zato su dodatni sabirci objedinjeni veličinom  $O(v/c)$ . Ako se zahteva veća preciznost u eksperimentu mogu se razmatrati i ti dodatni članovi. Medjutim pri eksperimentalnim i teorijskim razmatranjima uticaj tih dodatnih članova se zanemaruje. Zanemarivanjem tih dodatnih članova i uvođenjem koeficijenta povlačenja etra  $k$  jednačine (9.10) i (9.11) dobijaju oblike

$$c_1 = \frac{c}{n} + kv \quad (9.12)$$

$$c_2 = \frac{c}{n} - kv \quad (9.13)$$

Brzina svetlosti za posmatrača u laboratorijskom sistemu je veća (odnosno manja) od vrednosti  $c/n$ . Promena brzine svetlosti nastala je kao posledica dva faktora: interakcije elektromagnetnog talasa sa medijumom, i kretanje medijuma.

Na osnovu jednačina (9.12) i (9.13) vrlo je lako objasniti Fizoov eksperiment. Ja neću ponavljati već dato izvodjenje nego ću razmatrati malo složeniju varijantu Fizoovog eksperimenta. Promena se sastoji u tome što su već postojećim cevima (dužine  $L$ ) dodate još dve cevi dužina  $L_1$  i  $L_2$  (slika 20).



## Slika 20

Cevi su označene brojevima od 1 do 4. Rastojanje između cevi 1 i 2 označeno je na slici 20 sa  $x$ , a rastojanje između cevi 3 i 4 sa  $y$ . Izvor svetlosti je na slici 20 označen sa  $I$ . Rastojanja od izvora svetlosti do cevi 1 i cevi 3 su međusobno jednaka, i to rastojanje neću uzimati u razmatranje. Takođe neću uzimati u razmatranje ni rastojanja od cevi 2 i 4 do interferometra, koji je na slici označen sa  $IF$ . Strelicama sam označio smerove kretanja tečnosti u cevima. Brzina tečnosti u svim cevima je ista i iznosi  $v$ . U cevima 1 i 2 kreće se tečnost indeksa prelamanja  $n_1$ , a u cevima 3 i 4 tečnost indeksa prelamanja  $n_2$ . Za ovakav malo složeniji tip Fizeovog eksperimenta određiću putnu razliku. Iz izvora svetlosti  $I$  stižu dva koherentna svetlosna zraka koja se kreću duž dve grane uređaja. Ti svetlosni zraci neće stići istovremeno do interferometra  $IF$ .

Vreme koje je potrebno zraku da prodje kroz cevi 1 i 2 i dodje do interferometra je dato jednačinom

$$t_1 = \frac{L}{\frac{c}{n_1} + k_1 v} + \frac{x}{c} + \frac{L_1}{\frac{c}{n_1} - k_1 v} \quad (9.14)$$

, a vreme koje je potrebno zraku da prodje kroz cevi 3 i 4 i stigne do interferometra dato je jednačinom

$$t_2 = \frac{L}{\frac{c}{n_2} + k_2 v} + \frac{y}{c} + \frac{L_2}{\frac{c}{n_2} - k_2 v} \quad (9.15)$$

Vremenska razlika iznosi

$$\Delta t = t_2 - t_1$$

Obzirom na činjenicu da je brzina vode mnogo manja od brzine svetlosti jednačine (9.14) i (9.15) mogu dobiti aproksimativni oblik.

Odgovarajuća putna razlika je

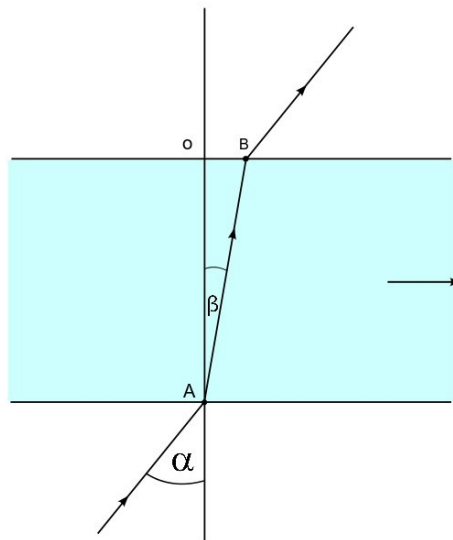
$$\Delta S = c \Delta t \quad (9.16)$$

, a interferencioni uslov glasi

$$\Delta S = m \lambda \quad (9.17)$$

Koeficijent  $m$  ima cele vrednosti u slučaju konstruktivne interferencije, a polucele u slučaju destruktivne interferencije, a  $\lambda$  je talasna dužina svetlosti u vakuumu.

Sada ću razmotriti poprečni (transverzalni) Fizeov eksperiment. Podsetimo se prvo pojave prelamanja svetlosti (slika 21). Svetlost dolazi iz vakuuma (čiji je indeks prelamanja jednak 1), i ulazi u medijum indeksa prelamanja  $n$ . Upadni zrak sa normalom gradi ugao  $\alpha$ , a prelomni zrak sa normalom gradi ugao  $\beta$ . Položaj gde svetlost ulazi u medijum je označen tačkom  $A$ , a položaj gde svetlost izlazi iz medijuma je označen tačkom  $B$ .



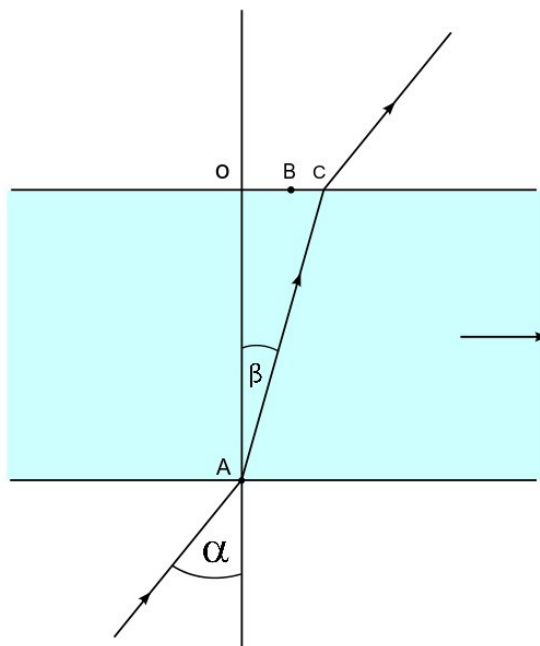
Slika 21

Upadni ugao i prelomni ugao povezani su jednačinom

$$c \sin \beta = \frac{c}{n} \sin \alpha$$

Nakon prolaska kroz medijum svetlost nastavlja da se kreće kroz vakuum. Pravac izlaznog zraka je paralelan sa pravcem upadnog zraka.

Medjutim šta se dešava ako se medijum indeksa prelamanja  $n$  dovede u stanje kretanja. Hoće li svetlosni zrak opet proći kroz tačku  $B$ . Eksperiment pokazuje da će svetlosni zrak proći kroz tačku  $C$ . Rastojanje  $\overline{OC}$  je različito od rastojanja  $\overline{OB}$  (slika 22)



Slika 22

Tu pojavu objašnjavam na sledeći način. Kada medijum miruje brzina svetlosti je  $c/n$ , a komponente brzine svetlosti imaju vrednost

$$c_x = \frac{c}{n} \sin \beta$$

$$c_y = \frac{c}{n} \cos \beta$$

Ako iskoristimo zakon prelamanja svetlosti komponente dobijaju formu

$$c_x = \frac{c \sin \alpha}{n^2} \quad (9.18)$$

$$c_y = \frac{c}{n} \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n^2}} \quad (9.19)$$

Medijum se sada dovede u stanje kretanja. Brzina kretanja medijuma je  $v$ , a pravac kretanja medijuma je označen strelicom na slici 22.

Kretanje tečnosti će uticati na način da će se komponenta brzine  $c_x$  povećati za  $kv$ . Ako bi uzeli suprotan smer kretanja tečnosti onda bi komponenta brzine  $c_x$  bila smanjena za vrednost  $kv$ . Sličnu situaciju smo imali i kod običnog Fizoovog eksperimenta da usled kretanja tečnosti brzina svetlosti  $c/n$  je povećana (smanjena) za vrednost  $kv$ . Koeficijent  $k$  dat je jednačinom (9.3). Nakon ove formalne

analize zaključujem da za posmatrača iz laboratorijskog sistema komponente brzine svetlosti imaju sledeće vrednosti

$$c_x = \frac{c \sin \alpha}{n^2} + kv \quad (9.20)$$

$$c_y = \frac{c}{n} \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n^2}} \quad (9.21)$$

Kao ilustraciju dosadašnje analize izračunajmo koliko je rastojanje  $\overline{OC}$ . Uzeću slučaj da je ugao  $\alpha$  jednak nuli. Rastojanje  $\overline{OC}$  označiću sa  $d$ , a rastojanje  $\overline{OA}$  označiću sa  $H$ . Za ovaj konkretan slučaj komponente brzine svetlosti dobijaju jednostavniji oblik. Komponenta  $c_y$  ima vrenost  $c/n$  pa u skladu sa tim vreme koje je potrebno svetlosti da preće rastojanje  $H$  biće

$$t = \frac{H}{\frac{c}{n}}$$

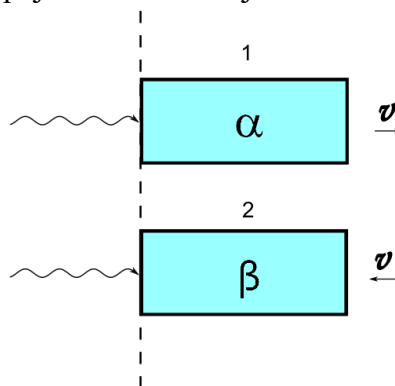
Vrednost rastojanja  $d$  dobijamo koristeći jednačinu (9.20)

$$d = tc_x = tkv \quad (9.22)$$

Koristeći definiciju koeficijenta  $k$  jednačina (9.21) dobija oblik

$$d = \frac{Hv}{c} \left( n - \frac{1}{n} \right) \quad (9.23)$$

Daću još jednu varijantu Fizoovog eksperimenta. Razmatraču slučaj dva stakla koji se nalaze u laboratoriji, i kreću se u suprotnim smerovima. Iz izvora svetlosti emituju se dva koherentna svetlosna zraka. Pravci kretanja svetlosnih zraka su paralelni pravcima kretanja stakala. U trenutku kada se počeci tih stakala poklope ulaze koherentni svetlosni zraci (slika 23). Isprekidana linija označava taj početni položaj stakala. Komadi stakla se kreću u suprotnim smerovima, ali imaju isti intenzitet brzine  $v$ . Zrak koji prolazi kroz staklo 1 označiću sa  $\alpha$ . Njemu je potreban vremenski interval  $t_1$  da predje od početka do kraja stakla. Zrak koji prolazi kroz staklo 2 označiću sa  $\beta$ , a odgovarajući vremenski interval potreban svetlosnom zraku da predje od početka do kraja stakla iznosi  $t_2$ . Strelicama su označeni smerovi kretanja stakala. Dužine stakala su jednake i iznose  $L$ . Usled različitih vremena kretanja svetlosti kroz stakla doći će do pojave interferencije.



Slika 23

Ovo što sam izneo je suština eksperimenta koji je detaljno objašnjen u radu [11]. Da bi postigli da komadi stakla imaju istu brzinu, ali suprotan smer autori prilikom realizacije eksperimenta su te komade stakla pričvrstili na ram koji može da rotira. Koristili su i posebnu proceduru da bi postigli da svetlosni zraci istovremeno ulaze u stakla.

Brzina zraka  $\alpha$  za posmatrača u laboratorijskom sistemu je

$$c_1 = \frac{c}{n} + kv$$

, a brzina zraka  $\beta$  je

$$c_2 = \frac{c}{n} - kv$$

Pošto se zrak  $\alpha$  kreće u istom smeru kao i staklo na osnovu jednačine (9.24) možemo izračunati vreme koje je potrebno zraku  $\alpha$  da predje od početka do kraja stakla

$$c_1 t_1 = L + vt_1 \quad (9.24)$$

$$t_1 = \frac{L}{\frac{c}{n} - \frac{v}{n^2}}$$

Prilikom računa koristio sam i definiciju koeficijenta  $k$ .

Sličnu proceduru primenjujemo i za zrak  $\beta$ . Smer kretanja zraka  $\beta$  je suprotan od smera kretanja stakla. U skladu sa takvim kretanjem svetlosti i stakla možemo napisati jednačinu

$$L = c_2 t_2 + vt_2 \quad (9.25)$$

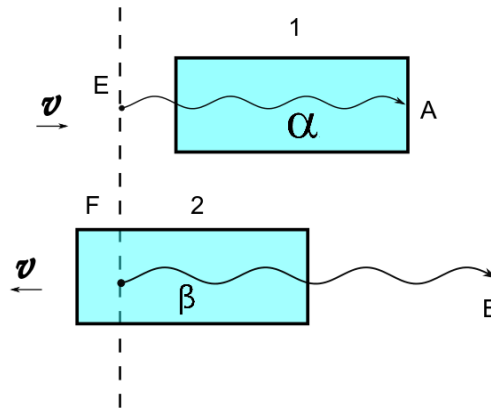
, iz koje dobijamo vremenski interval potreban zraku  $\beta$  da predje celu dužinu stakla

$$t_2 = \frac{L}{\frac{c}{n} + \frac{v}{n^2}}$$

Kako sada dobiti interferencioni uslov? Izračunajmo najpre razliku vremenskih intervala  $t_1$  i  $t_2$ , uz aproksimaciju da je brzina  $v$  mnogo manja od brzine svetlosti

$$t_1 - t_2 = 2L \frac{v}{c^2}$$

U trenutku  $t_2$  kada zrak  $\beta$  napušta ogledalo 2, zrak  $\alpha$  se još nalazi u staklu. Zrak  $\alpha$  će napustiti staklo tek u trenutku  $t_1$ .



Slika 24

U trenutku  $t_1$  početak svetlosnog zraka  $\alpha$  će biti udaljen od početnog položaja stakla (označenog na slici 24 isprekidanom linijom) za vrednost  $\overline{AE}$  (slika 24)

$$s_1 = \overline{AE} = L + vt_1$$

Medjutim početak svetlosnog zraka  $\beta$  u trenutku  $t_1$  biće udaljen od početnog položaja stakla za vrednost  $\overline{BF}$

$$s_2 = \overline{BF} = (L - vt_2) + c(t_2 - t_1)$$

Između ova dva zraka postoji putna razlika  $\Delta s = \overline{AB}$ . Ta putna razlika se može izraziti preko  $s_1$  i  $s_2$

$$\Delta s = \overline{AB} = \overline{BF} - \overline{AE} = s_2 - s_1$$

Putnu razliku možemo izračunati na osnovu predhodnih jednačina, i uz korišćenje aproksimacije da je brzina  $v$  mnogo manja od brzine  $c$ , te dobijamo

$$\Delta s = s_2 - s_1 = \frac{2Lv(n-1)}{c}$$

, a u skladu sa tom vrednošću fazna razlika  $\Delta\varphi$  imaće vrednost



$$\Delta\varphi = \Delta s \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{4\pi Lv(n-1)}{c\lambda}$$

, gde je  $\lambda$  talasna dužina svetlosti u vakuumu.

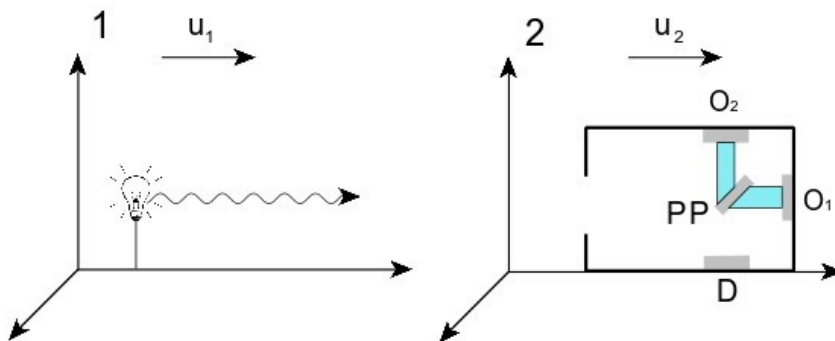
## 10. Interpretacija Majkelson – Morlijevog eksperimenta za slučaj postojanja dielektrika u granama interferometra

U dosadašnjoj analizi dosta pažnje je posvećeno Majkelson – Morlijevom eksperimentu, ali sva izvođenja odnosila su se na slučaj kada su sistemi u ultravisokom vakuumu tj. izdvojenim oblastima. Postavlja se pitanje kako će se prezentovani teorijski rezultati izmeniti, ako je prisutan dielektrik u interferometru. Ja ću razmatrati slučaj da se u granama Majkelsonovog interferometra postavi dielektrik indeksa prelamanja  $n$  tj. u oblasti od polupropustljivog ogledala  $PP$  do ogledala  $O_1$ , i u oblasti od ogledala  $PP$  do ogledala  $O_2$  postavlja se dielektrik (gas).

Ako se ovakva modifikacija eksperimenta (dodavanje dielektrika) izvrši kod Majkelson–Morlijevog eksperimenta prvog tipa, dodavanje dielektrika neće uticati na rezultate eksperimenta. Majkelson–Morlijev eksperiment prvog tipa je dokazao izotropiju brzine svetlosti. Prisustvo dielektrika je bez značaja, jer i u ovom modifikovanom slučaju Majkelson–Morlijevog eksperimenta verifikovaće se izotropija brzine svetlosti sa visokom tačnošću. Dielektrik će smanjiti brzinu svetlosti, u obema granama interferometra, ali neće se pojaviti interferencijski efekti. Svetlosni zraci koji su dobijeni korišćenjem polupropustljivog ogledala kreću se jednakim brzinama, prelaze jednake puteve i u detektor stižu istovremeno.

Medjutim kod Majkelson–Morlijevog eksperimenta drugog tipa dodavanje dielektrika izazvaće određene promene u vremenskoj i putnoj razlici svetlosnih zraka koji stižu u detektor. Kod ovakve varijante eksperimenta postoji efekat interferencije. Jednačine (6.11–13) koje se odnose na vakuumski slučaj, biće modifikovane zbog prisustva dielektrika. Cilj sledeće diskusije je odrediti na koji način jednačine (6.11–13) će biti modifikovane zbog prisustva dielektrika.

Započinjem analizu kao što je vršena i u vakuumskom slučaju. U sistemu 1 emituje se svetlost koja dospeva kroz otvor u aparaturu sistema 2 (slika 25). Dielektrik se nalazi samo u granama interferometra. Za posmatrača u sistemu 1 kada se svetlost kreće u oblastima gde nema dielektrika brzina svetlosti je  $c$ , saglasno prvom posulatu teorije etra.



slika 25

Možemo postaviti pitanje kako se menja brzina svetlosti za posmatrača u sistemu 1 kada svetlost dospe u oblastima gde se nalazi dielektrik, odnosno kako se menja brzina svetlosti za posmatrača u sistemu 1 kada se svetlost kreće kroz grane interferometra? Odgovor na to pitanje možemo tražiti u analizi Fizoovog eksperimenta izvršenoj u predhodnom poglavlju.

Pošto se za posmatrača dielektrik kreće brzinom  $v$ , onda saglasno rezultatima predhodnog poglavlja mogli bismo koristiti relacije (9.12) i (9.13)

$$c_1 = \frac{c}{n} + kv \quad (10.1)$$

$$c_2 = \frac{c}{n} - kv \quad (10.2)$$

, gde koeficijent  $k$  je određen jednačinom (9.3), a  $v$  je relativna brzina sistema 1 i 2.

Medjutim ovde moram napraviti jednu digresiju. Mogli bi smo pretpostaviti da sa stanovišta posmatrača iz laboratorijskog sistema postoji promena indeksa prelamanja sa promenom brzine dielektrika. Kod praktične realizacije Fizoovog eksperimenta za brzinu kretanja vode je uzimana vrednost od 7 m/s. Takve male brzine nemaju uticaj na eventualnu promenu indeksa prelamanja sa brzinom. Ako u sistemu interferometra indeks prelamanja dielektrika ima vrednost  $n$  postavlja se pitanje da li i za posmatrača u sistemu 1 kada su veće relativne brzine indeks prelamanja ima istu vrednost  $n$ ? Nije isključena mogućnost promene vrednosti indeksa prelamanja za posmatrača u sistemu 1, jer u eksperimentima Milera i Tomašeka relativna brzina sistema je u intervalu 5–10 km/s. Ova primedba ima osnove, ali pretpostavimo da jednačine (10.1) i (10.2) važe i u slučaju većih relativnih brzina.

Da bi smo odredili vreme kretanja svetlosti u granama interferometra sa stanovišta posmatrača iz sistema 1 potrebno je da poznajemo vrednost rastojanja od ogledala  $PP$  do ogledala  $O_1$ , odnosno rastojanje od  $PP$  ogledala do ogledala  $O_2$ . Ta dva rastojanja su međusobno jednaka, i označiću to rastojanje sa  $L^{(2)}$ . To rastojanje posmatrač u sistemu 2 određuje po već propisanoj proceduri slanjem svetlosnog signala, i merenjem vremenskog intervala koji je potreban fotonu emitovanom iz sistema 2 da predje tu udaljenost. Dužinu tog vremenskog intervala označiću sa  $\Delta t^{(2)}$ , i u skladu sa tim rastojanje  $L^{(2)}$  ima vrednost

$$L^{(2)} = c\Delta t^{(2)}.$$

Sa stanovišta posmatrača u sistemu 1 vrednost rastojanja od ogledala  $PP$  do ogledala  $O_1$  iznosi.

$$L^{(1)} = L^{(2)} \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}$$

Ako pretpostavimo da važe relacije (10.1) i (10.2) onda vremenski interval  $\Delta t_1^{(1)}$ , koji odgovara preletu fotona od  $PP$  ogledala do ogledala  $O_1$ , (sa stanovišta posmatrača u sistemu 1) određujem na osnovu jednačine

$$c_1 \Delta t_1^{(1)} = L^{(1)} + v \Delta t_1^{(1)}$$

odnosno

$$\Delta t_1^{(1)} = \frac{L^{(1)}}{c_1 - v} = \frac{L^{(1)}}{\frac{c}{n} + kv - v}$$

Ovde koristim relaciju (10.1) zato što se smer kretanja svetlosti poklapa sa smerom kretanja dielektrika.

Za posmatrača u sistemu 2 dužina tog vremenskog intervala iznosi.

$$\Delta t_1^{(2)} = \Delta t_1^{(1)} \frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}} = \frac{c\Delta t^{(2)}}{\frac{c}{n} + kv - v} \quad (10.3)$$

Za vremenski intervala  $\Delta t_1^{(2)}$  koristiću i oznaku  $\Delta t_{OA}$

$$\Delta t_1^{(2)} = \Delta t_{OA}$$

Za kretanje fotona u suprotnom smeru, odnosno za kretanje fotona do ogledala  $O_1$  od  $PP$  ogledala važi sledeća relacija

$$L^{(1)} = c_2 \Delta t_2^{(1)} + v \Delta t_2^{(1)}$$

Na osnovu ove relacije kao i korišćenjem relacije (10.2) dobijam jednačinu za dužinu vremenskog intervala preleta fotona od ogledala  $O_1$  do  $PP$  ogledala sa stanovišta posmatrača u sistemu 1

$$\Delta t_2^{(1)} = \frac{L^{(1)}}{c_1 + v} = \frac{L^{(1)}}{\frac{c}{n} - kv + v}$$

Za posmatrača u sistemu (2) dužina tog vremenskog intervala iznosi.

$$\Delta t_2^{(2)} = \Delta t_2^{(1)} \frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}} = \frac{c\Delta t^{(2)}}{\frac{c}{n} - kv + v} \quad (10.4)$$

Za vremenski intervala  $\Delta t_2^{(2)}$  koristim i oznaku  $\Delta t_{AO}$

$$\Delta t_2^{(1)} = \Delta t_{AO}$$

Ukupno vreme kretanja duž ove grane interferometra biće

$$\Delta t_{OAO} = \Delta t_{OA} + \Delta t_{AO} = \frac{2n\Delta t^{(2)}}{\left(1 - \left(\frac{v}{cn}\right)^2\right)} \quad (10.5)$$

Preostaje nam još da izračunamo vreme kretanja fotona u drugoj grani interferometra. Sa stanovišta posmatrača iz sistema 2 rastojanje od  $PP$  ogledala do ogledala  $O_2$  ima vrednost

$$L^{(2)} = c\Delta t^{(2)}$$

Za posmatrača u sistemu 1 vrednost rastojanja od  $PP$  ogledala do ogledala  $O_2$  iznosi

$$L^{(1)} = L^{(2)} \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}$$

Sa stanovišta posmatrača iz sistema 1 u trenutku kada se svetlosni zrak reflektuje od polupropustljivog ogledala  $PP$  svetlosni zrak ima komponente brzine  $(o, c, o)$ . Takav svetlosni zrak kretao bi se pod uglom od  $\pi/2$  u odnosu na pravac zajedničke  $x^{(1)} - x^{(2)}$  ose, kada ne bi postojao dielektrik. U granama interferometra postoji dielektrik i dolazi do interakcije svetlosti sa dielektrikom. Kao posledica te interakcije dolazi do promene komponenta brzine svetlosti. Javlja se poprečni Fizoov efekat. Komponente brzine svetlosti određuju se na osnovu jednačina (9.20) i (9.21). Primenom tih jednačina dobijamo

$$c_x^{(1)} = kv \quad (10.6)$$

$$c_y^{(2)} = \frac{c}{n} \quad (10.7)$$

Za posmatrača u sistemu 1 komponenta brzine svetlosti duž  $y^{(1)}$  ose ima vrednost  $c/n$ , i potreban vremenski interval da foton prevali udaljenost  $L^{(1)}$  iznosi

$$\Delta t_3^{(1)} = \frac{L^{(1)}}{\frac{c}{n}}$$

Protekli vremenski interval u sistemu 2 iznosi

$$\Delta t_3^{(2)} = \Delta t_3^{(1)} \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}} = n\Delta t^{(2)}$$

Izračunati vremenski interval  $\Delta t_3^{(2)}$ , je u stvari vremenski interval koji posmatrač u sistemu 2 meri od trenutka refleksije fotona od  $PP$  ogledala, do trenutka kada foton pogadja ogledalo  $O_2$ . Označimo taj vremenski interval sa  $\Delta t_{OB}$

$$\Delta t_{OB} = \Delta t_3^{(2)} = n\Delta t^{(2)}$$

Analogna diskusija važi i za kretanje fotona od ogledala  $O_2$  do ogledala  $PP$ . Označimo sa  $\Delta t_{BO}$  vremenski interval preleta fotona od trenutka kada se reflektuje od ogledala  $O_2$  do trenutka kada ponovo pogadja  $PP$  ogledalo

$$\Delta t_{BO} = \Delta t_3^{(2)} = n\Delta t^{(2)}$$

Ukupno vreme kretanja fotona u ovoj grani interferometra je

$$\Delta t_{OBO} = \Delta t_{OB} + \Delta t_{BO} = 2n\Delta t^{(2)} \quad (10.8)$$

Formirajmo razliku intervala  $\Delta t_{OAO}$  i  $\Delta t_{OBO}$ , i sprovedimo aproksimaciju da je relativna brzina mnogo manja od  $c$

$$\overline{\Delta t^{(2)}} = \Delta t_{OAO} - \Delta t_{OBO} = \frac{2n\Delta t^{(2)}}{\left(1 - \left(\frac{v}{cn}\right)^2\right)} - 2n\Delta t^{(2)}$$

$$\overline{\Delta t^{(2)}} \approx 2\Delta t^{(2)} \left(\frac{v}{c}\right)^2 \frac{1}{n} \quad (10.9)$$

Svetlosni zraci ne dolaze u detektor istovremeno. Relacija 10.9 određuje tu vremensku razliku.

Uporedjivanjem relacija (6.11) i (10.9) vidimo da se razlikuju za faktor  $1/n$ . Vremenskoj razlici  $\overline{\Delta t^{(2)}}$  odgovara određena putna razlika, a kao posledica toga javiće se interferencija.

Upadni zrak bio je podeljen  $PP$  ogledalom na dva zraka koji su se kretali ka ogledalima  $O_1$  i  $O_2$ . Nakon refleksije od tih ogledala zraci ponovo dolaze do  $PP$  ogledala i bivaju usmereni ka detektoru  $D$ . U prostoru između  $PP$  ogledala i detektora  $D$  ne postoji dialektrik. Dialektrik se nalazi samo u granama interferometra, odnosno u prostoru između  $PP$  ogledala i detektora  $D$  svetlost se kreće kroz vakuum.

Da bi smo izračunali putnu razliku podsetimo se završne diskusije o Majkelson–Morlijevom eksperimentu iz poglavlja 6. Tamo je napomenuto da nakon refleksije od ogledala  $O_1$  i  $O_2$  zraci ponovo dolaze do  $PP$  ogledala i bivaju usmereni ka detektoru. Pokazano je da za posmatrača iz sistem 2 svetlosni zraci koji se kreću od  $PP$  ogledala do detektora imaju istu brzinu, i ta brzina je data jednačinom

$$v^{(2)} = \sqrt{c^2 + v^2}$$

Obzirom da je relativna brzina mnogo manja od  $c$ , predhodna jednačina dobija formu

$$v^{(2)} \approx c$$

Znači za posmatrača u sistemu 2 svetlosni zraci se kreću brzinom  $c$  do  $PP$  ogledala do detektora  $D$ . U skladu sa tim putna razlika se određuje na način

$$\Delta s^{(2)} = c\overline{\Delta t^{(2)}} = \frac{2L^{(2)}v^2}{c} \frac{1}{n} \quad (10.10)$$

U poglavlju 6 spomenuo sam i uticaj Doplerog efekta na rezultate merenja. Iz sistema 1 emitovana je svetlost određene talasne dužine. Medjutim zbog postojanja relativnog kretanja izvora i interferometra doći će do promene emitovane talasne dužine iz sistema 1. U poglavlju 16 ja ću se detaljnije baviti pitanjem Doplerovog efekta i Majkelson–Morlijevog eksperimenta. Ako se uzme u obzir činjenica da je relativna brzina mnogo manja od  $c$ , onda se pokazuje da u detektor dolaze svetlosni zraci, čija se talasna dužina ne razlikuje mnogo od talasne dužine svetlosti emitovane iz sistema 1. Sa  $\lambda$  je označena talasna dužina svetlosnih zraka koji dolaze u detektor.

Uslov za interferenciju glasi

$$\Delta s^{(2)} = k\lambda$$

, a  $k$  računamo po jednačini

$$k = 2L \frac{v^2}{\lambda c} \frac{1}{n} \quad (10.11)$$

Validnost ove jednačine mogla bi se eksperimentalno proveriti. Ova jednačina je izvedena za slučaj Majkelson–Morlijevog eksperimenta drugog tipa. Ako se izvrši eksperiment poput Milerovog i Tomaškovog (astronomska metoda) bilo bi najpre potrebno de se u granama interferometra postavi dialektrik indeksa prelamanja  $n_1$ , i izmeri koeficijent  $k_1$ . Nakon toga se zameni dijalektrik u granama Majkelsonovog interferometra, i izvrši novo merenje. Indeks prelamanja novog dialektrika ima vrednost  $n_2$ , i uskladu sa tim dobija se vrednost  $k_2$ . Obzirom da je brzina kretanja Zemlje konstantna veličina u toku eksperimenta, za odnos koeficijenata  $k_1$  i  $k_2$  dobijamo jednačinu

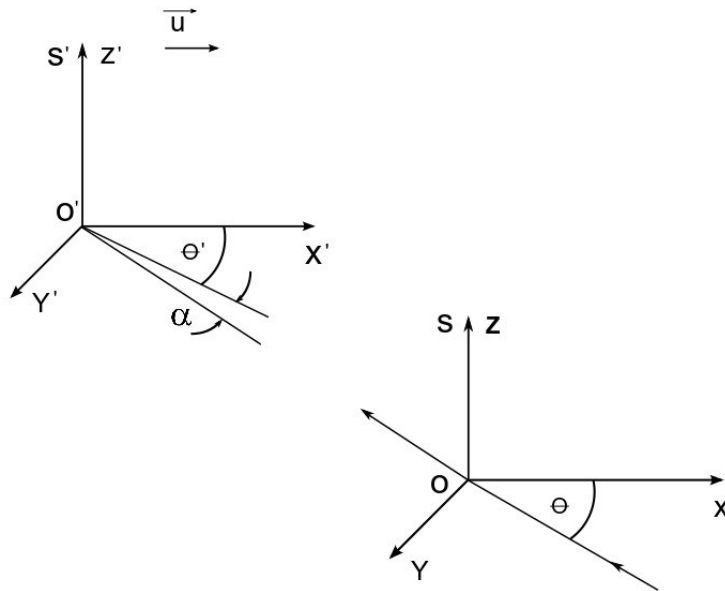
$$\frac{k_1}{k_2} = \frac{n_2}{n_1} \quad (10.12)$$

## 11. Aberacija svetlosti

U poglavlju 2 bilo je reči o aberaciji svetlosti. Pojavu aberacije svetlosti, takodje poznatu i pod imenom astronomska aberacija, ili zvezdana aberacija, otkrio je astronom Bradlej. Njegov primarni zadatak bio je proučavanje zvezdane paralakse. Kada su zvezde veoma udaljene paralaksa nije opservabilna. Medjutim čak i za najbliže zvezde efekat paralakse je teško uočljiv. Bradlej je primetio da ipak postoji sistematska varijacija u promeni položaja zvezde. Uzrok za ovu pojavu on je našao u varijaciji promene brzine Zemlje.

Objašnjenje aberacije svetlosti biće dato sa stanovišta specijalne teorije relativnosti i sa stanovišta moje teorije etra. Podsetimo se kako se aberacija svetlosti objašnjava u okviru STR. Na slici 26 sistem S je sistem zvezde. Sistem S' je sistem Zemlje koji u datom trenutku ima relativnu brzinu  $u$  u odnosu na zvezdu. Tu relativnu brzinu označiću sa  $u$ . Ova brzina se menja se vremenom prvenstveno usled rotacije Zemlje oko Sunca, ali u toku merenja aberacionog ugla može se smatrati da ima konstantnu vrednost.

Neka se u sistemu S zrak svetlosti kreće pod uglom  $\theta$  u odnosu na  $x$  osu sistema S (slika 26).



slika 26

Komponente brzine svetlosti u sistemu S imaju vrednosti

$$v_x = -c \cos \theta$$

$$v_y = -c \sin \theta$$

$$v_z = 0$$

Koristeći relativistički zakon slaganja brzina dobijamo komponente brzine svetlosti za posmatrača u sistemu Zemlje

$$v'_x = \frac{-c \cos \theta - u}{1 + uc \cos \theta / c^2} \quad (11.1)$$

$$v'_y = \frac{-c \sin \theta \sqrt{1 - (u/c)^2}}{1 + uc \cos \theta / c^2} \quad (11.2)$$

$$v'_z = 0 \quad (11.3)$$

Posmatrač u sistemu Zemlje detektuje svetlost pod uglom  $\theta'$  koji se razlikuje od ugla  $\theta$ . Tangens ugla  $\theta'$  određujemo koristeći jednačine (11.1) i (11.2)

$$\tan \theta' = \frac{v'_y}{v'_x} = \frac{c \sin \theta \sqrt{1 - (u/c)^2}}{c \cos \theta + u} \quad (11.4)$$

Ugao aberacije se definiše na način

$$\alpha = \theta - \theta'$$

Dalja analiza se zasniva na činjenici da je relativna brzina zemlja–zvezda mnogo manja od brzine svetlosti u vakuumu. Ugao  $\alpha$  je vrlo mali ugao. Na osnovu ovakvih činjenica i nakon matematičkog računa dobija se relacija za ugao aberacije

$$\alpha \approx \frac{u}{c} \sin \theta \quad (11.5)$$

Kako se objašnjava aberacija svetlosti sa stanovišta teorije etra? Kao i u relativističkom slučaju uzimamo u razmatranje dva sistema. Sistem S iz STR postaje sistem 1 u teoriji etra, a sistem S' postaje sistem 2. U sistem 1 analogno predhodnom slučaju zrak svetlosti se kreće pod uglom  $\theta^{(1)}$  odnosu na  $x^{(1)}$  osu sistema 1. Komponente brzine svetlosti u sistemu 1 imaju vrednosti

$$v_x^{(1)} = -c \cos \theta$$

$$v_y^{(1)} = -c \sin \theta$$

$$v_z^{(1)} = 0$$

U skladu sa jednačinama teorije etra za sabiranje brzina (jednačine (5.18–20)) dobijam komponente brzine svetlosti za posmatrača u sistemu 2

$$v_x^{(2)} = -c \cos \theta - v \quad (11.6)$$

$$v_y^{(2)} = -c \sin \theta \quad (11.7)$$

$$v_z^{(2)} = 0 \quad (11.8)$$

Veličina  $v$  predstavlja relativnu brzinu sistema 1 i 2. Na osnovu jednačina (11.6) i (11.7) lako dobijam ugao pod kojim se detektuje svetlost u sistemu 2 (sistemu Zemlje)

$$\tan \theta^{(2)} = \frac{c \sin \theta}{c \cos \theta + v} \quad (11.9)$$

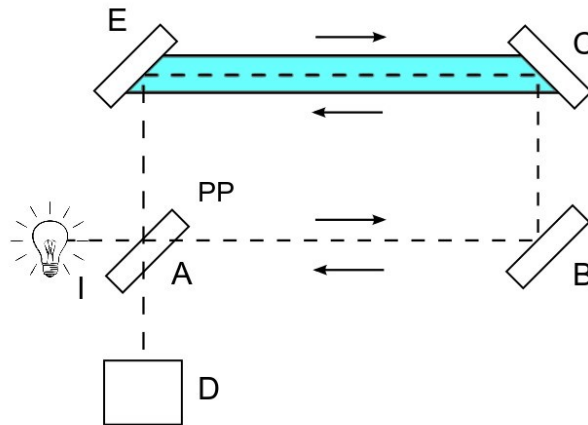
Upoređivanjem relacija (11.4) i (11.9) vidimo da se razlikuju za faktor  $\sqrt{1 - (u/c)^2}$ . Vrednost relativne brzine Zemlje u odnosu na zvezdu je mnogo manja od brzine svetlosti u vakuumu, tako da se i jednačina (11.9) može koristiti za objašnjenje aberacije svetlosti.

## 12. Hoekov eksperiment

Jedan od glavnih ciljeva u ranim eksperimentima iz oblasti elektromagnetizma bio je detekcija etra, odnosno merenje brzine Zemlje u odnosu na taj medijum. Posebnu grupu medju tim eksperimentima predstavljaju optički eksperimenti, medju kojima je svakako najpoznatiji Majkelson–Morlijev eksperiment. Razvijane su teorije i objašnjenja zašto ovi optički eksperimenti su bili neuspešni u detekciji apsolutne brzine. U grupu takvih eksperimenata spada i Hoekov eksperiment.

Eksperiment je po konstrukciji prilično jednostavan, a cilj eksperimenta je bio detekcija zemljinog kretanja kroz etar. Za tu nameru Hoek (Martinus Hoek) je izvršio eksperiment koristeći

interferometar, gde u jednoj grani interferometra se nalazila voda indeksa prelamanja  $n$ . Principijalna šema eksperimenta prikazana je na slici 27.



Slika 27

Iz izvora svetlosti  $I$  polazi zrak, koji nakon prolaska kroz polupropustljivo ogledalo  $PP$  biva podeljen na dva zraka koji se kreću u suprotnim smerovima. Zrak koji se kreće u smeru suprotnom od smera kretanja kazaljke na časovniku označicu sa  $\alpha$ . Njegova putanja je sledeća. Od polupropustljivog ogledala  $PP$  on se kreće ka ogledalu  $B$  od koga se reflektuje, a nakon toga se reflektuje i od ogledala  $C$  i prolazi kroz deo interferometra gde se nalazi voda. Nakon refleksije od ogledala  $E$  i prolaska kroz  $PP$  ogledalo on stiže u detektor  $D$ . Zrak koji se kreće u suprotnom smeru označicu sa  $\beta$ . On najpre prolazi kroz vodu, a nakon refleksije od ogledala  $C$  i  $B$ , i prolaska kroz  $PP$  ogledalo stiže u detektor  $D$ .

Hoek se u svojoj teorijskoj analizi eksperimenta oslanjao na Frenelov rezultat o delimičnom povlačenju etra. Obzirom da je voda prisutna u jednoj grani interferometra postojale bi različite brzine kretanja svetlosnih zraka  $\alpha$  i  $\beta$ . On je očekivao pojavu interferencije koja bi bila uzrokovana kretanjem uredjaja kroz etar, međutim interferencija nije registrovana. Interencioni efekti nisu registrovani ni kada je uredjaj bio zarotiran za neki proizvoljni ugao.

Pojava interferencije ne može se očekivati u ovakvom eksperimentu, jer svetlosni zraci prelaze iste optičke putanje. Ovakvim optičkim eksperimentom ne može se odrediti apsolutna brzina Zemlje.

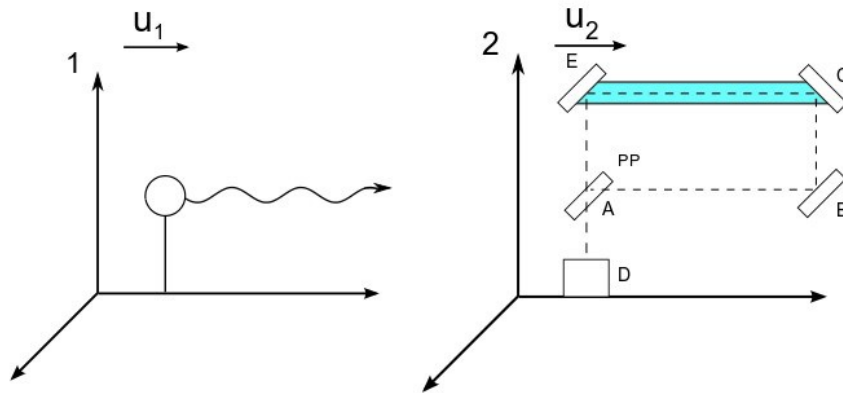
Vremenski intervali kretanja svetlosnih zraka  $\alpha$  i  $\beta$  kroz uredjaj su mali, a samo merenje u eksperimentu ne zahteva mnogo vremena, tako da se sa sigurnošću može smatrati da u tom vremenskom intervalu laboratorija u kojoj se nalazi uredjaj predstavlja inercijalni sistem referencije.

Još jednu stvar treba imati u vidu pri teorijskoj analizi ekperimenta. Potrebno je utvrditi da li se izvor svetlosti kreće u odnosu na uredjaj. U slučaju kada se izvor svetlosti kreće u odnosu na uredjaj može da nastane interferencija. U Hoekovom eksperimentu izvor svetlosti je mirovao u odnosu na uredjaj.

Ovaj eksperiment sam naveo da bi istakao grešku koju su činili autori kod sličnih optičkih eksperimenata. U svojim teorijskim analizama oni su povezivali svoje eksperimente sa apsolutnim kretanjem Zemlje. Eksperimenti su vršeni u inercijalnim sistemima reference tako da zemljino kretanje kroz etar u pojedinim eksperimentima nije imalo bilo kakav uticaj na eksperiment. Primer za to je i Majkelson–Morlijev eksperiment prvog tipa. Nepostojanje interferencije biće primećeno i kada se Zemlja nalazi najbliže Suncu (tada je najveća brzina rotaciji Zemlje oko Sunca), i kada se nalazi najdalje od Sunca (tada je najmanja brzina rotacije Zemlje). Drugi faktor koji je veoma bitan u teorijskoj analizi je utvrđivanje da li postoji relativno kretanje izvora svetlosti u odnosu na aparaturu.

Sada ću razmatrati slučaj kada se izvor svetlosti kreće u odnosu na aparaturu Hoekovog eksperimenta. U tom slučaju može da nastane interferencija. Sistemi 1 i 2 se kreću duž istog pravca. Relativna brzina sistema je  $v$ . Sistem 2 se udaljuje od sistema 1. Iz sistema 1 emituje se svetlost koja dospeva u sistem 2 (slika 28). Uzeću da su rastojanja  $EA$  i  $CB$  veoma mala, tako da odgovarajući vremenski intervali potrebni svetlosti da ih predje su zanemarljivi, i neću ih uzimati u razmatranje.

Rastojanje  $EC$  jednako je rastojanju  $AB$ , i to rastojanje ću označiti sa  $L^{(2)}$ . To rastojanje je kao u i predhodno analiziranim eksperimentima jednako  $c\Delta t^{(2)}$ , gde je  $\Delta t^{(2)}$  potreban vremenski interval svetlosti da predje udaljenost  $AB$  kada se svetlost emituje iz sistema 2.



Slika 28

Potrebno je odrediti sa stanovišta posmatrača iz sistema 2 vremena kretanja svetlosnih signala  $\alpha$  i  $\beta$  od polupropustljivog ogledala  $PP$  do detektora  $D$ . Svetlosni zraci  $\alpha$  i  $\beta$  neće istovremeno stići do detektora, odnosno postojaće određena vremenska razlika. Ja neću dati kompletna izvodjenja tih relacija, jer slične analize i rezultati postoje u diskusijama Majkelson–Morlijevog i Fizoovog eksperimenta.

Sa stanovišta posmatrača iz sistema 2 vreme kretanja svetlosnog zraka  $\alpha$  na putu  $AB$  dato je relacijom

$$\Delta t_1^{(1)} = \frac{L^{(1)}}{c - v} \quad (12.1)$$

, a na putu  $CE$  relacijom

$$\Delta t_2^{(2)} = \frac{L^{(1)}}{\frac{c}{n} - kv + v} \quad (12.2)$$

Vremena kretanja svetlosnog zrakova  $\alpha$  i  $\beta$  na putevima  $BC$  i  $EA$  se zanemaruju zbog pretpostavljenih malih dužina tih rastojanja.

Vreme kretanja svetlosnog zraka  $\beta$  na putu  $EC$  dato je relacijom

$$\Delta t_3^{(2)} = \frac{L^{(1)}}{\frac{c}{n} + kv - v} \quad (12.3)$$

, a na putu  $BA$  relacijom

$$\Delta t_4^{(1)} = \frac{L^{(1)}}{c + v} \quad (12.4)$$

Vremensku razliku svetlosnih signala  $\alpha$  i  $\beta$  računamo na način

$$\overline{\Delta t^{(2)}} = (\Delta t_1^{(1)} + \Delta t_2^{(2)}) - (\Delta t_3^{(2)} + \Delta t_4^{(1)}) \quad (12.5)$$

Ako je relativna brzina izvora svetlosti u odnosu na aparaturu mala može se dobiti aproksimativna relacija za izračunavanje vremenske razlike

$$\overline{\Delta t^{(2)}} \approx \frac{2L^{(2)}v^3}{c^4} k \quad (12.6)$$

, gde  $k$  ima vrednost

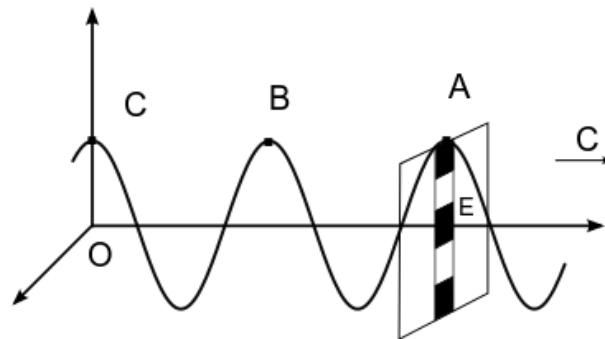
$$k = \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$$



### 13. Doplerov efekat

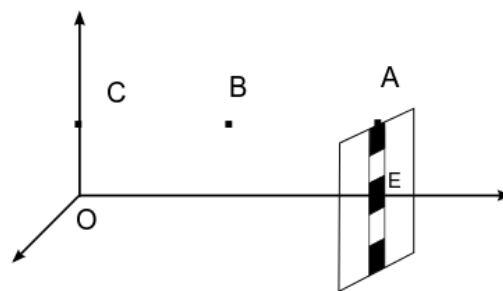
Doplerov efekat je promena frekvence talasa koju registruje prijemnik u odnosu na vrednost frekvence talasa koju emituje predajnik, a nastaje usled relativnog kretanja prijmnika i predajnika. Postoji i kod mehaničkih i kod elektromagnetnih talasa. Naročito je bitna primena Doplerovog efekta kod elektromagnetnih talasa, odnosno u astronomiji i astrofizici, jer većinu informacija o astronomskim objektima dobijamo putem elektromagnetnih talasa.

Uzmimo u razmatranje sistem 1 u kome se emituje harmonijski elektromagnetni talas (svetlost) iz izvora talasa. Na udaljenosti  $\overline{OE}$  nalazi se detektor (slika 29). Udaljenost od koordinatnog početka do detektora jednaka je dve talasne dužine  $\overline{OE} = 2\lambda$ . Detektor je u mogućnosti da detektuje vremenski trenutak kada naidje vrh talasa, odnosno amplitudu talasa. Kod elektromagnetnog talasa osciluju električno i magnetno polje, i detektor reaguje kada je električno polje maksimalno. Svetlost se kreće brzinom  $c$ , i posle svakog vremenskog intervala koji je jednak periodu talasa, posmatrač koristeći detektor registruje vrhove talasa. Tačkama A, B i C označeni su vrhovi talasa, i oni se kreću brzinom  $c$ .



Slika 29

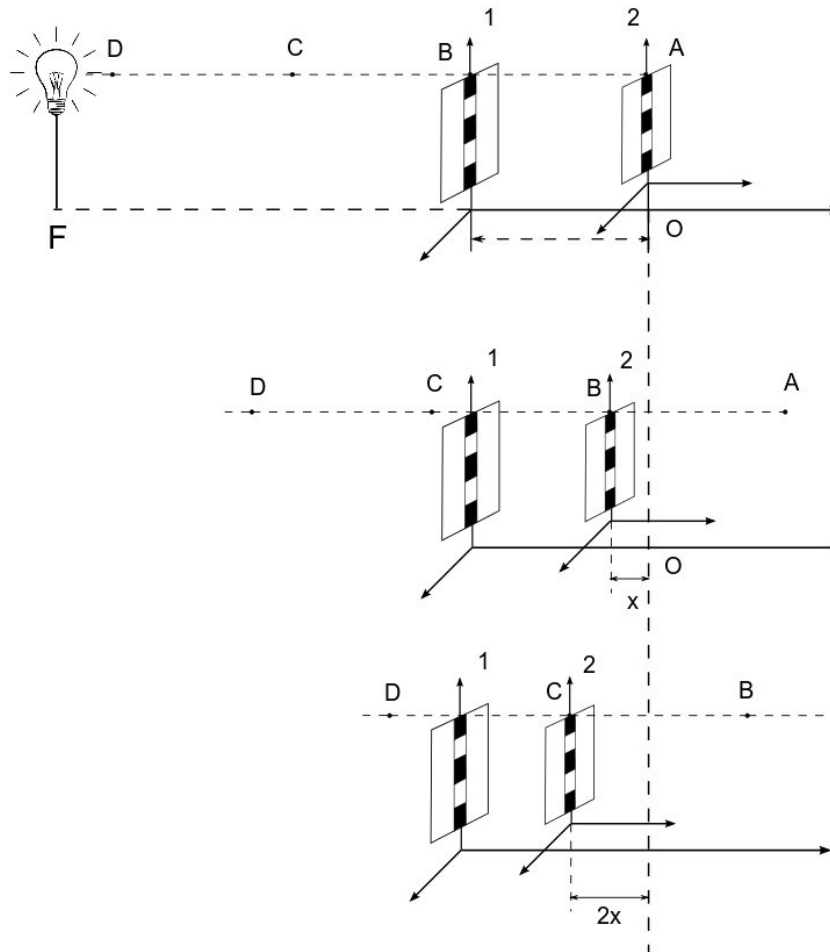
Na slici 30 sam prikazao fizički ekvivalentnu situaciju samo sam otklonio kosinusnu funkciju da ne bi suviše opterećivala preglednost slike.



Slika 30

Uvedimo u razmatranje i sistem 2 koji se u odnosu na sistem 1 kreće relativnom brzinom  $v$ . Sistem 2 se približava sistemu 1 (slika 31). Detektor u sistemu 1 je postavljen u koordinatnom početku sistema, a izvor svetlosti u nekoj tački F. Tačke A, B, C i D predstavljaju vrhove talasa. Kosinusnu funkciju sam i u ovom slučaju izostavio sa slike 31 da ne bi opterećivala preglednost slike.

U koordinatnom početku sistema 2 takodje se nalazi detektor koji registruje amplitude talasa. Svetlost je emitovana iz sistema 1, iz izvora svetlosti koji se nalazi u tački F. Svetlost ima isti smer kretanja kao i sistemi 1 tj. kreće se sa leva na desno, a sistem 2 kreće se sa desna na levo. Brzina sistema 1 u odnosu na etar (apsolutna brzina) iznosi  $u_1$ , a apsolutna brzina sistema 2 je  $u_2$ . Uzimam da je brzina  $u_2$  veća od brzine  $u_1$ .



Slika 31

Može se postaviti pitanje sa stanovišta posmatrača u sistemu 1 koliki vremenski interval protekne od trenutka poklapanja vrha talasa sa detektorom u sistemu 2, do trenutka kada se sledeći vrh talasa poklopi sa detektorom iz sistema 2. Na slici 31 prikazano je da u trenutku  $t_1^{(1)} = 0$  imamo poklapanje vrha talasa označenog tačkom A sa detektorom iz sistema 2, a u trenutku  $t_2^{(1)}$  imamo poklapanje vrha talasa označenog tačkom B sa detektorom iz sistema 2. U trenutku  $t_3^{(1)}$  doći će do poklapanja tačke C sa detektorom iz sistema 2. Rastojanje izmedju tačaka A i B jednako je  $\lambda^{(1)}$ . Za posmatrača iz sistema 1, sistem 2 se u početnom trenutku  $t_1^{(1)} = 0$  nalazio na udaljenosti  $\lambda^{(1)}$ . Obzirom da se za posmatrača iz sistema 1 svetlost kreće brzinom  $c$ , a sistem 2 brzinom  $v$  važi sledeća relacija

$$\lambda^{(1)} = ct_2^{(1)} + vt_2^{(1)}$$

Na osnovu ove relacije možemo odrediti trenutak  $t_2^{(1)}$  kada dolazi do poklapanja vrha svetlosnog talasa označenog tačkom B i detektora iz sistema 2

$$t_2^{(1)} = \frac{\lambda^{(1)}}{c + v} \quad (13.1)$$

Sa stanovišta posmatrača u sistemu 1 protekne vremenski interval dat jednačinom (13.2), između dva uzastopna poklapanja vrha talasa sa detektorom iz sistema 2

$$\overline{\Delta t^{(1)}} = t_2^{(1)} - t_1^{(1)} = \frac{\lambda^{(1)}}{c + v} = \frac{T^{(1)}}{1 + \frac{v}{c}} \quad (13.2)$$

Za posmatrača u sistemu 1 tačka O označava početni položaj sistema 2. Rastojanje između sistema 1 i 2 u tom trenutku iznosi  $\lambda^{(1)}$ . U trenutku  $t_2^{(1)}$  sistem će usled relativnog kretanja biti bliže sistemu 1. Za posmatrača u sistemu 1, udaljenost sistema 2 od sistema 1, u trenutku  $t_2^{(1)}$  iznosi

$$y^{(1)} = \lambda^{(1)} - x^{(1)}$$

gde je

$$x^{(1)} = v(t_2^{(1)} - t_1^{(1)})$$

odnosno

$$y^{(1)} = \lambda^{(1)} - vt_2^{(1)}$$

Sa stanovišta posmatrača u sistemu 1 možemo opet postaviti pitanje koliki vremenski interval protekne od trenutka poklapanja vrha talasa označenog tačkom B sa detektorom iz sistema 2, do trenutka kada se vrh talasa označen tačkom C poklopi sa detektorom iz sistema 2? Medjutim analiza je identična kao i u predhodnom slučaju, te donosim krajnji zaključak: sa stanovišta posmatrača u sistemu 1 protekne vremenski interval dat jednačinom 13.2, između dva uzastopna poklapanja vrha talasa sa detektorom iz sistema 2. Za posmatrača u sistemu 1 ta poklapanja se dešavaju u trenucima

$$\frac{T^{(1)}}{1 + \frac{v}{c}}, 2 \frac{T^{(1)}}{1 + \frac{v}{c}}, 3 \frac{T^{(1)}}{1 + \frac{v}{c}}, \dots$$

Medjutim posmatrač u sistemu 1 takodje ima detektor koji detektuje vremenski trenutak kada naidje vrh talasa, odnosno amplitudu talasa. Svetlost se u sistemu 1 kreće brzinom  $c$ , i posle svakog vremenskog intervala jednakom periodu talasa  $T^{(1)}$ , posmatrač koristeći detektor registruje vrhove talasa. To se dešava u sledećim trenucima

$$T^{(1)}, 2T^{(1)}, 3T^{(1)}, \dots$$

Neka posmatrač iz sistema 1 u toku nekog vremenskog intervala  $\Delta t^{(1)}$  meri koliko puta je njegov detektor registrovao amplitudu svetlosnog talasa. Neka broj tih merenja bude  $N_1$ . Obzirom da je vremenski interval između dve detekcije jednak periodu oscilovanja talasa  $T^{(1)}$  on može napisati

$$\Delta t^{(1)} = N_1 T^{(1)} \quad (13.3)$$

Posmatrača iz sistema 1 takodje interesuje koliko puta će detektor iz sistema 2 detektovati amplitudu talasa u toku vremenskog intervala  $\Delta t^{(1)}$ . Obzirom da je vremenski interval između dve registracije detektora koji se nalazi u sistemu 2 određen jednačinom 13.2 može se napisati sledeća relacija

$$\Delta t^{(1)} = N_2 \overline{\Delta t^{(1)}} \quad (13.4)$$

Iz jednačina 13.3 i 13.4 sledi

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\overline{\Delta t^{(1)}}}{T^{(1)}}$$

Korišćenjem jednačine 13.2 dobijam

$$N_2 = N_1 \left(1 + \frac{v}{c}\right) \quad (13.5)$$

Na osnovu jednačine 13.5 može se izvući sledeći zaključak: dok se u sistemu 1 izvrši  $N_1$  detekcija amplituda svetlosnih talasa u sistemu 2 se izvrši  $N_2$  detekcija. Ovaj zaključak važi i sa stanovišta posmatrača u sistemu 1, i sa stanovišta posmatrača u sistemu 2.

Ovde sam dao malo dužu analizu da bi došao do predhodnog zaključka, ali vrlo je ilustrativan sledeći primer koji ću dati bez izvodjenja matematičkih relacija. Zamislimo usidreni čamac na jezeru, Njegova brzina je jednaka nuli. Po jezeru se prostiru talasi određene talasne dužine. Čovek u čamcu će izmeriti da je u toku jednog minuta talas  $N_1$  puta udario od pramac čamca. Neka se zatim čamac kreće nekom brzinom u odnosu na vodu. Uzeću da je smer kretanja čamca suprotan od smera kretanja talasa. Ako čovek u čamcu opet izvrši merenje u toku jednog minuta registrovaće veći broj udara talasa u čamac.

Slična je situacija i u predhodno razmatranom slučaju kretanja dva sistema. Kada se sistem 2 kreće prema izvoru svetlosti detektor u njegovom sistemu će veći broj puta detektovati amplitudu talasa, nego kada bi mirovao. Za razliku od slučaja čamca i jezera gde možemo uzeti da vreme jednako protiče u oba sistema, kod primera dva sistema i svetlosnog izvora, analiza se vrši za slučaj da vreme različito protiče u sistemima. Dok u sistemu 1 protekne vremenski interval  $\Delta t^{(1)}$ , u sistemu 2 protekne vremenski interval  $\Delta t^{(2)}$ . Ti intervali su povezani relacijom

$$\Delta t^{(2)} = \Delta t^{(1)} \frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}} \quad (13.6)$$

U sistemu 1 se nalazi izvor svetlosti frekvence  $\nu^{(1)}$ . Posmatrač u sistemu 2 će usled Doplerovog efekta registrovati frekvencu  $\nu^{(2)}$ . Potrebno je povezati te dve frekvence matematičkom relacijom.

Neka u sistemu 1 detektor u toku vremenskog intervala  $\Delta t^{(1)}$  registruje  $N_1$  amplituda talasa. Detektor u sistemu 2 za vremenski interval  $\Delta t^{(2)}$  registrovaće  $N_2$  amplituda talasa. Obzirom da sam uzeo harmonijski elektromagnetni talas posmatrač u sistemu 1 može odrediti period i frekvencu talasa na osnovu veličina  $\Delta t^{(1)}$  i  $N_1$

$$T^{(1)} = \frac{\Delta t^{(1)}}{N_1} \quad (13.7)$$

$$\nu^{(1)} = \frac{1}{T^{(1)}} = \frac{N_1}{\Delta t^{(1)}} \quad (13.8)$$

Istu analizu vrši posmatrač iz sistema 2 i dobija

$$T^{(2)} = \frac{\Delta t^{(2)}}{N_2} \quad (13.9)$$

$$\nu^{(2)} = \frac{1}{T^{(2)}} = \frac{N_2}{\Delta t^{(2)}} \quad (13.10)$$

Posmatrač u sistemu 2 frekvencu određuje na način

$$\frac{\nu^{(2)}}{\nu^{(1)}} = \frac{T^{(1)}}{T^{(2)}} = \frac{N_2 \Delta t^{(1)}}{N_1 \Delta t^{(2)}}$$

odnosno

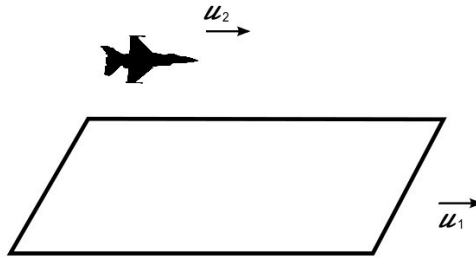
$$\nu^{(2)} = \nu^{(1)} \left(1 + \frac{v}{c}\right) \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}} \quad (13.11)$$

Ovo je tražena jednačina za Doplerov efekat u ovom slučaju. Ako se promene smerovi kretanja sistema, apsolutne brzine sistema, sistem iz koga se emituje svetlost jednačina za Doplerov efekat može dobiti drugačiji oblik. Postoje više kombinacija u vezi smerova kretanja sistema i apsolutnih brzina sistema, ali ja ću izvesti relacije za Doplerov efekat za slučajeve koji se najčešće pojavljuju u praksi.

Pri izvodjenju jednačine (13.11) nisam koristio nikakve aproksimacije. U jednačini (13.11) figurišu apsolutne brzine sistema. Jednačina (13.11) se može dalje transformisati. Na jednom konkretnom primeru ću pokazati način na koji se može to uraditi.

Neka sistem 1 bude aerodrom, a sistem 2 neka bude avion koji se kreće u odnosu na aerodrom (Zemlju). U sistemu aerodroma nalazi se izvor elektromagnetnih talasa frekvence  $\nu^{(1)}$ . Posmatra se

kretanje sistema 1 i 2 u toku nekog kratkog vremenskog intervala, i sistemi se mogu smatrati inercijalnim. Zemlja u toku vršenja eksperimenta ima neku vrednost apsolutne brzine  $u_1$ . Smer kretanja Zemlje i aviona sam na slici 32 označio strelicama.



Slika 32

Avion i Zemlja se kreću u istom smeru. Avion ima za neku vrednost  $\Delta u$  veću apsolutnu brzinu od Zemlje. Kao posledica toga avion se kreće ka sistemu 1. Apsolutna brzina aviona je

$$u_2 = u_1 + \Delta u$$

Posmatrač u sistemu aerodroma konstatuje da se avion približava nekom brzinom  $v$ . Brzina  $v$  je ustvari relativna brzina sistema 2 u odnosu na sistem 1.

U saglasnosti sa relacijom 5.23 intenzitet relativne brzina sistema 1 i 2 je

$$v = u_2 - u_1 = u_1 + \Delta u - u_1$$

$$v = \Delta u$$

Jednačina (13.11) može se dalje transformisati

$$v^{(2)} = v^{(1)} \left(1 + \frac{v}{c}\right) \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - ((u_1 + \Delta u)/c)^2}}$$

$$v^{(2)} = v^{(1)} \left(1 + \frac{v}{c}\right) \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\left(\frac{2u_1\Delta u}{c^2} + \frac{(\Delta u)^2}{c^2}\right)}{1 - (u_1/c)^2}}} \quad (13.12)$$

Obzirom da u ovom slučaju relativna brzina sistema je jednaka  $v$  jednačina 13.12 se može napisati u obliku

$$v^{(2)} = v^{(1)} \left(1 + \frac{v}{c}\right) \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\left(\frac{2u_1v}{c^2} + \left(\frac{v}{c}\right)^2\right)}{1 - (u_1/c)^2}}} \quad (13.13)$$

Potkorenim izrazu u jednačini (13.13) dodajmo i oduzmimo član  $\left(\frac{v}{c}\right)^2$ . Nakon ovih algebarskih transformacija, i uvođenjem parametra  $p$  jednačina (13.13) dobija oblik

$$v^{(2)} = v^{(1)} \frac{\left(1 + \frac{v}{c}\right)}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p}} \quad (13.14)$$

Parametar  $p$  u ovom slučaju ima vrednost

$$p = \frac{\left(\frac{2u_1v}{c^2} + \left(\frac{v}{c}\right)^2\right)}{1 - (u_1/c)^2} - \left(\frac{v}{c}\right)^2$$

Jednačina (13.14) se od standardne jednačine za Doplerov efekat u specijalnoj teoriji relativnosti razlikuje za faktor  $p$ . Pokazaću da se pri praktičnim primenama relacije (13.14) dobijaju brojne vrednosti za frekvence koje se veoma malo razlikuju od brojnih vrednosti dobijenih primenom jednačina specijalne teorije relativnosti. Obzirom na malu razliku u brojnim vrednostima često ću koristiti jednačinu za Doplerov efekat u sledećem obliku

$$\nu^{(2)} = \nu^{(1)} \frac{\left(1 + \frac{v}{c}\right)}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \quad (13.15)$$

Jednačina (13.15) se dobija na osnovu jednačine (13.14) kada se zanemari faktor  $p$ . Zanemarivanje parametra  $p$  se u stvari svodi na uslov  $(u_1/c)^2 \ll 1$ . Ja sam na osnovu moje teorije etra odredio da je apsolutna brzina Zemlje  $u_1 = 6 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ . Taj rezultat je prezentovan u poglavlju 17. Vrednost  $u_1 = 6 \cdot 10^5 \text{ m/s}$  se može koristiti kada se vrši transformacija jednačina, u postupku koji sam upravo prezentovao. Vrednost apsolutne brzina Zemlje koristim ne samo prilikom teorijske analize, nego i pri konkretnim izračunavanjima.

Posmatrač u sistemu 2 određuje frekvencu na osnovu jednačine (13.11). Potrebna je i relacija za talasnu dužinu. Talasna dužina elektromagnetnog talasa u sistemu 1 ima vrednost  $\lambda^{(1)}$ . Postavlja se pitanje koliku talasnu dužinu registruje posmatrač u sistemu 2? Posmatrač u sistemu 2 talasnu dužinu određuje na osnovu jednačine

$$\lambda^{(2)} \nu^{(2)} = c \quad (13.16)$$

odnosno

$$\lambda^{(2)} = \frac{c}{\nu^{(2)}} = \lambda^{(1)} \frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\left(1 + \frac{v}{c}\right) \sqrt{1 - (u_1/c)^2}} \quad (13.17)$$

Opisanom procedurom jednačina se može transformisati i dobija oblik

$$\lambda^{(2)} = \lambda^{(1)} \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p}}{\left(1 + \frac{v}{c}\right)} \quad (13.18)$$

Ako se zanemari faktor  $p$  jednačina 13.18 dobija oblik

$$\lambda^{(2)} = \lambda^{(1)} \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}{\left(1 + \frac{v}{c}\right)}$$

odnosno

$$\lambda^{(2)} = \lambda^{(1)} \sqrt{\frac{1 - \frac{v}{c}}{1 + \frac{v}{c}}} \quad (13.19)$$

Ovde ću dati pojedine komentare. Uvodjenjem parametra  $p$  dobija se da jednačine teorije etra imaju sličnu formu sa odgovarajućim jednačinama specijalne teorije relativnosti. Primer za to je relacija za Doplerov efekat. Parametar  $p$  je pre svega određen brojnom vrednošću apsolutne brzine kretanja Zemlje u odnosu na etar. Zanemarivanjem parametra  $p$  u pojedinim slučajevima dobijaju se odgovarajuće jednačine specijalne teorije relativnosti.

Ako je moja teorija tačna onda su jednačine teorije etra preciznije za opisivanje fizičke realnosti od odgovarajućih jednačina specijalne teorije relativnosti, i moja teorija može se smatrati obuhvatnijom u odnosu na specijalnu teoriju relativnosti. Moglo bi se čak uvesti i ona poznata veza koja postoji između Ajnštajn–Poenkareove mehanike i Njutnove mehanike. Naime pod određenim uslovima, najčešće je to uslov da je relativna brzina sistema mnogo manja od  $c$ , jednačine Ajnštajn–Poenkareove mehanike se svode na jednačine Njutnove mehanike. Pojedine jednačine moje teorije etra svele bi se na

jednačine specijalne teorije relativnosti ako se zanemari parametar  $p$ . Konkretno u slučaju Doplerovog efekta ako zanemarimo faktor  $p$  dobili bi jednačinu koja je identična sa jednačinom iz specijalne teorije relativnosti.

Ja ću u daljem radu često koristiti veličinu  $\sqrt{1 - (v/c)^2}$  umesto veličine  $\frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}$ , i to iz više razloga. Kao primer uzmimo jednačinu (13.11). Pri njenom izvidjenju nisu korišćene nikakve aproksamacije i to je najpreciznija jednačina. Ona se koristi kada je potrebno veoma precizno određivanje frekvenci. U svakodnevnoj praktičnoj primeni (kada se ne zahteva izuzetna preciznost) mnogo je jednostavnije raditi sa jednačinama oblika (13.15).

Vrednosti koje se dobiju primenom jednačina teorije etra ne razlikuju se mnogo od vrednosti koje se dobijaju primenom jednačina specijalne teorije relativnosti. Da bi to ilustrovao izračunaću odgovarajuće faktore. Uzmimo da  $\beta$  ima vrednost 0,064. Na osnovu moje teorije etra dobijam da je vrednost apsolutne brzine Zemlje  $u_1 = 6 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ . Koristeći vrednost  $\beta = 0,064$ , i vrednost za apsolutnu brzinu Zemlje dobijam numerčke vrednosti odgovarajućih faktora koje sam analizirao u ovom poglavlju

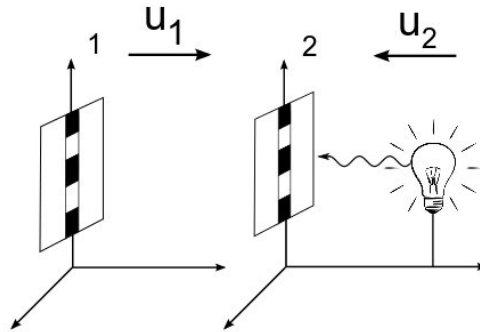
$$\frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}} = \frac{\sqrt{1 - ((u_1 + \beta c)/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}} = \sqrt{1 - \beta^2 - p}$$

$$\sqrt{1 - \beta^2 - p} = 0,9978216$$

$$\sqrt{1 - \beta^2} = 0,9979499$$

U predhonom tekstu bilo je reči da konkretne relacije za Doplerov efekat zavise iz kog sistema se emituje svetlost, smerova kretanja sistema, apsolutnih brzina sistema. Postoje više kombinacija, ali ja ću u daljem tekstu izvesti relacije za Doplerov efekat za još tri slučaja, koji se najčešće pojavljuju u praksi.

Prvi slučaj koji ću razmatrati razlikuje se od predhodno diskutovanog po tome što se sada izvor svetlosti nalazi u sistemu 2. Znači sistemi 1 i 2 kreću se duž istog pravca, ali u suprotnim smerovima, i kao u predhodnom slučaju apsolutna brzina sistema 2 je veća od apsolutna brzine sistema 1.



Slika 33

Opet pretpostavimo da se u sistemima 1 i 2 nalaze detektori koji mogu da registruju amplitude talasa. Sada se u sistemu 2 nalazi izvor svetlosti frekvence  $\nu^{(2)}$ . Posmatrač u sistemu 1 će usled Doplerovog efekta registrovati frekvencu  $\nu^{(1)}$ . Dok se u sistemu 2 izvrši  $N_2$  detekcija amplituda svetlosnih talasa u sistemu 1 se izvrši  $N_1$  detekcija, odnosno

$$N_1 = N_2 \left(1 + \frac{v}{c}\right) \quad (13.20)$$

Kao i u predhodnom slučaju uzeću harmonijski elektromagnetni talas u razmatranje. U sistemu 2 detektor u toku vremenskog intervala  $\Delta t^{(2)}$  registruje  $N_2$  amplituda talasa. Detektor u sistemu 1 za vremenski interval  $\Delta t^{(1)}$  registrovaće  $N_1$  amplituda talasa. Posmatrač u sistemu 2 može odrediti period i frekvencu talasa na osnovu veličina  $T^{(2)}$  i  $N_2$

$$T^{(2)} = \frac{\Delta t^{(2)}}{N_2}$$

$$\nu^{(2)} = \frac{1}{T^{(2)}} = \frac{N_2}{\Delta t^{(2)}}$$

Istu analizu vrši posmatrač iz sistema 1 i dobija

$$T^{(1)} = \frac{\Delta t^{(1)}}{N_1}$$

$$\nu^{(1)} = \frac{1}{T^{(1)}} = \frac{N_1}{\Delta t^{(1)}}$$

Posmatrač u sistemu 1 frekvencu određuje na način

$$\frac{\nu^{(1)}}{\nu^{(2)}} = \frac{T^{(2)}}{T^{(1)}} = \frac{N_1 \Delta t^{(2)}}{N_2 \Delta t^{(1)}}$$

odnosno

$$\nu^{(1)} = \nu^{(2)} \left(1 + \frac{v}{c}\right) \frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}} \quad (13.21)$$

Ako se izvrši procedura opisana u predhodnom primeru može se dobiti jednačina oblika

$$\nu^{(1)} = \nu^{(2)} \left(1 + \frac{v}{c}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p} \quad (13.22)$$

Zanemarivanjem faktora  $p$  dobijam sledeću jednačinu

$$\nu^{(1)} = \nu^{(2)} \left(1 + \frac{v}{c}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} \quad (13.23)$$

Talasna dužina se određuje na osnovu jednačine

$$\lambda^{(1)} = \frac{c}{\nu^{(1)}} = \lambda^{(2)} \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\left(1 + \frac{v}{c}\right) \sqrt{1 - (u_2/c)^2}} \quad (13.24)$$

Uvodjenjem parametra  $p$  jednačina (13.24) dobija oblik

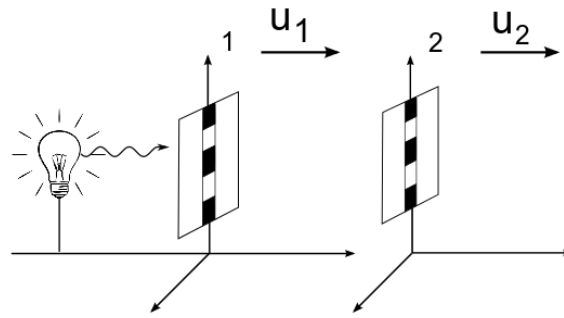
$$\lambda^{(1)} = \frac{\lambda^{(2)}}{\left(1 + \frac{v}{c}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p}} \quad (13.25)$$

Ako zanemarimo parametar  $p$  u jednačini (13.25) dobijamo jednačinu

$$\lambda^{(1)} = \frac{\lambda^{(2)}}{\left(1 + \frac{v}{c}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \quad (13.26)$$

U sledećem slučaju koji ću razmatrati predpostaviću da se sistemi 1 i 2 kreću duž istog pravca i smera. Intenzitet apsolutne brzine sistema 1 je  $u_1$ , a intenzitet apsolutne brzine sistema 2 je  $u_2$ . Uzimam da je  $u_2$  veće od  $u_1$ . Kao posledica toga imamo da se sistemi 1 i 2 udaljuju jedan od drugog. Izvor svetlosti nalazi se u sistemu 1 i frekvencija svetlosti koje emituje izvor iznosi  $\nu^{(1)}$  (slika 34).





Slika 34

Za razliku od predhodna dva slučaja veličine  $N_1$  i  $N_2$  biće povezane jednačinom

$$N_2 = N_1 \left(1 - \frac{v}{c}\right) \quad (13.27)$$

Znak minus se javlja zbog udaljavanja sistema. Da ne bih opet predstavljao teorijsku analizu koja zahteva dosta vremena setimo se primera čamca koji se kreće po jezeru, ali u ovom slučaju čamac će se kretati u smeru kretanja talasa. Zato što se kreće od izvora talasa u čamac će manji broj puta udarati talasi u jedinici vremena nego kada miruje.

Izvor svetlosti se nalazi u sistemu 1, a sistemi 1 i 2 se udaljuju, i iz tog razloga se pojavljuje znak minus u jednačini. Detektor u sistemu 1 za vremeski interval  $\Delta t^{(1)}$  registrovaće  $N_1$  amplituda talasa, a u sistemu 2 detektor u toku vremeskog intervala  $\Delta t^{(2)}$  registruje  $N_2$  amplituda talasa.

Posmatrač u sistemu 1 može odrediti period i frekvencu talasa na osnovu veličina  $T^{(1)}$  i  $N_1$

$$T^{(1)} = \frac{\Delta t^{(1)}}{N_1}$$

$$\nu^{(1)} = \frac{1}{T^{(1)}} = \frac{N_1}{\Delta t^{(1)}}$$

Istu analizu vrši posmatrač iz sistema 2 i dobija

$$T^{(2)} = \frac{\Delta t^{(2)}}{N_2}$$

$$\nu^{(2)} = \frac{1}{T^{(2)}} = \frac{N_2}{\Delta t^{(2)}}$$

Posmatrač u sistemu 2 frekvencu određuje na način

$$\frac{\nu^{(2)}}{\nu^{(1)}} = \frac{T^{(1)}}{T^{(2)}} = \frac{N_2 \Delta t^{(1)}}{N_1 \Delta t^{(2)}}$$

odnosno

$$\nu^{(2)} = \nu^{(1)} \left(1 - \frac{v}{c}\right) \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}} \quad (13.28)$$

Uvodjenjem parametra  $p$  jednačina (13.28) dobija oblik

$$\nu^{(2)} = \nu^{(1)} \frac{\left(1 - \frac{v}{c}\right)}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p}} \quad (13.29)$$

Talasnu dužina se određuje na osnovu jednačine

$$\lambda^{(2)} = \frac{c}{\nu^{(2)}} = \lambda^{(1)} \frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\left(1 - \frac{v}{c}\right) \sqrt{1 - (u_1/c)^2}} \quad (13.30)$$

Jednačina 13.30 se može transformisati i dobija oblik

$$\lambda^{(2)} = \lambda^{(1)} \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p}}{\left(1 - \frac{v}{c}\right)} \quad (13.31)$$

Analiziraću još jedan slučaj. Ovaj slučaj se razlikuje od predhonog po tome što se izvor svetlosti nalazi u sistemu 2, za razliku od predhodnog slučaja u kojem smo imali da se izvor svetlosti nalazio u sistemu 1. Frekvencu svetlosti koje emituje izvor označiću sa  $\nu^{(2)}$ . Veličine  $N_1$  i  $N_2$  biće povezane jednačinom

$$N_1 = N_2 \left(1 - \frac{v}{c}\right) \quad (13.32)$$

Periode i frekvence posmatrači u svojim sistemima određuju po relacijama

$$T^{(1)} = \frac{\Delta t^{(1)}}{N_1}$$

$$\nu^{(1)} = \frac{1}{T^{(1)}} = \frac{N_1}{\Delta t^{(1)}}$$

$$T^{(2)} = \frac{\Delta t^{(2)}}{N_2}$$

$$\nu^{(2)} = \frac{1}{T^{(2)}} = \frac{N_2}{\Delta t^{(2)}}$$

Posmatrač u sistemu 1 frekvencu određuje na način

$$\frac{\nu^{(1)}}{\nu^{(2)}} = \frac{T^{(2)}}{T^{(1)}} = \frac{N_2 \Delta t^{(2)}}{N_1 \Delta t^{(1)}}$$

odnosno

$$\nu^{(1)} = \nu^{(2)} \left(1 - \frac{v}{c}\right) \frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}} \quad (13.33)$$

Kao i u slučaju primera koje sam do sada analizirao napisaću jednačinu u kojoj figuriše parametar  $p$

$$\nu^{(1)} = \nu^{(2)} \left(1 - \frac{v}{c}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p} \quad (13.34)$$

Talasna dužina se određuje na osnovu jednačine

$$\lambda^{(1)} = \frac{c}{\nu^{(1)}} = \lambda^{(2)} \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\left(1 - \frac{v}{c}\right) \sqrt{1 - (u_2/c)^2}} \quad (13.35)$$

, a jednačina (13.35) se može transformisati i dobija oblik

$$\lambda^{(1)} = \frac{\lambda^{(2)}}{\left(1 - \frac{v}{c}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p}} \quad (13.36)$$

Primeniću izvedene relacije na konkretan primer. Uzmimo da se avion kreće ka izvoru elektromagnetnih talasa koji se nalazi na Zemlji. Neka izvor emituje talas frekvence  $\nu^{(1)}$ . Elektromagnetni talas nakon refleksije od aviona vraća se do izvora gde se registruje određena

frekvencija. Registrovana frekvencija imaće vrednost  $\nu_1^{(1)}$  koja se razlikuje od emitovane frekvencije  $\nu^{(1)}$ . Na osnovu frekvencija  $\nu_1^{(1)}$  i  $\nu^{(1)}$  može se odrediti brzina aviona. Ovo bi ukratko bio princip rada radara.

Laboratorijski sistem koji je vezan za Zemlju (u kome se nalazi izvor elektromagnetnih talasa) biće sistem 1, a sistem koji je vezan za avion biće sistem 2. Izvor emituje talase frekvencije  $\nu^{(1)}$ , a avion registruje u skladu sa jednačinom (13.14) talase frekvencije  $\nu_1^{(2)}$

$$\nu_1^{(2)} = \nu^{(1)} \frac{\left(1 + \frac{v}{c}\right)}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p}} \quad (13.37)$$

Talasi se reflektuju od aviona, i avion sada postaje izvor talasa frekvencije  $\nu_1^{(2)}$  koji se kreću ka sistemu 1. U skladu sa jednačinom (13.22) u sistemu 1 biće registrovana sledeća frekvencija elektromagnetnog talasa

$$\nu_1^{(1)} = \nu_1^{(2)} \left(1 + \frac{v}{c}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p} \quad (13.38)$$

Na osnovu jednačina (13.37) i (13.38) dobijamo

$$\nu_1^{(1)} = \nu^{(1)} \left(1 + \frac{v}{c}\right)^2 \quad (13.39)$$

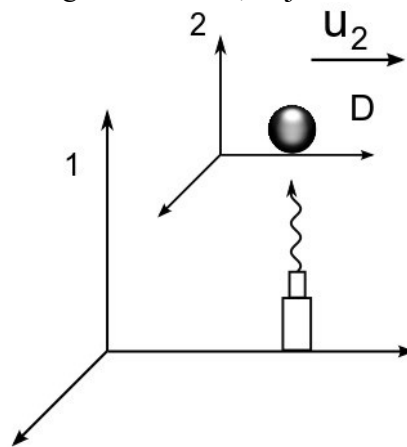
Frekvencija  $\nu_1^{(1)}$  razlikuje se od emitovane frekvencije  $\nu^{(1)}$ . Možemo formirati relativnu promenu frekvencije i izračunati brzinu aviona

$$\frac{\nu_1^{(1)} - \nu^{(1)}}{\nu^{(1)}} = \left(1 + \frac{v}{c}\right)^2 - 1$$

$$\frac{\nu_1^{(1)} - \nu^{(1)}}{\nu^{(1)}} \approx 2 \frac{v}{c}$$

Ostala je da se izvrši analiza za takozvani transversalni (poprečni) Doplerov efekat. Takav efekat nastaje kada je pravac kretanja elektromagnetnog talasa normalan na pravac relativne brzine sistema.

Neka se u sistemu 1 nalazi izvor elektromagnetnog zračenja frekvencije  $\nu^{(1)}$ . Uzeću da sistem 1 ima apsolutnu brzinu  $u_1$ , a sistem 2 apsolutnu brzinu  $u_2$ . Najpre ću analizirati slučaj da je apsolutna brzina sistema 2 veća od apsolutne brzine sistema 1 ( $u_2 > u_1$ ). Sistem 2 se kreće paralelno sistemu 1 (slika 35). Radi lakše analize uzeću da rastojanje između sistema 1 i 2 ima relativno malu vrednost, tako da talas koji je emitovan iz sistema 1 dolazi u sistem 2 nakon kratkog vremenskog intervala. U sistemu 2 nalazi se detektor elektromagnetnih talasa, koji sam na slici 35 označio sa D.



Slika 35

Postavlja se pitanje koju frekvencu će registrovati posmatrač u sistemu 2? Ovde ne dajem neko egzaktno izvodjenje nego koristim sledeću analizu. Sistem 2 ima veću apsolutnu brzinu od sistema 1, pa kao posledica toga u sistemu 2 vreme sporije protiče nego u sistemu 1. U sistemu 2 procesi se dešavaju sporije nego u sistemu 1. Ovo važi ne samo za fizičke procese, nego i za fiziološke procese, a kao ilustraciju tog tvrdjenja razmatram jedan hipotetički eksperiment. Uzeću dva blizanca (dva identična biološka organizma), koji se nalaze u sistemima 1 i 2. Za blizanca u sistemu 2 vreme sporije protiče nego za blizanca u sistemu 1, a kao posledica toga blizancu u sistemu 2 srce će sporije kucati nego blizancu u sistemu 1. U skladu sa ovakvom formalnom analizom smatram da će talas koji dospe u sistem 2 imati manju frekvencu i ona će biti određena sledećom aproksimativnom relacijom

$$\nu^{(2)} = \nu^{(1)} \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} \quad (13.40)$$

Ova relacija ima opštiju formu i ona glasi

$$\nu^{(2)} = \nu^{(1)} \frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}} \quad (13.41)$$

Jednačina (13. 41) se može napisati u obliku

$$\nu^{(2)} = \nu^{(1)} \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p} \quad (13.42)$$

Talasna dužina se određuje na osnovu jednačine

$$\lambda^{(2)} = \frac{c}{\nu^{(2)}} = \frac{\lambda^{(1)}}{\frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}} \quad (13.43)$$

Veličina  $\lambda^{(1)}$  je talasna dužina elektromagnetnog talasa koji je emitovan iz sistema 1.

Uvodjenjem parametra  $p$  jednačina (13.43) dobija oblik

$$\lambda^{(2)} = \frac{c}{\nu^{(2)}} = \frac{\lambda^{(1)}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p}} \quad (13.44)$$

Za razliku od upravo analiziranog slučaja uzimam da se u sistemu 2 nalazi izvor svetlosti frekvence  $\nu^{(2)}$ . Posmatrač u sistemu 1 može koristiti u cilju određivanja frekvence sledeću aproksimativnu jednačinu

$$\nu^{(1)} = \frac{\nu^{(2)}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \quad (13.45)$$

I ova relacija ima opštiju formu i ona glasi

$$\nu^{(1)} = \frac{\nu^{(2)}}{\frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}} \quad (13.46)$$

Jednačina (13. 46) se može napisati u obliku

$$\nu^{(1)} = \frac{\nu^{(2)}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p}} \quad (13.47)$$

Talasna dužina  $\lambda^{(1)}$  određuje se na osnovu jednačine

$$\lambda^{(1)} = \frac{c}{v^{(1)}} = \lambda^{(2)} \frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}} \quad (13.48)$$

Uvodjenjem parametra  $p$  jednačina (13.48) dobija oblik

$$\lambda^{(1)} = \lambda^{(2)} \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p} \quad (13.49)$$

Veličina  $\lambda^{(2)}$  je talasna dužina elektromagnetnog talasa koji je emitovan iz sistema 2.

Može se analizirati i varijanta eksperimenta da sistem 1 ima veću apsolutnu brzinu od sistema 2, ali dobijaju se jednačine koje se po svojoj suštini ne razlikuju od prezentovanih jednačina.

#### 14. Crveni i plavi pomak (redshift, blueshift). Promena sopstvene frekvence kvantnog sistema

Kao što sam već istakao ogromnu većinu informacija o astronomskim objektima dobijamo putem elektromagnetnih talasa. Na osnovu spektra nekog astronomskog objekta možemo odrediti mnoge karakteristike tog objekta. Jedna od tih analiza je merenje veličine crvenog pomaka na osnovu kojeg se može se odrediti brzina astronomskog objekta.

Sa stanovišta kvantne mehanike atomi (molekuli) imaju diskretne energetske nivoe. Ti energetske nivoe nekada se razlikuju za malu vrednost energije, a nekada postoje veće energetske razlike izmedju nivoea. Prelazom elektrona sa višeg na niži energetske nivo dolazi do emisije elektromagnetnog talasa (svetlosti) tačno određene talasne dužine. Ako se atomi dovedu u pobudjena stanja oni će se vratiti u osnovno stanje, ali će emitovati elektromagnetne talase koji imaju određene talasne dužine. Taj skup talasnih dužina (skup individualnih linija u spektrometru) čini spektar atoma. Posebnim metodama mogu se snimiti spektri atoma i na taj način može se dobiti informacija o energetskim nivoima nekog atoma. Te linije u spektru ponekad se ne mogu razdvojiti i čine traku, ali ono što je izuzetno bitno je da svaki element ima svoj karakteristični skup linija, svoj spektar. Ako analiziramo spektar nekog uzorka, i u njemu uočimo karakteristične linije za dati element, onda mi možemo tvrditi da je u ispitivanom uzorku prisutan taj element.

Informacije o zvezdi možemo dobiti snimanjem optičkog spektra zvezde. Analizom spektra zvezde može se uočiti skup linija koje su karakteristične za neki element. Element koji se nalazi na zvezdi stvara isti karakteristični spektar kao kada bi se nalazio na Zemlji. Proučavajući spektre zvezda možemo odrediti koji elementi su prisutni u zvezdama. Veoma bitan element u tom proučavanju spektara je vodonik, jer je veoma zastupljen element u vasioni, i ima jednostavan spektar. Vodonikov spektar karakterišu serije (Lajmanova, Balmerova i ostale), i one se mogu uočiti u spektru zvezde. Medjutim dešava se da sve linije vodonikovog spektra budu pomerene za određenu vrednost. Rastojanje izmedju linija spektra nije se promenilo, niti se promenila struktura spektra nego su sve linije povećale (smanjile) vrednost talasne dužine za neku vrednost  $\Delta\lambda$ , odnosno pomerene su ka crvenom (plavom) delu spektra. Ta pojava u astronomiji nazvana je crveni (plavi) pomak. Ovo pomeranje ne karakteriše samo linije vodonikovog spektra nego i linije ostalih atoma koji se nalaze u zvezdi. Vrednost crvenog pomaka se izračunava na osnovu jednačine

$$z = \frac{\lambda_{izmerena} - \lambda_{emitovana}}{\lambda_{emitovana}} \quad (14.1)$$

Može se koristiti i jednačina za izračunavanje crvenog pomaka u kojoj figurišu frekvence.

Da bi razjasnili kako su definisane veličine  $\lambda_{izmerena}$  i  $\lambda_{emitovana}$  uzmimo jedan ovakav primer. Neka je u spektru određene galaksije primećena Balmerova serija. Iz te serije uzeta je na primer  $\gamma$  linija koja ima vrednost od 4774,6 angstroma. To je ustvari veličina  $\lambda_{izmerena}$ , jer tu talasnu dužinu merimo prilikom posmatranja astronomskog objekta, u ovom slučaju galaksije. Gama linija

Balmerove serije kada se meri u laboratoriji na Zemlji ima vrednost 4340,5 angstrema. To je ustvari  $\lambda_{emitovana}$  jer se uzima da se sa galaksije emituje ta talasna dužina. Na osnovu tih podataka lako možemo izračunati vrednost crvenog pomaka. Dobija se  $z = 0,1$ . Izmereni crveni pomak ne zavisi od izabrane linije iz Balmerove serije. Isti rezultat za crveni pomak bi se dobio i ako bi smo uzeli  $\alpha$ ,  $\beta$  ili  $\delta$  liniju iz Balmerove serije. U ovom slučaju dobijena je pozitivna vrednost za  $z$ , jer se galaksija od Zemlje udaljuje odredjenom brzinom. Moguće je merenjem dobiti i negativnu vrednost za  $z$ , a to znači da se astronomski objekat približava Zemlji. Snimljeni spektar tog astronomskog objekta pomeren je ka plavom delu spektra.

Crveni pomak se objašnjava pomoću relativističkog Doplerovog efekta. Veličina  $z$  se izračunava koristeći relativistički Doplerov efekat na način

$$z = \sqrt{\frac{1 + \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c}}} - 1 \quad (14.2)$$

Veličina  $v$  je intenzitet relativne brzina kretanja astronomskog objekta u odnosu na Zemlju.

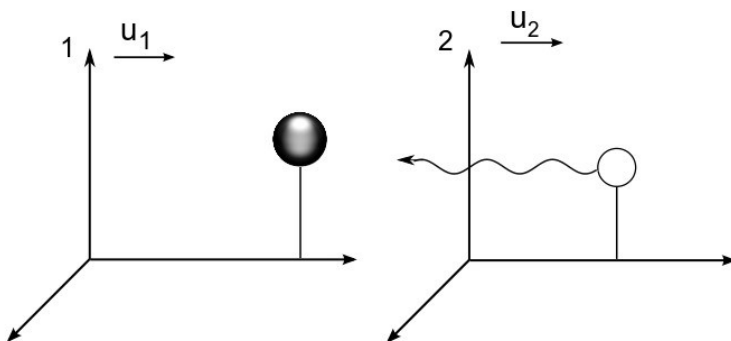
Nakon snimanja spektra astronomskog objekta i njegove analize određuje se  $z$ . Veličina  $z$  može biti ili pozitivna ili negativna. Ako se dobije pozitivna vrednost za  $z$  ( $z > 0$ ) onda je reč o crvenom pomaku, odnosno astronomski objekat se udaljuje od nas nekom brzinom  $v$ . Energija fotona koju mi registrujemo ima nižu vrednost od energije koju je foton imao kada je bio emitovan sa astronomskog objekta. U slučaju da se izmeri negativna vrednost za  $z$  ( $z < 0$ ) onda je reč o plavom pomaku. U tom slučaju astronomski objekat se približava ka nama nekom brzinom  $v$ . Energija fotona koju registrujemo ima višu vrednost od energije koju je foton imao kada je bio emitovan sa astronomskog objekta.

U slučaju da je relativna brzina kretanja između astronomskog objekta i Zemlje mnogo manja od  $c$  jednačina 14.2 dobija aproksimativni oblik

$$z \approx \frac{v}{c} \quad (14.3)$$

Sada ću analizirati pojavu crvenog pomaka sa stanovišta teorije etra. Kao što sam već istakao kada se izvodi konkretna relacija za Doplerov efekat treba znati iz kog sistema se emituje svetlost, smerove kretanja sistema, apsolutne brzine sistema. Postoje više takvih kombinacija, ali ja ću u daljem tekstu analizirati pojavu crvenog pomaka za dva slučaja. Naravno analiza pojave crvenog (plavog) pomaka se može vršiti i za sve ostale kombinacije smerova kretanja sistema, apsolutnih brzina, ali ću ograničiti diskusiju samo na dva slučaja.

Na slici 36 prikazana su dva sistema 1 i 2. Sistemi se kreću u istom pravcu i smeru intenzitetima apsolutnih brzina  $u_1$  i  $u_2$ . Intenzitet apsolutne brzine sistema 2 je veći od intenziteta apsolutne brzine sistema 1 ( $u_2 > u_1$ ), i kao posledica toga sistemi se udaljuju jedan od drugog. Sistem 1 je laboratorijski sistem koji se nalazi na Zemlji, a sistem 2 je neka galaksija (zvezda).



Slika 36

Pre nego što nastavim dalju analizu moram učiniti digresiju u vezi jednog efekta kojeg smatram značajnim, ne samo za analizu crvenog pomaka nego i za druge pojave u fizici. Taj efekat nazivam *promena sopstvene frekvence kvantnog sistema*.

O čemu se zapravo radi. Pri teorijskoj analizi crvenog pomaka u jednačini (14.1) uzima se da je talasna dužina emitovane svetlosti sa astronomskog objekta (galaksije) jednaka talasnoj dužini svetlosti koju bi emitovao identičan atom kada bi se nalazio na Zemlji. U primeru koji sam analizirao kada je računata vrednost crvenog pomaka za galaksiju uzeta je  $\gamma$  linija iz Balmerove serije spektra atoma vodonika čija je vrednost 4340,5 angstroma. Zvanični stav u astrofizici (primenjen na ovaj konkretan slučaj) je da talasna dužina emitovane svetlosti sa galaksije ima identičnu vrednost talasne dužine svetlosti koju bi emitovao atom vodonika kada bi se nalazio na Zemlji. Ja uvodim u razmatranje mogućnost da se sa galaksije emituje svetlost talasne dužine koja je različita od vrednosti 4340,5 angstroma, odnosno mogućnost da se sa galaksije emituje svetlost talasne dužine različite vrednosti od one koja je emitovana u laboratoriji na Zemlji. Elektromagnetni talas emitovan od strane vodonikovog atoma, koji se nalazi u galaksiji, je takodje nastao prelazom između energetske nivoa atoma vodonika, ali galaksija (sistem 2) ima različitu vrednost apsolutne brzine od apsolutne brzine Zemlje (sistem 1), i proticanje vremena u sistemu 2 je različito od proticanja vremena u sistemu 1. Sistem 2 ima veću apsolutnu brzinu od sistema 1, pa kao posledica toga u sistemu 2 vreme sporije protiče nego u sistemu 1. U sistemu 2 procesi se dešavaju sporije nego u sistemu 1.

Da bi detaljnije obrazložio predhodno iznete stavove koji čine suštinu efekta koji nazivam *promena sopstvene frekvence kvantnog sistema* uzeću jedan ovakav primer. Neka se u sistemu 1 nalazi neki atom čiji energetski nivoi su dobro poznati. Prelazom elektrona sa višeg energetskog nivoa  $E_2^{(1)}$  na niži energetski nivo  $E_1^{(1)}$  emitovaće se svetlost frekvence  $\nu^{(1)}$  odnosno talasne dužine  $\lambda^{(1)}$ .

Neka sistem 1 promeni vrednost svoje apsolutne brzine sa vrednosti  $u_1$  na vrednost  $u_2$ . Uzeću da je brzina  $u_2$  veća od brzine  $u_1$ . Neka opet atom izrači svetlost koja nastaje prelazom sa višeg energetskog nivoa na niži energetski nivo. Frekvencu i talasnu dužinu emitovane svetlosti označiću sa  $\nu^{(2)}$  i  $\lambda^{(2)}$ . Ja uzimam u razmatranje mogućnost da se one razlikuju od vrednosti  $\nu^{(1)}$  i  $\lambda^{(1)}$ . Postavlja se pitanje da li je povećanje apsolutne brzine dovelo do promene energetskog dijagrama, odnosno da li su neki energetski nivoi nestali, a novi nivoi se pojavili? Struktura energetskih nivoa je ostala ista tj. energetski dijagram se nije promenio. Promena frekvence koju emituje (apsorbuje) atom je posledica promene toka vremena u sistemu, ali ta promena toka vremena u sistemu je nastala usled promene apsolutne brzine sistema.

Ako je pretpostavka o promeni sopstvene frekvence kvantnog sistema tačna onda frekvence  $\nu^{(2)}$  i  $\nu^{(1)}$ , i talasne dužine  $\lambda^{(2)}$  i  $\lambda^{(1)}$  povezane su aproksimativnim relacijama

$$\nu^{(2)} = \nu^{(1)} \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} \quad (14.4)$$

$$\lambda^{(2)} = \frac{c}{\nu^{(2)}} = \frac{\lambda^{(1)}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \quad (14.5)$$

Relacija koja povezuje frekvence  $\nu^{(2)}$  i  $\nu^{(1)}$  bez korišćenja bilo kakvih aproksimacija glasi

$$\nu^{(2)} = \nu^{(1)} \frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}$$

odnosno

$$\nu^{(2)} = \nu^{(1)} \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p} \quad (14.6)$$

Možemo razmatrati situaciju da sistem 1 smanji vrednost svoje apsolutne brzine na vrednost  $u_3$  ( $u_1 > u_3$ ), i neka opet atom emituje elektromagnetni talas. Frekvencu tog elektromagnetnog talasa označiću sa  $\nu^{(3)}$ . Frekvence  $\nu^{(3)}$  i  $\nu^{(1)}$  povezane su relacijom

$$\nu^{(3)} = \nu^{(1)} \frac{\sqrt{1 - (u_3/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}} \quad (14.7)$$

odnosno relacijom

$$\nu^{(3)} = \frac{\nu^{(1)}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p}} \quad (14.8)$$

Talasne dužine  $\lambda^{(3)}$  i  $\lambda^{(1)}$  povezane su relacijom

$$\lambda^{(3)} = \lambda^{(1)} \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p} \quad (14.9)$$

Frekvencija  $\nu^{(1)}$  predstavlja inherentnu karakteristiku atoma. Ona na jedinstven način opisuje strukturu atoma. Ovu pojavu promene frekvence usled promene apsolutne brzine sistema nazivam promena sopstvene frekvence kvantnog sistema. Pod kvantnim sistemom podrazumevam atom (molekul), a sopstvena frekvencija kvantnog sistema (atoma) u razmatranom primeru bila je frekvencija koja je odgovarala razlici energetskih nivoa  $E_2^{(1)}$  i  $E_1^{(1)}$ .

Moram da napomenem da se pojedini eksperimenti mogu vrlo lako objasniti korišćenjem pretpostavke o promeni sopstvene frekvence kvantnog sistema, a medju njima treba svakako izdvojiti temperaturno zavisni Pound-Rebka eksperiment. Medjutim u pojedinim slučajevima ova pretpostavka nije primenljiva, ali i bez obzira na to smatram da ovaj efekat zaslužuje teorijsku i eksperimentalnu pažnju.

U daljoj diskusiji ja ću analizirati eksperimente kod kojih se javlja dilatacija vremena, a analiziraću i eksperimente kod kojih postoji Doplerov efekat. Naglasiću kada analizu eksperimenta vršim uzimanjem promene sopstvene frekvence kvantnog sistema u obzir, a kada se analiza vrši bez uzimanja tog efekta.

Nakon ove digresije vratimo se razmatranju crvenog pomaka sa stanovišta teorije etra. Uveo sam u razmatranje dva sistema 1 i 2 koji se kreću u istom pravcu i smeru intenzitetima apsolutnih brzina  $u_1$  i  $u_2$ , i pretpostavio sam da je intenzitet apsolutne brzine sistema 2 veći od intenziteta apsolutne brzine sistema 1 ( $u_2 > u_1$ ). Kao posledica ovih pretpostavki sistemi se udaljuju jedan od drugog. Sistem 1 je laboratorijski sistem koji se nalazi na Zemlji, a sistem 2 je neka galaksija (zvezda) (slika 36).

Ovaj slučaj ću najpre razmatrati bez uzimanja u obzir efekta promene sopstvene frekvence kvantnog sistema i dobiti vrednost za crveni pomak, a potom ću uzeti ovaj efekat u obzir i analizirati kako će taj efekat uticati na vrednost  $z$ .

Atom u laboratoriji na Zemlji emituje svetlost talasne dužine  $\lambda_0^{(1)}$ . Pošto najpre ne uzimam u razmatranje promenu sopstvene frekvence kvantnog sistema, atom sa zvezde, koji je identičan atomu iz laboratorije na Zemlji, takodje će emitovati svetlost talasne dužine  $\lambda_0^{(1)}$ . Posmatrač na Zemlji registrovaće sledeću talasnu dužinu

$$\lambda^{(1)} = \frac{\lambda_0^{(1)}}{\left(1 - \frac{v}{c}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p}} \quad (14.10)$$

Ovde se javlja crveni pomak odnosno povećanja talasne dužine jer se sistemi 1 i 2 udaljuju jedan od drugog.

Odredimo koeficijent  $z$  saglasno njegovoj definiciji



$$z = \frac{\lambda^{(1)} - \lambda_0^{(1)}}{\lambda_0^{(1)}} = \frac{1}{\left(1 - \frac{v}{c}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p}} - 1 \quad (14.11)$$

Obzirom da se ovde javlja crveni pomak koeficijent  $z$  ima pozitivnu vrednost.

Aproksimativna forma jednačine (14.11) glasi

$$z = \frac{1}{\left(1 - \frac{v}{c}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} - 1 \quad (14.12)$$

U slučaju kada je relativna brzina sistema  $v$  mnogo manja od  $c$  jednačina (14.12) svodi se na sledeći oblik

$$z \approx \frac{v}{c} \quad (14.13)$$

Sada ću uzeti u razmatranje efekat promene sopstvene frekvence kvantnog sistema. Atom u laboratoriji na Zemlji emituje svetlost frekvence  $\nu_0^{(1)}$ , odnosno svetlost talasne dužine  $\lambda_0^{(1)}$ . Kada bi se atom istog elementa nalazio u galaksiji emitovao bi svetlost frekvence

$$\nu^{(2)} = \nu_0^{(1)} \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p} \quad (14.14)$$

Talasna dužina svetlosti koja je emitovana iz sistema 2 kada se uzima u razmatranje efekat promene sopstvene frekvence kvantnog sistema ima vrednost datu jednačinom (14.15), i očigledno je da se razlikuje od talasne dužine  $\lambda_0^{(1)}$

$$\lambda^{(2)} = \frac{c}{\nu^{(2)}} = \frac{\lambda_0^{(1)}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p}} \quad (14.15)$$

Posmatrač na Zemlji u skladu sa jednačinom (13.36) registrovaće sledeću talasnu dužinu

$$\lambda^{(1)} = \frac{\lambda^{(2)}}{\left(1 - \frac{v}{c}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p}} = \frac{\lambda_0^{(1)}}{\left(1 - \frac{v}{c}\right) \left(1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p\right)} \quad (14.16)$$

Koeficijent  $z$  za ovaj slučaj ima vrednost

$$z = \frac{\lambda^{(1)} - \lambda_0^{(1)}}{\lambda_0^{(1)}} = \frac{1}{\left(1 - \frac{v}{c}\right) \left(1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p\right)} - 1 \quad (14.17)$$

Aproksimativna forma ove jednačine glasi

$$z = \frac{1}{\left(1 - \frac{v}{c}\right) \left(1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right)} - 1 \quad (14.18)$$

, koja se u slučaju kada je relativna brzina sistema  $v$  mnogo manja od  $c$  svodi na oblik

$$z \approx \frac{v}{c}$$

Sada ću razmatrati slučaj koji se od predhodnog razlikuje po tome što je sistem 2 promenio smer kretanja, a sistem 1 je zadržao pravac i smer kretanja. Kao posledica toga imamo da se sistemi 1 i 2 približavaju jedan drugome. I dalje važi pretpostavka da je intenzitet apsolutne brzine sistema 2 veći od intenziteta apsolutne brzine sistema 1 ( $u_2 > u_1$ ). Sistem 1 je laboratorijski sistem koji se nalazi na Zemlji, a sistem 2 je neka galaksija (zvezda).

I ovaj slučaj najpre ću razmatrati bez uzimanja u obzir efekta promene sopstvene frekvence kvantnog sistema. Atom koji se nalazi u laboratoriji na Zemlji emituje svetlost talasne dužine  $\lambda_0^{(1)}$ . Pošto se ne uzima u razmatranje efekat promene sopstvene frekvence kvantnog sistema, iz sistema 2 se

emituje svetlost iste talasne dužine  $\lambda_0^{(1)}$ . Posmatrač na Zemlji u skladu sa jednačinom (13.25) registrovaće sledeću talasnu dužinu

$$\lambda_1^{(1)} = \frac{\lambda_0^{(1)}}{\left(1 + \frac{v}{c}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p}} \quad (14.19)$$

, a koeficijent  $z$  ima vrednost

$$z = \frac{\lambda_1^{(1)} - \lambda_0^{(1)}}{\lambda_0^{(1)}} = \frac{1}{\left(1 + \frac{v}{c}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p}} - 1 \quad (14.20)$$

Ovde se zbog približavanja sistema javlja plavi pomak tj. koeficijent  $z$  ima negativnu vrednost.

Aproksimativna forma ove jednačine glasi

$$z = \frac{1}{\left(1 + \frac{v}{c}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} - 1 \quad (14.21)$$

, koja se u slučaju kada je relativna brzina sistema  $v$  mnogo manja od  $c$  svodi na oblik

$$z \approx -\frac{v}{c} \quad (14.22)$$

Uradiću sada analizu uzimajući u obzir promenu sopstvene frekvence kvantnog sistema. Kao i u dosadašnjoj analizi sa  $\lambda_0^{(1)}$  označiću talasnu dužinu svetlosti koju emituje atom nekog elementa kada se nalazi na Zemlji. Kada se atom istog elementa nalazi u galaksiji on će emitovati svetlost talasne dužine  $\lambda^{(2)}$

$$\lambda^{(2)} = \frac{c}{\nu^{(2)}} = \frac{\lambda_0^{(1)}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p}} \quad (14.23)$$

Frekvencija  $\nu^{(2)}$  se određuje na osnovu jednačine (14.6).

Posmatrač na Zemlji u skladu sa jednačinom (13.25) registrovaće sledeću talasnu dužinu

$$\lambda_1^{(1)} = \frac{\lambda^{(2)}}{\left(1 + \frac{v}{c}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p}} = \frac{\lambda_0}{\left(1 + \frac{v}{c}\right) \left(1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p\right)} \quad (14.24)$$

Koeficijent  $z$  za ovaj slučaj ima vrednost

$$z = \frac{\lambda_1^{(1)} - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{1}{\left(1 + \frac{v}{c}\right) \left(1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p\right)} - 1 \quad (14.25)$$

Mogu se napisati i odgovarajuće aproksimativne forme jednačine (14.25), a one se mogu dobiti analognim postupkom kao i u dosadašnjoj diskusiji.

U toku astrofizičkih istraživanja merene su i velike vrednosti crvenog pomaka određenih astronomskih objekata. Objekti sa najvišim izmerenim vrednostima crvenog pomaku su galaksije, i objekti koji stvaraju bljeskove gama zraka. U članku [11] prezentovani su podaci o takvim astronomskim objektima. Najveća spektroskopski registrovana vrednost crvenog pomaka galaksije je  $z=8,6$ . Najveća poznata vrednost crvenog pomaka galaksije u radio oblasti elektromagnetnog spektra je  $z=5,2$ . Velike vrednosti crvenog pomaka su registrovane i kod kvazara. Kod najudaljenijeg poznatog kvazara je  $z=7,1$ . Do sredine 2004 godine oko 1000 kvazara je bilo otkriveno sa vrednostima  $z > 4$ , od tog broja 50 kvazara je imalo vrednost  $z > 5$ , a 8 kvazara je imalo vrednost  $z > 6$ .

Interesantno je spomenuti i tako zvani "kvantovani crveni pomak" koji zastupaju pojedini autori. Na osnovu svojih merenja oni tvrde da brzine galaksija imaju diskretne vrednosti, odnosno brzina galaksije se dobija kao celobrojni umnožak neke osnovne vrednosti brzine. Ova pojava još više komplikuje i onako otežanu situaciju u vezi crvenog pomaka.

Svakako da ovi podaci ne idu u prilog objašnjenju crvenog pomaka baziranom na Doplerovom efektu. Podsetimo se da je pojava crvenog pomaka bila jedna od osnovnih ideja u stvaranju teorije velikog praska. Očigledno je da objašnjenje crvenog pomaka koji se bazira isključivo na Doplerovom efektu je nezadovoljavajuće. Da bi se prevazišli ovakvi problemi uvedana su u razmatranje još dva crvena pomaka, a to su kosmološki i gravitacioni. U opštoj teoriji relativnosti gravitacioni crveni pomak je predviđen, a kasnije i eksperimentalno verifikovan. Gravitacioni crveni pomak je efekat promene frekvence svetlosti u gravitacionom polju. Sam efekat je mali, i izmeren je u laboratorijskim uslovima na Zemlji. Efekat postaje značajan blizu crne rupe, kada se objekat približava horizontu događaja.

Daleko značajniji je kosmološki crveni pomak. Uzrok nastajanja kosmološkog crvenog pomaka je širenje prostora (svemira). Talasna dužina svetlosti se povećava kada svetlost putuje kroz svemir koji se širi. Prostor se širi i izaziva "razvlačenje svetlosti" odnosno povećanje talasne dužine.

Može se reći da među astronomima postoji koncenzus da crveni pomak koji se posmatra i koji se određuje jednačinom (14.1) se dobija kao zbir tri crvena pomaka: Doplerovog, kosmološkog i gravitacionog crvenog pomaka

$$z = z_{doplerov} + z_{gravitacioni} + z_{kosmološki}$$

Koji će od njih biti dominantan zavisi od konkretne situacije. Kada se posmatraju veoma udaljeni objekti u svemiru dominantni doprinos vrednosti  $z$  potiče upravo od kosmološkog crvenog pomaka. Ako se vrše posmatranja u našem Solarnom sistemu dovoljno je uzeti u razmatranje relativistički Doplerov crveni pomak.

Bez obzira na slabosti Doplerovog crvenog pomaka primenimo specijalnu teoriju relativnosti i teoriju etra za izračunavanje brzine kvazara, ako su nam date konkretne vrednosti talasnih dužina. U spektru kvazara PKS 2000–330 primećeno je da je najjača emisiona linija upravo Lajmanova  $\alpha$  linija vodonika. Izmerena vrednost talasne dužine te linije u spektru kvazara je 582,5 nm. Talasna dužina Lajmanove  $\alpha$  linije kada se meri u laboratoriji na Zemlji ima vrednost 121,6 nm. Vrednost crvenog pomaka se lako izračunava na osnovu jednačine (14.1)

$$z = \frac{\lambda_{izmerena} - \lambda_{emitovana}}{\lambda_{emitovana}}$$

$$z = \frac{582,5 \text{ nm} - 121,6 \text{ nm}}{121,6 \text{ nm}} = 3,79$$

Sa stanovišta specijalne teorije relativnosti, na osnovu vrednosti  $z = 3,79$  i jednačine (14.2) dobija se da je brzina kvazara u odnosu na Zemlju

$$v_{str} = 0,916 c \quad (14.26)$$

, što je izuzetno velika vrednost.

Izračunajmo sada brzinu kvazara sa stanovišta teorije etra. Da bi se odredila brzina kvazara na osnovu jednačine (14.11) potrebno je znati vrednost apsolutne brzine Zemlje. Na osnovu moje teorije etra ja dobijam da je apsolutna brzina Zemlje 600 km/s. Način na koji sam došao do te vrednosti je prezentovan u poglavlju 17. Korišćenjem te vrednosti na osnovu jednačine (14.11) dobijam da je brzina kvazara

$$v_{tr1} = 0,70486 c \quad (14.27)$$

Na osnovu jednačine (14.12) za brzinu kvazara dobijam vrednost

$$v_{tr2} = 0,70545 c \quad (14.28)$$

Prilikom dobijanja ovih rezultata nisam koristio promenu sopstvene frekvence kvantnog sistema.

Dobijene vrednosti za  $z$  sa stanovišta teorije etra značajno se razlikuju od vrednosti koja je dobijena na osnovu specijalne teorije relativnosti.

Ostavimo po strani kvazare pošto su oni nedovoljno ispitani objekti, i imaju velike vrednosti crvenog pomaka. Zadržimo se na objektima koji imaju prihvatljive vrednosti za  $z$ . Medjutim kada se i

kod takvih objekata računa z sa stanovišta specijalne teorije relativnosti i teorije etra dolazi do neslaganja u vrednostima za z.

U slučaju da su jednačine teorije etra preciznije u odnosu na jednačine specijalne teorije relativnosti, to može imati direktne posledice na astrofiziku i kosmologiju.

Kao ilustraciju ovih tvđenja uzmimo jedan konkretan primer. Snimljen je spektar neke galaksije, i dobijena je vrednost  $z = 0,1$ . Na osnovu jednačine (14.2) i vrednosti  $z=0,1$  dobijamo da je brzina galaksije sa stanovišta specijalne teorije relativnosti

$$v_{str} = 0,095 c$$

Sa stanovišta teorije etra za brzinu galaksije na osnovu jednačine (14.11) dobijam vrednost

$$v_{tr1} = 0,08727 c$$

Ako brzinu galaksije računam na osnovu jednačine (14.12) dobijam vrednost

$$v_{tr2} = 0,08742 c$$

Ako su jednačine za Doplerov efekat sa stanovišta teorije etra preciznije u odnosu na odgovarajuće jednačine specijalne teorije relativnosti, to može dovesti do revizije vrednosti nekih fizičkih veličina u astronomiji i astrofizici, ali i revizije pojedinih astrofizičkih modela.

U poglavlju 5 sam napomenuo da relativna brzina sistema može biti veća od  $c$ , jer se računa po relaciji

$$v = u_2 + u_1$$

Postavlja se pitanje u slučaju da je vrednost relativne brzine sistema veća od  $c$ , na koji način bi to uticalo na rezultate Doplerovog efekta?

Da bismo odgovorili na pitanje uzmimo u razmatranje dva sistema koji se kreću u odnosu na etar. Za ovu diskusiju nije potrebno da sistemi budu isključivo inercijalni. Apsolutna brzina inercijalnih (neinercijalnih) sistema reference je manja od  $c$ , jer inercijalni (neinercijalni) sistem se može dobiti kada se za neko telo koje se kreće u odnosu na sistem 0 (etar) veže koordinatni sistem. Pošto to telo ima određenu masu njegova brzina u odnosu na etar mora biti manja od  $c$ .

Vrednosti relativnih brzina većih od  $c$  mogle bi se koristiti pri interpretaciji pojedinih astrofizičkih merenja kada su dobijene visoke vrednosti za  $z$ . Korišćenje relativnih brzina većih od  $c$  pri interpretaciji crvenog (plavog) pomaka sa matematičke tačke gledišta ne predstavlja problem. U teoriji relativnosti ako bi se koristile brzine veće od  $c$  dobili bi se besmisleni rezultati i sa fizičke i sa matematičke tačke gledišta. Na primer u jednačinama gde figuriše Lorencov faktor  $\gamma = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$  dobile bi se imaginarnе vrednosti fizičkih veličina.

Relacija za Doplerov efekat u slučaju kada se inercijalni sistemi približavaju jedan drugome ima formu

$$v^{(2)} = v^{(1)} \left(1 + \frac{v}{c}\right) \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}$$

Jednačina za određivanje talasne dužine  $\lambda^{(2)}$  glasi

$$\lambda^{(2)} = \frac{c}{v^{(2)}} = \frac{\lambda^{(1)}}{\left(1 + \frac{v}{c}\right)} \frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}$$

Ova jednačina je dobijena bez ikakvih aproksimacija. Ostale jednačine za crveni pomak su dobijene na osnovu te jednačine korišćenjem odgovarajućih aproksimacija. Intenziteti apsolutnih brzina  $u_1$  i  $u_2$  su manji od  $c$ , i iz ovakve jednačine ne dobijaju se imaginarnе vrednosti za frekvencu i talasnu dužinu, bez obzira što relativna brzina može biti veća od  $c$ .

Sada ću razmatrati slučaj da se sistemi udaljavaju jedan od drugog, odnosno slučaj kada nastaje plavi pomak. Jednačina za Doplerov efekat glasi

$$v^{(2)} = v^{(1)} \left(1 - \frac{v}{c}\right) \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}$$

Iz ove jednačine se dobija jednačina za određivanje talasne dužine

$$\lambda^{(2)} = \frac{c}{v^{(2)}} = \frac{\lambda^{(1)}}{\left(1 - \frac{v}{c}\right)} \frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}$$

Predpostavimo najpre da se sistemi kreću u istom pravcu i smeru,. Neka je brzina sistema 2 veća od brzine sistema 1. Kao posledica takve pretpostavke o smeru kretanja sistema 1 i 2 dobija se da je relativna brzina sistema manja od  $c$ , jer su i apsolutne brzine sistema 1 i 2 manje od  $c$ .

Uzmimo sada u razmatranje da se sistemi kreću duž istog pravca, ali u suprotnom smerovima, i da je relativna brzina sistema veća od  $c$ . Neka se u sistemu 1 nalazi izvor svetlosti. U trenutku emitovanja svetlosti iz sistema 1, sistem 2 bio je udaljen od sistema 1 na neko rastojanje. Pošto je relativna brzina sistema veća od  $c$  svetlost ne dospeva u sistem 2, bez obzira što je emitovana iz sistema 1, i ne javlja se Doplerov efekat.

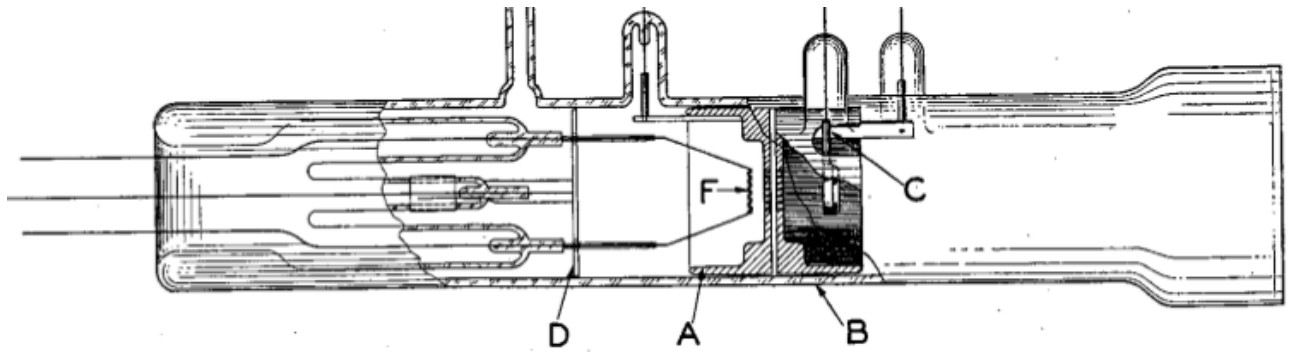
Interesantna situacija bi bila kada bismo uzeli da je relativna brzina jednaka  $c$ . U trenutku kada se iz sistema 1 emituje svetlost koordinatni počeci sistema 1 i 2 nalaze se na nekom rastojanju. Pošto je relativna brzina sistema jednaka  $c$  za posmatrača u sistemu 2 foton miruje, i u takvom slučaju ne možemo govoriti o Doplerovom efektu u pravom smislu reči.

## 15. Ives-Stilvelov eksperiment

Godine 1938. Ives (Herbert Ives) Stilvel (G. R. Stilwell) su izvršili eksperiment sa ciljem da eksperimentalno verifikuju pojavu dilatacije vremena koja je suštinski elemenat Lorenc–Larmorove teorije. Na početku svog rada [12] oni ističu potrebu za jednim takvim eksperimentom, ali ne obrazlažu detaljnije tu fizičku pojavu. Oni su smatrali da transverzalni Doplerov efekat kod ubrzanih vodonikovih jona (kanalskih zraka) potvrđuje dilataciju vremena. Njihov eksperiment je u teorijskom smislu u potpunosti bio zasnovan na Lorenc–Larmorovoj etarskoj teoriji, a moglo bi se čak reći da je njihov eksperiment bio i antirelativistički nastrojen. Ives i Stilvel su bili pobornici etarske teorije i uložili su dosta napora u njeno promovisanje. U zaključku svog rada oni ističu da su rezultati njihovog eksperimenta potvrdili Lorenc–Larmorovu teoriju. Međutim rezultati eksperimenta mogli su biti objašnjeni ne samo sa stanovišta Lorenc–Larmorove teorije nego i sa stanovišta specijalne teorije relativnosti.

Eksperiment je bio zamišljen kao test vremenske dilatacije, a da bi se potvrdila ta vremenska dilatacija trebalo je meriti transverzalni Doplerov efekat kod svetlosti koja je emitovana od strane molekularnih vodonikovih jona (pobudjenih atoma vodonika). Bilo je potrebno najpre stvoriti te molekularne vodonikove jone i ubrzati ih. Ubrzani molekularni vodonikovi joni su vršili najpre proces rekombinacije sa elektronima, a potom su ti molekuli bili razloženi na atome vodonika koji su bili u pobudjenom stanju. Emitovanjem svetlosti tačno određene talasne dužine pobudjeni atomi vodonika prelazili su u osnovno stanje. Znači izvor elektromagnetskog zračenja (svetlosti) bili su pobudjeni atomi vodonika.

Na slici 37 prikazana je cev pomoću koje su dobijeni molekularni vodonikovi joni. Pozitivna elektroda je na slici označena slovom F. Slovom A i B su označene dve uzemljene elektrode, od kojih je B negativna elektroda. Ogledalo koje služi za refleksiju svetlosti emitovane iz vodonikovih atoma je na slici označeno slovom C. Svetlost emitovana iz vodonikovih atoma kreće se u svim pravcima, ali u cilju njene analize usmerava u desnom smeru ka spektrografu gde se vrši analiza, odnosno mere talasne dužine.



Slika 37

Molekularni vodonik se dovodi u cev gde se jonizuje varnicom između elektroda F i A. Kao posledica jonizacije stvoreni su  $H^+$ ,  $H_2^+$  i  $H_3^+$  joni. Joni  $H^+$  bili su zahvaćeni od strane molekularnog vodonika i formirali su  $H_3^+$  jone. Pozitivno naelektrisani joni su ubrzani u pravcu negativne elektrode B jakim električnim poljem. To polje je postignuto korišćenjem visokog naponom  $V$  između elektroda A i B. Kao rezultat ovih procesa dobijaju se pozitivno naelektrisani molekularni joni koji se kreću u desno. Ovi joni u svom kretanju ka kraju staklene cevi vrše proces rekombinacije sa elektronima, a potom su ti molekuli razlažu na pobudjene atome vodonika. Emitovnjem svetlosti pobudjeni atomi vodonika vraćaju se u osnovno stanje.

Kao posledica ovih fizičkih procesa dobijeni su pobudjeni atomi vodonika, ali svi atomi nemaju istu vrednost brzine. Određeni procenat atoma ima vrednost brzine  $v_1$  a preostali atomi imaju brzinu  $v_2$ . Sada ću objasniti kako se određuju te brzine. Kao što je rečeno u prostoru između elektroda postoji jako električno polje odnosno između elektroda postoji velika razlika potencijala odnosno napon. Brzina jona se može izračunati na osnovu jednačine kretanja ubrzanih čestica

$$eV = \frac{1}{2} Mv^2 \quad (15.1)$$

, gde je  $e$  naelektrisanje elektrona,  $V$  napon između elektroda A i B, a  $M$  je masa jona  $H_2^+$  ili  $H_3^+$ . Na osnovu jednačine (15.1) dobija se brzina jona  $H_2^+$

$$v_1 = v(H_2^+) = \sqrt{\frac{2eV}{M(H_2^+)}} \quad (15.2)$$

Identičnim postupkom dobijamo brzinu jona  $H_3^+$

$$v_2 = v(H_3^+) = \sqrt{\frac{2eV}{M(H_3^+)}} \quad (15.3)$$

U cevi nastaju pobudjeni atomi vodonika. U eksperimentu je dokazano da pobudjeni atomi vodonika imaju različite vrednosti brzina, i da su vrednosti tih brzina određene jednačinama (15.2) i (15.3).

Obzirom da se izvor svetlosti (pobudjeni atomi) kreću nekom brzinom u odnosu na laboratorijski sistem realno je očekivati pojavu Doplerovog efekta. Kada bi se pobudjeni atom nalazio u stanju mirovanja on bi se emitovanjem na primer  $\beta$  linije iz Balmerove serije spektra atoma vodonika vratio u osnovno stanje. Talasna dužina  $H_\beta$  linije iz Balmerove serije ima vrednost 4861 angstroma, i označiću je sa  $\lambda_0$ . Ova talasna dužina je merena u eksperimentu.

Doplerov efekat koji nastaje kada je pravac kretanja izvora normalan na pravac prostiranja elektromagnetnog talasa naziva se transverzalni Doplerov efekat. Ives i Stilvel su smatrali da transverzalni Doplerov efekat je direktna posledica dilatacije vremena. To bi značilo da ako bi bio registrovan transverzalni Doplerov efekat pojava dilatacije vremena bi bila eksperimentalno dokazana, a time i Lorenc–Larmorova teorija.

U vezi detekcije transverzalnog Doplerovog efekta javljaju se određeni problemi. Registrovana vrednost talasne dužine u slučaju transverzalnog Doplerovog efekta (tu talasnu dužinu označicu sa  $\lambda_t$ ) malo se razlikuje od vrednosti  $\lambda_0$ , odnosno  $\lambda_t \approx \lambda_0$ , i ta promena talasne dužine teško je uočljiva. Javlja se još jedan veliki problem. Da bi se registrovao transverzalni Doplerov efekat mora se vršiti detekcija svetlosti koja je emitovana normalno na pravac kretanja pobudjenih atoma, odnosno ugao između pravca prostiranja svetlosti i pravca kretanja pobudjenih atoma mora biti  $90^\circ$ . Ako se izvrši detekcija svetlosti koja nije emitovana pod uglom od  $90^\circ$  to više nije transverzalni Doplerov efekat. Bilo bi izuzetno teško razdvojiti u detektoru svetlosni zrak koji je emitovan pod uglom od  $90^\circ$ , od svetlosnog zraka koji je emitovan pod uglom koji se malo razlikuje od ugla od  $90^\circ$ . Zbog takvih gotovo nepremostivih problema Ives i Stilwel su odučili da mere longitudinalni Doplerov efekat. Oni su izvršili merenja longitudinalnog Doplerovog efekta, i onda odgovarajućom matematičkom procedurom su rezultate merenja za longitudinalni Doplerov efekat povezali sa transverzalnim Doplerovim efektom.

U njihovom radu oni ne spominju da su su direktno merili transverzalni Doplerovi efekat. Oni su transverzalni Doplerov efekat indirektno dokazali preko longitudinalnog Doplerovog efekta, a pošto su dokazali transverzalni Doplerov efekat, oni su potvrdili pojavu dilatacije vremena, a time i validnost Lorenc–Larmorove teorije. Eksperimentalno potvrđivanje efekta dilatacije vremena odnosno Lorenc–Larmorove teorije bio je primarni cilj njihovog istraživanja, što možemo zaključiti i po nazivu samog rada *An Experimental Study of Rate of Moving Atomic Clock*.

Pošto su morali da odustanu od direktnog merenja transverzalnog Doplerovog efekta oni su svoju pažnju skoncentrisali na merenje longitudinalnog Doplerovog efekta. Medjutim merenje longitudinalnog Doplerovog efekta nosi sa sobom određene eksperimentalne poteškoće. Svetlost je emitovana u svim pravcima, ali za teorijsku analizu kao što sam istakao bilo im je potrebno da detektuju svetlost koja se kreće duž ose vakuumske cevi. Neki od svetlosnih zraka kreću se u desno, u smeru ka spektrografu. Ovi zraci su emitovani u istom smeru kao izvor svetlosti (pobudjeni atomi) i talasna dužina ovih zraka koja se registruje u spektrografu ima manju vrednost od  $\lambda_0$ . Talasnu dužinu ovakvih zraka koji se nakon emisije direktno kreću ka spektrografu označicu sa  $\lambda_d$ . Postoji zraci koji su emitovani u levo, odnosno u suprotnom smeru od smera kretanja izvora svetlosti (pobudjenih atoma). Neki od ovih zraka udaraju u ogledalo C unutar cevi i nakon refleksije kreću se u desno ka spektrografu. Talasna dužina ovakvih zraka kada se izmeri u spektrografu imaće veću vrednost od  $\lambda_0$ . Za talasnu dužinu ovakvih zraka koristiću oznaku  $\lambda_r$  pošto se reflektuju od ogledala C.

U originalnom radu [12] nisu data matematička izvodjenja pojedinih jednačina, nego su prezentovani rezultati merenja i data je njihova interpretacija. U literaturi mogu se naći objašnjenja Ives–Stilvelovog eksperimenta sa stanovišta specijalne teorije relativnosti. Obzirom da u radu [12] nedostaju matematička izvodjenja pojedinih jednačina sa stanovišta Lorenc–Larmorove etarske teorije prinudjen sam da pojedine objašnjenja Ives–Stilvelovog eksperimenta dajem sa stanovišta specijalne teorije relativnosti.

Talasne dužine svetlosnih zraka za longitudinalni Doplerov efekat sa stanovišta specijalne teorije relativnosti određene su jednačinama

$$\lambda_d = \frac{\lambda_0(1 - (v/c))}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (15.4)$$

$$\lambda_r = \frac{\lambda_0(1 + (v/c))}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (15.5)$$

Medjutim u samom eksperimentu nisu posmatrani zraci koji se kreću duž ose staklene cevi već su posmatrani svetlosni zraci koji se kreću pod uglom  $\theta$  u odnosu na osu staklene cevi (staklena cev je prikazana na slici 37). I reflektovani i direktni zrak se kreću duž pravca koji je pod uglom  $\theta$  u odnosu na osu staklene cevi. Ovaj ugao  $\theta$  ima vrednost od približno  $7^\circ$ . U skladu sa ovom malom modifikacijom pravca kretanja jednačine (15.4) i (15.5) dobijaju oblik

$$\lambda_d = \frac{\lambda_0(1 - (v/c) \cos \theta)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (15.6)$$

$$\lambda_r = \frac{\lambda_0(1 + (v/c) \cos \theta)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (15.7)$$

Već sam istakao da u naučnoj literaturi postoji interpretacija Ives–Stilvelovog eksperimenta sa stanovišta specijalne teorije relativnosti. Ja neću u potpunosti prenositi tu analizu, već samo pojedine elemente te analize. Na osnovu jednačina (15.6) i (15.7) mogu se uvesti sledeće talasne dužine

$$\lambda_+ = \frac{1}{2}(\lambda_r + \lambda_d) = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}$$

$$\lambda_- = \frac{1}{2}(\lambda_r - \lambda_d) = \frac{\lambda_0(v/c) \cos \theta}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}$$

Talasne dužine  $\lambda_d$  i  $\lambda_r$  su eksperimentalno određene tako da se može smatrati da su i veličine  $\lambda_+$  i  $\lambda_-$  poznate. Ako se formira razlika veličina  $\lambda_+$  i  $\lambda_0$ , i sprovede aproksimacija da je brzina atoma mnogo manja od brzine svetlosti dobija se jednačina

$$\lambda_+ - \lambda_0 \approx \frac{1}{2} \lambda_0 \left(\frac{v}{c}\right)^2 \quad (15.8)$$

, iz koje možemo izračunati brzina atoma  $H_2^+$  ili  $H_3^+$

$$v \approx c \sqrt{\frac{2(\lambda_+ - \lambda_0)}{\lambda_0}} \quad (15.9)$$

Kao što sam već istakao eksperimentalno je potvrđeno da atomi imaju različite vrednosti brzina, i da su vrednosti tih brzina određene jednačinama (15.2) i (15.3). Kao posledica postojanja dve vrednosti za brzinu atoma postoje pet spektralnih linija. Kada bi svi atomi imali samo jednu brzinu postojale bi tri spektralne linije i to  $\lambda_0$ ,  $\lambda_d$  i  $\lambda_r$ . Kada se atomi kreću brzinom  $v_1$  pored osnovne linije  $\lambda_0$  usled pojave Doplerovog efekta pojavice se još dve linije  $\lambda_d(H_2^+)$  i  $\lambda_r(H_2^+)$ , a atomi koji se kreću brzinom  $v_2$  izazivaju pojavu još dve dodatne linije  $\lambda_d(H_3^+)$  i  $\lambda_r(H_3^+)$ , što ukupno daje pet linija.

Na osnovu jednačine (15.9) brzinu  $v_1$  možemo izračunati na način

$$v_1 \approx c \sqrt{\frac{2(\lambda_+(H_2^+) - \lambda_0)}{\lambda_0}}$$

Kao što je već rečeno brzina  $v_1$  se izračunava i na osnovu jednačine (15.2). Vrednost brzine  $v_1$  dobijene na osnovu eksperimenta (jednačina (15.9)) se poklapa sa vrednošću brzine dobijene na osnovu teorije (jednačina (15.2)), i to je smatrano u Ives–Stilvelovom radu potvrdom Lorenc–Larmorove teorije. Analogna diskusija može se izvršiti za brzinu  $v_2$ .

Postoje još neke analize koje su vršene na osnovu rezultata eksperimenata, ali ja ću se zadržati na sledećoj. Uzeću da ugao  $\theta$  ima vrednost jednaku nuli, odnosno da se atomi kreću duž ose vakuumske cevi. Zbog ovakve pretpostavke koristiću jednačine (15.4) i (15.5) u daljoj analizi. Ako opet koristimo aproksimaciju je brzina atoma mnogo manja od brzine svetlosti jednačine (15.4) i (15.5) dobijaju formu

$$\lambda_d = \frac{(1 - (v/c))}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \approx \lambda_0 \left(1 - \frac{v}{c} + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}\right) \quad (15.10)$$

$$\lambda_r = \frac{\lambda_0(1 + (v/c))}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \approx \lambda_0 \left(1 + \frac{v}{c} + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}\right) \quad (15.11)$$

To su talasne dužine direktnog i reflektovanog zraka sa stanovišta specijalne teorije relativnosti.



Sada ću dati analizu Ives–Stilvelovog eksperimenta sa stanovišta moje teorije etra. Kao što je u predhodnoj analizi uradjeno uzeću da se direktni i reflektovani zraci kreću duž ose staklene cevi odnosno uzeću da je ugao  $\theta$  jednak nuli. Atomi vodonika se kreću u odnosu na laboratoriju brzinama  $v_1$  i  $v_2$  tako da je njihova apsolutna brzina veća od apsolutne brzine laboratorije. Primeniću jednačine za Doplerov efekat (prezentovane u poglavlju 13) za direktni i reflektovani zrak. Presentovaću analizu Ives–Stilvelovog eksperimenta samo za jednu brzinu atoma, jer analiza za drugu brzinu atoma je identična. Koristiću i aproksimaciju da je brzina atoma mnogo manja od brzine svetlosti. Prvo ću prezentovati jednačine u slučaju kada se ne uzima u razmatranje promena sopstvene frekvence kvantnog sistema, odnosno atomi vodonika emituju svetlost talasne dužine  $\lambda_0$ . U skladu sa jednačinama (13.23) i (13.26) dobijaju se sledeće vrednosti frekvence i talasne dužine za direktni zrak svetlosti

$$\nu_d = \nu_0 \left(1 + \frac{v}{c}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} \approx \nu_0 \left(1 + \frac{v}{c} - \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}\right) \quad (15.12)$$

$$\lambda_d = \frac{c}{\nu_d} = \lambda_0 \frac{1}{\left(1 + \frac{v}{c}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \approx \lambda_0 \left(1 - \frac{v}{c} + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}\right) \quad (15.13)$$

Talasnu dužinu i frekvencu za reflektovani zrak svetlosti određujem u skladu sa jednačinama (13.34) i (13.36), ali kao i u slučaju za direktni zrak zanemarujem faktor  $p$

$$\nu_r = \nu_0 \left(1 - \frac{v}{c}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} \approx \nu_0 \left(1 - \frac{v}{c} - \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}\right) \quad (15.14)$$

$$\lambda_r = \frac{c}{\nu_r} = \lambda_0 \frac{1}{\left(1 - \frac{v}{c}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \approx \lambda_0 \left(1 + \frac{v}{c} + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}\right) \quad (15.15)$$

Vidimo da se jednačine za talasne dužine  $\lambda_d$  i  $\lambda_r$  dobijene na osnovu moje teorije etra poklapaju sa odgovarajućim jednačinama dobijenim na osnovu specijalne teorije relativnosti.

Sada ću dati odgovarajuće jednačine za talasne dužine i frekvence ako se uzme u obzir efekat promena frekvence kvantnog sistema. Kada se pobudjeni atomi vodonika nalaze u stanju mirovanja oni se emitovanjem svetlosti talasne dužine  $\lambda_0$  odnosno frekvence  $\nu_0 = c/\lambda_0$  vraćaju u osnovno stanje. Ali ako uzmemo pretpostavku o promeni frekvence kvantnog sistema u obzir, onda u skladu sa takvom pretpostavkom pobudjeni atomi u kretanju neće emitovati svetlost frekvence  $\nu_0$  nego svetlost frekvence  $\bar{\nu}_0$ . Frekvencija  $\bar{\nu}_0$  određuje se na osnovu jednačine

$$\bar{\nu}_0 = \nu_0 \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}$$

Pobudjeni atomi emitovaće svetlost talasne dužine

$$\bar{\lambda}_0 = \frac{c}{\bar{\nu}_0} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$$

koja se razlikuje od vrednosti  $\lambda_0$ .

Zbog uzimanja promena frekvence kvantnog sistema u obzir jednačine (15.12–15) biće modifikovane

$$\nu_d = \bar{\nu}_0 \left(1 + \frac{v}{c}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} = \nu_0 \left(1 + \frac{v}{c}\right) \left(1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right) \approx \nu_0 \left(1 + \frac{v}{c} - \frac{v^2}{c^2}\right)$$

$$\lambda_d = \frac{c}{\nu_d} = \bar{\lambda}_0 \frac{1}{\left(1 + \frac{v}{c}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} = \frac{\lambda_0}{\left(1 + \frac{v}{c}\right) \left(1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right)} \approx \lambda_0 \left(1 - \frac{v}{c} + \frac{v^2}{c^2}\right)$$

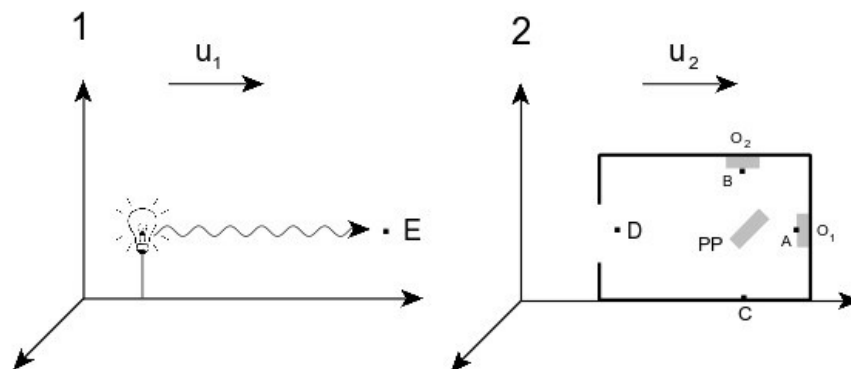
$$\nu_r = \bar{\nu}_0 \left(1 - \frac{v}{c}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} = \nu_0 \left(1 - \frac{v}{c}\right) \left(1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right) \approx \nu_0 \left(1 - \frac{v}{c} - \frac{v^2}{c^2}\right)$$

$$\lambda_r = \frac{c}{\nu_r} = \bar{\lambda}_0 \frac{1}{\left(1 - \frac{v}{c}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} = \frac{\lambda_0}{\left(1 - \frac{v}{c}\right) \left(1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right)} \approx \lambda_0 \left(1 + \frac{v}{c} + \frac{v^2}{c^2}\right)$$

## 16. Primena Doplerovog efekta u analizi Majkelson-Morlijevog eksperimenta

U dosadašnjem tekstu dosta pažnje je posvećeno Majkelson–Morlijevom eksperimentu. To sam uradio iz razloga jer je taj eksperiment imao fundamentalni uticaj na etarske teorije i shvatanje prostora i vremena. U poglavlju 6 napomenuo sam da ću analizirati uticaj Doplerovog efekta na rezultate merenja u Majkelson–Morlijevom eksperimentu. Razmatranja će ovde biti za Majkelson–Morlijev eksperiment drugog tipa, odnosno za slučaj kada se izvor svetlosti kreće u odnosu na interferometar. Usled relativnog kretanja izvora svetlosti koji se nalazi u sistemu 1 i aparature koja se nalazi u sistemu 2 doći će do pojave Doplerovog efekta. Iz izvora svetlosti u sistemu 1 emituje se svetlost talasne dužine  $\lambda_0^{(1)}$  i frekvence  $\nu_0^{(1)}$ . U sistem 2 detektuje se zbog Doplerovog efekta svetlost sa promenjenom talasnom dužinom i frekvencom, u odnosu na vrednosti  $\lambda_0^{(1)}$  i  $\nu_0^{(1)}$ .

Da bi se analizirao Doplerov efekat, aparaturu u sistemu 2 treba malo modifikovati. Modifikacija se sastoji u dodavanju detektora koji mere frekvence i talasne dužine elektromagnetnog talasa. Ti detektori su u položajima koji su određeni tačkama A i B. Za te detektore koristiću nazive detektor A i detektor B. Takodje detektor se postavlja u položaj koji je određen tačkom D. Za taj detektor koristiću naziv detektor D. Detektor koji je služio za posmatranje interferencionih efekata se zamenjuje detektorom za merenje talasne dužine i frekvence. Taj detektor se nalazi u u položaju koji je određen tačkom C. Neka se detektor frekvencije talasa nalazi i u sistemu 1, u položaju koji je određen tačkom E. Ovakva eksperimentalna postavka prikazana je na slici 38



Slika 38

Kao što je rečeno iz izvora svetlosti u sistemu 1 emituje se svetlost talasne dužine  $\lambda_0^{(1)}$  i frekvence  $\nu_0^{(1)}$ . Postavlja se pitanje koje će frekvence i talasne dužine registrovati detektori? Uzeću da

se sistemi 1 i 2 kreću duž istog pravca i smera, i da je intenzitet apsolutne brzine sistema 2 veći od intenziteta apsolutne brzine sistema 1 ( $u_2 > u_1$ ). Kao posledica ovih pretpostavki sistemi 1 i 2 se udaljuju jedan od drugog. Odgovarajuću talasnu dužinu i frekvencu registrovaće detektor A. Na osnovu jednačina (13.29) i (13.31) moje teorije etra te veličine imaju vrednosti

$$\nu_A^{(2)} = \nu_0^{(1)} \frac{(1 - \frac{v}{c})}{\sqrt{1 - (\frac{v}{c})^2 - p}} \quad (16.1)$$

$$\lambda_A^{(2)} = \lambda_0^{(1)} \frac{\sqrt{1 - (\frac{v}{c})^2 - p}}{(1 - \frac{v}{c})} \quad (16.2)$$

Ovde je reč o longitudinalnom Doplerovom efektu.

Kada bi smo pomerili detektor iz tačke A, odnosno dozvolili svetlosti da se reflektuje od ogledala  $O_1$ , i pomerili polupropustljivo ogledalo PP, svetlost bi se kretala ka detektoru D. Postavlja se pitanje koju frekvencu će registrovati detektor D?

Da bi smo odgovorili na to pitanje možemo izvršiti jednu uvodnu analizu. Odredimo najpre koju će frekvencu registrovati detektor E. Taj detektor se nalazi u sistemu 1. Svetlost je emitovana iz sistema 1 i za posmatrača u tom sistemu kreće se brzinom  $c$  saglasno prvom postulatu moje teorije etra. Talas koji je emitovan iz sistema 1 posle nekog vremena će pogoditi ogledalo  $O_1$ . Svetlost se nakon refleksije od ogledala  $O_1$  kreće ka posmatraču u sistemu 1. Ako je posmatrač u sistemu 1 emitovao svetlost frekvence  $\nu_0^{(1)}$  detektor E u sistemu 1 registrovaće frekvencu koja se razlikuje od frekvence  $\nu_0^{(1)}$ . Kako odrediti tu frekvencu? Takvu jednu analizu sam ja u stvari već izvršio u poglavlju 13 kada sam primenio relacije za Doplerov efekat za određivanje brzine aviona, odnosno kada sam demonstrirao princip rada radara. Zbog Doplerovog efekta do ogledala  $O_1$  stižu talasi koji imaju frekvencu  $\nu_1^{(2)}$  koja se određuje na osnovu jednačine

$$\nu_1^{(2)} = \nu_0^{(1)} \frac{(1 - \frac{v}{c})}{\sqrt{1 - (\frac{v}{c})^2 - p}}$$

Kada talas emitovan iz sistema 1 pogodi ogledala  $O_1$ , ogledalo postaje izvor talasa frekvence  $\nu_1^{(2)}$  koji se kreću ka sistemu 1. Ne ulazeći dublje u analizu atomskih procesa apsorpcije i emisije fotona možemo zaključiti da atomi ogledala najpre apsorbuju fotone frekvence  $\nu_1^{(2)}$ , a onda nakon veoma kratkog vremenskog intervala emituju fotone iste frekvence  $\nu_1^{(2)}$ . Zbog ovih atomskih procesa apsorpcije i emisije fotona možemo ogledalo  $O_1$  smatrati izvorom elektromagnetnih talasa frekvence  $\nu_1^{(2)}$ .

U skladu sa jednačinom (13.34) posmatrač u sistemu 1 će registrovati svetlost frekvence

$$\nu_E^{(1)} = \nu_1^{(2)} \left(1 - \frac{v}{c}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 - p}$$

odnosno

$$\nu_E^{(1)} = \nu_0^{(1)} \left(1 - \frac{v}{c}\right)^2 \quad (16.3)$$

Vratimo se na primarno pitanje koju frekvencu će registrovati detektor D. Nakon refleksije od ogledala  $O_1$  ono postaje izvor svetlosti frekvence  $\nu_1^{(2)}$ . Pošto ne postoji kretanje između ogledala  $O_1$  i detektora D, odnosno relativna brzina detektora u odnosu na ogledalo jednaka je nuli, detektor D takodje će registrovati frekvencu  $\nu_1^{(2)}$

$$\nu_D^{(2)} = \nu_1^{(2)}$$

odnosno

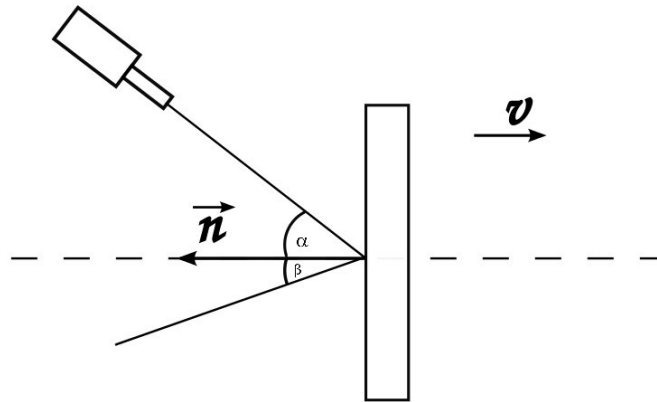
$$v_D^{(2)} = v_0^{(1)} \frac{(1 - \frac{v}{c})}{\sqrt{1 - (\frac{v}{c})^2 - p}} \quad (16.4)$$

Dosadašnja analiza bila je u vezi longitudinalnog Doplerovog efekta jer se svetlost kretala duž zajedničkog pravca kretanja sistema 1 i 2. Medjutim kada svetlost dospeva u detektore B i C mogla bi se očekivati pojava transverzalnog Doplerovog efekta. Poglavlje 18 sam posvetio transverzalnom Doplerovom efektu i eksperimentima za njegovu demonstraciju.

Upadni zrak iz sistema 1 bio je podeljen polupropustljivim ogledalom (PP ogledalom) na dva zraka koji su se kretali ka ogledalima  $O_1$  i  $O_2$ . Analiziraću najpre slučaj koju frekvencu registruje detektor B, a potom koje frekvence registruje detektor C.

Za posmatrača u sistemu 1 polupropustljivo ogledalo se nalazi pod uglom od  $45^\circ$ . Ovo je posledica pretpostavke da nema kontrakcije objekta, odnosno da ne postoji promena geometrije sistema usled kretanja kroz etar. U dosadašnjoj analizi uzimao sam da zrak koji se kreće ka ogledalu  $O_2$  nakon refleksije od PP ogledala, za posmatrača iz sistema 1 kreće se pod uglom od  $90^\circ$  u odnosu na zajednički pravac kretanja sistema 1 i 2. Sada ću detaljnije diskutovati ovu moju pretpostavku i pokazati da je bila sasvim opravdana.

Za početak razmatrajmo eksperiment prikazan na slici 39. U laboratoriji se nalazi fiksirani izvor svetlosti (laser). Duž jedne prave, koju ću označiti sa  $x$ , kreće se ravno ogledalo konstantnom brzinom  $v$ , u smeru od lasera. Prava  $x$  je normalna na ravan ogledala. Može se uvesti i vektor normale na ravan koji sam na slici označio sa  $\vec{n}$ . Laser emituje svetlosni zrak koji sa normalom zaklapa ugao  $\alpha$ .



Slika 39

Predpostavimo najpre da se ogledalo ne kreće. U tom slučaju važiće zakon odbijanja svetlosti, odnosno upadni ugao biće jednak odbojnom uglu.

Interesantnija je situacija kada se ogledalo kreće brzinom  $v$ . Ajnštajn je razmatrao ovakav primer kretanja ogledala u odnosu na izvor i dobio relaciju na osnovu koje se određuje odbojni ugao  $\beta$

$$\cos\beta = \frac{-\frac{v}{c} + (1 + \frac{v^2}{c^2})\cos\alpha}{1 - 2\frac{v}{c} + \frac{v^2}{c^2}} \quad (16.5)$$

On je pri svom izvodjenju koristio Lorencove transformacije i rezultate svoje teorije.

Zbog kretanja ogledala u odnosu na izvor svetlosti (laser) doći će do pojave Doplerovog efekta. Ako sa  $\nu$  označimo frekvencu izvora svetlosti, detektor koji bi se nalazio na ogledalu bi registrovao frekvencu koja se razlikuje od vrednosti  $\nu$ . Ogledalo postaje izvor elektromagnetnih talasa nakon što biva pogodjeno upadnim laserskim snopom. Za slučaj ovakvog kretanja ogledala u odnosu na izvor svetlosti u okviru specijalne teorije relativnosti postoje odgovarajuće jednačine za Doplerov efekat.

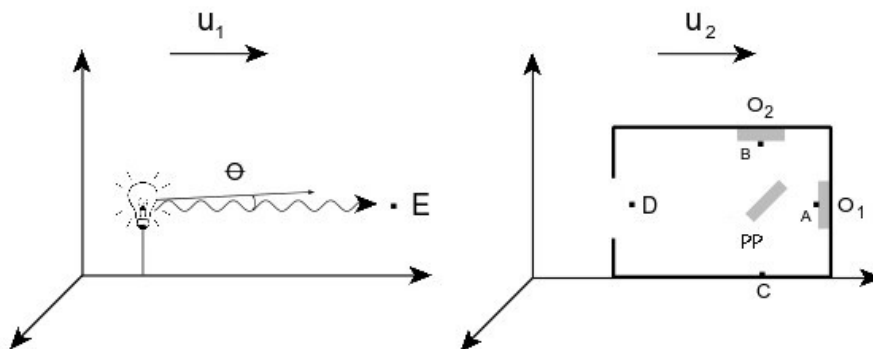
Vektor relativne brzine gradi neki ugao sa talasnim vektorom  $\vec{k}$  elektromagnetnog talasa, ali u ovom slučaju imamo da se taj ugao razlikuje od vrednosti  $0$ ,  $\pi$  ili  $\pi/2$ , odnosno ne dolazi do pojave longitudinalnog ili transverzalnog Doplerovog efekta.

U literaturi postoje i drugi pristupi za izvodjenje relacije za ugao  $\beta$ . Pojedina izvodjenja se ne zasnivaju na korišćenju Lorencovih transformacija, i svih zaključaka specijalne teorije relativnosti. Ta izvodjenja se zasnivaju na korišćenju Hajgensovog principa, ili na korišćenju Fermatovog principa. Dobija se rezultat za  $\cos\beta$  koji se poklapa sa rezultatom specijalne teorije relativnosti. Takav jedan pristup zasnovan na korišćenju Hajgensovog principa, ili Fermatovog principa mogao bi se primeniti i u teoriji etra. Naravno pri jednom takvom izvodjenju koristili bi se rezultati i zaključci teorije etra. To izvodjenje ću ovde izostaviti. Verovatno bi se dobila jednačina koja je identična sa jednačinom (16.5), ili je po matematičkoj formi veoma slična jednačini (16.5). Mnogo bitnije od izvodjenja same jednačine je zaključak koji bi usledio da je ugao  $\beta$  gotovo identičan uglu  $\alpha$ . Ako pogledamo jednačinu (16.5) vidimo da je ugao  $\beta$  gotovo identičan uglu  $\alpha$ , jer je brzina ogledala mnogo manja od brzine svetlosti u vakuumu. Smatram da je bila opravdana moja pretpostavka, koju sam koristio u dosadašnjem radu, da prilikom refleksije svetlosti od polupropustljivog ogledala upadni ugao je jednak odbojnom uglu.

Sada ću analizirati koju frekvencu svetlosti registruje detektor B. Zrak emitovan u sistemu 1 se nakon refleksije od PP ogledala kreće ka detektoru B. Već sam konstatovao da zbog atomskih procesa apsorpcije i emisije fotona, ogledalo  $O_1$  se može smatrati izvorom elektromagnetnih talasa frekvence  $\nu_1^{(2)}$ . U slučaju ogledala  $O_1$  imamo da pravac prostiranja svetlosnog zraka emitovanog iz sistema 1 je normalan na ravan ogledala  $O_1$ , dok kod ogledala PP to nije slučaj. Postavlja se pitanje koju frekvencu svetlosti će emitovati PP ogledalo nakon što ga zrak iz sistema 1 pogodi, odnosno da li će orijentacija ogledala pod uglom od  $\pi/4$  uticati da se emituje frekvencija različita od frekvence  $\nu_1^{(2)}$ ? Ovde sam otvorio jedno vrlo interesantno pitanje. Ja mislim da će PP ogledalo nakon što biva pogodjeno svetlosnim zrakom iz sistema 1 emitovati frekvencu  $\nu_1^{(2)}$ , bez obzira što je ogledalo pod uglom  $\pi/4$ . To što je ogledalo pod uglom od  $\pi/4$  će jedino uticati na pravac reflektovanog zraka.

Ovde treba istaći još jednu bitnu stvar. Pravac kretanja PP ogledala se poklapa sa pravcem kretanja svetlosnog zraka emitovanog iz sistema 1, i ovde je reč o longitudinalnom Doplerovom efektu, i kao posledica toga PP ogledalo će emitovati svetlost frekvence  $\nu_1^{(2)}$ .

Predpostavimo sada da se iz izvora koji se nalazi u sistemu 1 emituje svetlosni zrak koji se ne kreće duž zajedničkog pravca kretanja sistema 1 i 2, kao u slučaju prikazanom na slici 38, već da je zrak emitovan pod uglom  $\theta$ . Posle izvesnog vremena taj zrak pogadja ogledalo PP. Ta situacija je prikazana na slici 40



Slika 40

Ovo nije longitudinalni Doplerov efekat, i frekvencija fotona koji pogadja PP ogledalo razlikovaće se od vrednosti  $\nu_1^{(2)}$ . Kao posledica toga ogledalo će emitovati frekvenciju koja će se razlikovati od vrednosti  $\nu_1^{(2)}$ .

Kod fizičke situacije prikazane na slici 38 nastaje longitudinalni Doplerov efekat i PP ogledalo emituje svetlost frekvencije  $\nu_1^{(2)}$ . Pošto se svetlosni zrak nakon refleksije od PP ogledala kreće ka detektoru B mogli bi smo očekivati pojavu transverzalnog Doplerovog efekta. Medjutim neće doći do pojave transverzalnog Doplerovog efekta zato što PP ogledalo i detektor B imaju istu apsolutnu brzinu, odnosno njihova relativna brzina je jednaka nuli. Da bi došlo do pojave transverzalnog Doplerovog efekta apsolutna brzina izvora elektromagnetnog zračenja se mora razlikovati od apsolutne brzine detektora. Transverzalni Doplerov efekat sa stanovišta moje teorije etra sam detaljno analizirao u poglavlju 13. Kao posledica celokupne diskusije izvodim zaključak da će detektor koji se nalazi u tački B registrovati frekvenciju  $\nu_1^{(2)}$

$$\nu_B^{(2)} = \nu_1^{(2)}$$

odnosno

$$\nu_B^{(2)} = \nu_0^{(1)} \frac{(1 - \frac{v}{c})}{\sqrt{1 - (\frac{v}{c})^2 - p}} \quad (16.6)$$

Ostaje još da odredim koje će frekvencije registrovati detektor C. U detektor C dolaze dva zraka koji prelaze različite putanje u interferometru. Ova dva zraka ne dolaze istovremeno do detektora nego postoji određena vremenska razlika. Ta vremenska razlika izaziva putnu razliku i javlja se efekat interferencije. Tu vremensku i putnu razliku odredio sam prilikom analize Majkelson–Morlijevog eksperimenta u poglavlju 6.

Zrak svetlosti emitovan iz sistema 1 nakon udara od PP ogledalo deli se na dva zraka koji se kreću ka ogledalima  $O_1$  i  $O_2$ . Analizirajmo prvo zrak koji se nakon prolaska kroz polupropustljivo ogledalo kreće ka ogledalu  $O_1$ . Nakon refleksije od ogledala  $O_1$  i polupropustljivog ogledala PP zrak se kreće ka detektoru C. Kao što sam istakao ogledalo  $O_1$  postaje izvor elektromagnetnih talasa frekvencije  $\nu_1^{(2)}$ . Zrak reflektovan od ogledala  $O_1$  pogadja polupropustljivo ogledalo PP, ali ne dolazi do pojave longitudinalnog Doplerovog efekta, jer ogledalo  $O_1$  i PP ogledalo imaju istu apsolutnu brzinu, odnosno njihova relativna brzina jednaka je nuli. Posledica toga je da PP ogledalo postaje izvor elektromagnetnih talasa frekvencije  $\nu_1^{(2)}$ . Zrak reflektovan od PP ogledala kreće se ka detektoru C, ali pošto je apsolutna brzina PP ogledala jednaka apsolutnoj brzini detektora, ne dolazi do pojave transverzalnog Doplerovog efekta, i detektor C će registrovati frekvenciju  $\nu_1^{(2)}$ . Pošto u detektor dolaze dva svetlosna zraka ovu frekvenciju ću označiti sa  $\nu_{C1}^{(2)}$ , i ona je saglasno predhodnoj diskusiji jednaka  $\nu_1^{(2)}$

$$\nu_{C1}^{(2)} = \nu_1^{(2)}$$

odnosno

$$\nu_{C1}^{(2)} = \nu_0^{(1)} \frac{(1 - \frac{v}{c})}{\sqrt{1 - (\frac{v}{c})^2 - p}} \quad (16.7)$$

Ostaje još da se odredi frekvencija drugog zraka koji dolazi u detektor. Tu frekvenciju označiću sa  $\nu_{C2}^{(2)}$ . Drugi zrak nakon refleksije od PP ogledala kreće se ka ogledalu  $O_2$ . Ako udaljimo detektor B ogledalo  $O_2$  biće u mogućnosti da reflektuje svetlost, i ono postaje izvor elektromagnetnih talasa frekvencije  $\nu_1^{(2)}$ . Svetlosni zrak nakon refleksije od ogledala  $O_2$ , i prolaska kroz PP ogledalo stiže u detektor C. Ne nastaje transverzalni Doplerov efekat, jer apsolutna brzina ogledala  $O_2$  jednaka je

apsolutnoj brzini detektora C, i kao posledica toga detektor će registrovati frekvencu  $\nu_1^{(2)}$ . Tu registrovanu frekvencu označiću sa  $\nu_{c2}^{(2)}$ , i ona je jednaka  $\nu_1^{(2)}$

$$\nu_{c2}^{(2)} = \nu_1^{(2)}$$

odnosno

$$\nu_{c2}^{(2)} = \nu_0^{(1)} \frac{(1 - \frac{v}{c})}{\sqrt{1 - (\frac{v}{c})^2 - p}} \quad (16.8)$$

Svetlosni zraci koji dolaze u detektor C imaju istu talasnu dužinu, i ona se određuje na sledeći način

$$\lambda^{(2)} = \frac{c}{\nu_{c1}^{(2)}} = \frac{c}{\nu_{c2}^{(2)}} \quad (16.9)$$

$$\lambda^{(2)} = \lambda_0^{(1)} \frac{\sqrt{1 - (\frac{v}{c})^2 - p}}{(1 - \frac{v}{c})}$$

, gde je  $\lambda_0^{(1)}$  talasna dužina svetlosti emitovane iz sistema 1.

Ako je relativna brzina sistema 1 i 2 mnogo manja od brzine  $c$  možemo napisati sledeću jednačinu

$$\lambda^{(2)} \approx \lambda_0^{(1)} \quad (16.10)$$

Na ovaj rezultat ja sam se pozivao u poglavlju 6. U tom poglavlju analizirao sam Majkelson-Morlijev eksperiment, i napisao sam jednačinu za određivanje koeficijenta  $k$ .

Rezultati prezentovani u ovom poglavlju mogli bi se eksperimentalno proveriti. To bi se izvršilo merenjem frekvence svetlosti pomoću detektora A, B, C i D. Te frekvence su medjusobno jednake i imaju vrednost  $\nu_1^{(2)}$ .

Od ovog eksperimentalnog određivanja frekvenci mnogo su bitniji zaključci koje sam izneo u vezi Majkelson-Morlijevog eksperimenta, naročito oni iz poglavlja 6 i 10, pa zbog fundamentalne važnosti ovog eksperimenta ovde koristim priliku da ponovim pojedine zaključke. U poglavlju 2 ja sam izneo tvrdjenje da Majkelson-Morlijev eksperiment nije dokazao da etar ne postoji. U eksperimentima koji su vršili Miler i Tomašek mereni su interferencioni efekti. Koeficijent  $k$  ima malu vrednost, ali ta vrednost je konačna i nije jednaka nuli. U poglavlju 6 izveo sam jednačine za izračunavanje vremenske razlike i putne razlike svetlosnih zraka koji dolaze u detektor, a takodje dao sam i jednačinu za izračunavanje koeficijenta  $k$  sa stanovišta moje teorije etra. Koeficijent  $k$  računa se na osnovu jednačine (6.13)

$$k = 2L \frac{v^2}{\lambda c^2}$$

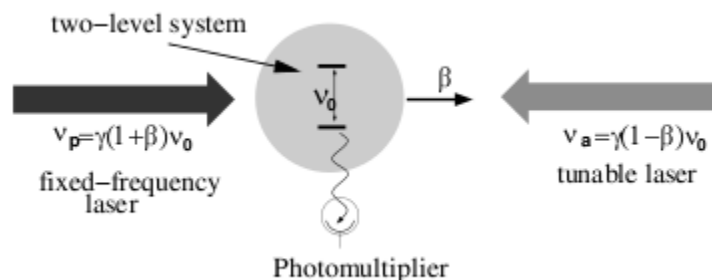
Dobio sam jednačine (6.11–13) koje su matematički ekvivalentne jednačinama (2.6–8), ali kao što sam istakao u poglavlju 6 postoji suštinska razlika između ovih jednačina sa fizičke tačke gledišta. U jednačinama (2.6–8) figuriše brzina Zemlje u odnosu na etar-apsolutna brzina, dok u mojim jednačinama figuriše relativna brzina Zemlje u odnosu na izvor svetlosti. To je ta fundamentalna razlika. Naučnici poput Milera i Tomašeka merili su određene vrednosti za  $k$ , i na osnovu jednačina (2.6–8) izračunavali su brzinu Zemlje u odnosu na etar. Ako uzmem rezultate njihovih merenja, obzirom na identičnost matematičkih relacija, mogu izračunati relativnu brzinu Zemlje u odnosu na izvor svetlosti u njihovim eksperimentima. Uzeću na primer rezultat Tomašeka [4]. U njegovom eksperimentu izvor svetlosti bila je zvezda, odnosno u Majkelsonov interferometar dolazila je svetlost sa zvezde. Na osnovu jednačina (2.6–8) i rezultata eksperimenta on je odredio da je brzina Zemlje u odnosu na etar svega  $8 \text{ km/s}$ . Međutim sa stanovišta moje teorije u tom eksperimentu je određena relativna brzina između Zemlje i zvezde.

## 17. Eksperimentalna provera specijalne teorije relativnosti korišćenjem laserske spektroskopije i brzih jona litijuma. Određivanje apsolutne brzine Zemlje

Godine 2007 publikovani su radovi o eksperimentalnoj proveri efekta vremenske dilatacije na osnovu Doplerovog efekta. Ispitivanja su izvršena korišćenjem brzih jona litijuma i saturacione spektroskopije. Joni su imali brzine 0,03 c i 0,064 c i kretali su se u posebnom uređaju pod nazivom–heavy ion storage ring (TSR). Merenja su izvršena na Maks Plank institutu za nuklearnu fiziku u Heidelbergu. Rezultati eksperimenta su upoređeni sa predviđanjima specijalne teorije relativnosti, i traženo je potencijalno odstupanje od predviđanja specijalne teorije relativnosti. Efekat vremenske dilatacije je ispitivan u brojnim eksperimentima, ali ovaj eksperiment se zasniva na konceptu korišćenja Doplerovog efekta. Prva provera dilatacije vremena korišćenjem Doplerovog efekta je izvršena u Ives–Stilvelovom eksperimentu. Eksperiment izvršen u Heidelbergu se može svrstati u ovu kategoriju. Eksperimenta koji su bazirani na ovom principu bilo je i ranije, ali ovaj eksperiment karakteriše izuzetno visoka preciznost i unapredjenje eksperimentalne tehnike.

Kada se nakon određenog procesa dobiju metastabilni litijumski joni određene energije ubacuju se u TSR. Namena uređaja TSR (storage ring) je da održava kretanja naelektrisanih čestica (u ovom slučaju metastabilnih litijumskih jona) duž vakuumskih komora uređaja u dužem periodu vremena. Vreme čuvanja (kretanja) naelektrisanih čestica u opštem slučaju može biti u intervalu od nekoliko sekundi do nekoliko časova. Ove mašine omogućavaju da brzi atomski i molekularni jonski snopovi imaju konstantnu vrednost energije. To se postiže korišćenjem magnetnih polja. Ti uređaji koji su bili originalno namenjeni fizici čestica pokazali su svoju efikasnost i u fizici atoma i molekula.

U određenoj oblasti TSR dolazilo je do interakcije metastabilnih litijumskih jona i dva laserska zraka, odnosno dolazilo je do preklapanja jonskog snopa i laserskih zraka. Laserski zraci imaju suprotne smerove i oni su kolinearni sa jonskim snopom. Jedan laser ima fiksiranu frekvencu, koja se označava sa  $\nu_p$ , dok frekvencija drugog lasera je promenljiva. U jednom trenutku dolazi do istovremene rezonance laserskih snopova sa metastabilnim litijumskim jonima. Postignuto je da oba lasera interaguju sa jonima koji imaju istu brzinu  $v$ . Dolazi do pobudjivanja litijumskog jona i jon apsorbuje određeni kvant svetlosti. Nakon toga dolazi do emisije svetlosti. Ta svetlost se detektuje pomoću tri fotomultiplikatora. Detekcija svetlosti se vrši u pravcu koji je normalan na pravac kretanja zraka (slika 41)(Slika je preuzeta iz rada [15])



Slika 41

Da laserska svetlost ne bi uticala na rad fotomultiplikatora stavljena su obojena stakla i interferencioni filteri ispred fotomultiplikatora. Može se smatrati da je frekvencija detektovane svetlosti u fotomultiplikatoru  $\nu_0$ . Određene informacije o korišćenju filtera, i detekciji frekvence  $\nu_0$  mogu se naći u radu [15]. Objasniću šta predstavlja frekvencija  $\nu_0$ . Nezavisnim merenjima je utvrđena frekvencija svetlosti koja se emituje usled prelaza između energetskih nivoa u jonu litijuma kada on miruje. Merenje frekvence  $\nu_0$  odnosno proučavanje transverzalnog Doplerovog efekta nije bilo od prevelike



važnosti za samu analizu dilatacije vremena, i eksperimentatori nisu nameravali da rigorozno posmatraju svetlost pod tačno pravim uglom. Prvenstveni cilj bio je da se detektuje svetlost koja je emitovana od strane litijumovog jona. Fotomultiplikatore su koristili sa ciljem da beleže broj emitovanih fotona u funkciji laserske frekvence. Obzirom da su koristili interferencione filtere ipak se može smatrati da su u fotomultiplikatoru detektovali frekvencu  $\nu_0$ .

Kao što sam istakao pored lasera koji ima fiksiranu vrednost frekvence  $\nu_p$  (taj laser je na slici 41 označen sa fixed–frequency laser) postoji i drugi laser (označen na slici sa tunable laser) čija frekvencija varira u potrazi za rezonancom. U trenutku kada se postigne apsorpcija laserske svetlosti od strane litijumovog jona odnosno nastane rezonanca, frekvencija lasera (kod koga se frekvence mogu menjati–tunable laser) ima vrednost  $\nu_a$ . U slučaju važenja specijalne teorije relativnosti ove frekvence  $\nu_p$ ,  $\nu_a$  i  $\nu_0$  trebaju biti povezane jednačinom

$$\frac{\nu_p \nu_a}{\nu_0^2} = 1 \quad (17.1)$$

Eksperimentalno je utvrđeno je da postoji malo odstupanje od jednačine

$$\frac{\nu_p \nu_a}{\nu_0^2} = 1 + \varepsilon(\beta) \quad (17.2)$$

Ovaj mali parametar  $\varepsilon(\beta)$  zavisi od brzine jona, i on opisuje odstupanje od specijalne teorije relativnosti.

Ovo odstupanje je povezano sa test teorijom uvedenom od strane Robertson–Mansouri–Sexl, tako da je jednačina (17.2) dobila formu

$$\frac{\nu_p \nu_a}{\nu_0^2} = 1 + 2\alpha\beta^2 \quad (17.3)$$

U razvoju na desnoj strani postoje i viši članovi reda ali se zanemaruju. U doktorskim disertacijama [14] i [15] detaljno je prezentovan ovaj eksperiment. U radu [14] prezentovan je postupak određivanja  $\alpha$  na osnovu Robertson–Mansouri–Sexl test teorije. Koficijent  $\alpha$  može se odrediti eksperimentalno korišćenjem dva merenja kada joni imaju brzine 0,03 c i 0,064 c. Za  $\alpha$  je dobijena vrednost

$$\alpha = (-6,5 \pm 9,5) \cdot 10^{-8} \quad (17.4)$$

Postoje i poboljšane verzije ovog eksperimenta. U takvim eksperimentima korišćeni su joni koji su imali brzinu  $v = 0,338 c$ .

Rečeno je već da se ovaj eksperiment smatra proverom specijalne teorije relativnosti i efekta dilatacije vremena. O Ives–Stilvelovom eksperimentu su iznošena slična tvrdjenja. Ja eksperimente ovakvog tipa pre svega smatram proverom validnosti jednačina za Doplerov efekat. Naravno preko Doplerovog efekta indirektno je potvrđena i dilatacija vremena, ali moram da napomenem da Doplerov efekat je složeniji po svojoj suštini, i nastaje ne samo kao posledica dilatacije vremena, nego i kao posledica relativnog kretanja sistema. Postaje eksperimenti u kojima se dilatacija vremena direktno demonstrira i određuje, a ne posredno kao kod Ives–Stilvelovog eksperimenta. Nekima od tih eksperimenata baviću se u narednim poglavljima.

Na jednu razliku između Ives–Stilvelovog eksperimenta i eksperimenta sa jonima litijuma treba obratiti pažnju. U Ives–Stilvelovom eksperimentu pobudjeni atomi vodonika bili su izvor svetlosti. U eksperimentu sa litijumskim jonima, brzi joni apsorbuju svetlost koja je emitovana iz lasera.

Da bi smo što potpunije analizirali jednačine (17.1–2) podsetimo se rezultata Ives–Stilvelovog eksperimenta. Svetlost koja je emitovana od strane pobudjenih atoma vodonika bila je registrovana u spektrografu. Talasne dužine direktnog i reflektovanog zraka određene su jednačinama (15.4) i (15.5). Pored jednačina za talasnu dužinu mogu se napisati i jednačine za frekvencu direktnog i reflektovanog zraka

$$\nu_a = \nu_0 \frac{1 + (v/c)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (17.5)$$

$$\nu_r = \nu_0 \frac{1 - (v/c)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (17.6)$$

Lako se pokazuje da važi jednačina

$$\frac{\nu_r \nu_d}{\nu_0^2} = 1 \quad (17.7)$$

Jednačine (17.5–7) su u saglasnosti sa specijalnom teorijom relativnosti.

Predpostavimo da su nam poznate eksperimentalne vrednosti frekvenci  $\nu_d$ ,  $\nu_r$  i  $\nu_0$  dobijene u Ives–Stilvelovom eksperimentu. Postavlja se pitanje da li kombinacija frekvenci na levoj strani jednačine (17.7) zaista daje jedinicu, ili i tu postoji odstupanje od jedinice. Pojedini autori daju obrazloženja da i u tom eksperimentu postoji malo odstupanje od jedinice, odnosno od predviđanja specijalne teorije relativnosti. To odstupanje od specijalne teorije relativnosti može se kvantitativno opisati u sistemu test teorije jednačinom

$$\frac{\nu_r \nu_d}{\nu_0^2} = 1 + 2\alpha\beta^2$$

U slučaju Ives–Stilvelovog eksperimenta koeficijent  $\alpha$  ima vrednost

$$\alpha < 1 \cdot 10^{-2}$$

Upoređivanjem vrednosti ovog koeficijenta sa vrednošću koeficijenta  $\alpha$  dobijenim u eksperimentu sa litijumskim jonima (jednačina (17.4)) možemo zaključiti da je izuzetno poboljšana preciznost i osetljivost eksperimenta.

Analizirajmo jednačine za frekvence laserskih zraka. Imamo da se jon litijuma približava jednom izvoru laserske svetlosti, a udaljuje od drugog, i kao posledica kretanja javiće se Doplerov efekat. Frekvencija svetlosti koju jon može da apsorbuje je  $\nu_0$ , odnosno to je frekvencija koja odgovara razlici energetske nivoa jona litijuma.

Analizirajmo prvo slučaj kada se jon kreće ka izvoru laserske svetlosti. Na slici 41 taj izvor svetlosti se nalazi na desnoj strani slike (tunable laser). Zato što se kreće ka izvoru svetlosti do jona dolazi svetlost veće frekvence nego što je emitovana. Znači ako želimo da jon apsorbuje svetlost frekvence  $\nu_0$  mora se emitovati svetlost frekvence niže od  $\nu_0$ . Ako želimo da postignemo rezonancu, odnosno da jon apsorbuje svetlost frekvence  $\nu_0$  moramo emitovati svetlost tačno određene frekvence  $\nu_a$  koja ima nižu vrednost od  $\nu_0$ . Ta frekvencija se određuje na osnovu uslova da jon apsorbuje foton frekvence  $\nu_0$  i relacije za Doplerov efekat

$$\nu_0 = \nu_a \frac{1 + (v/c)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (17.8)$$

odnosno

$$\nu_a = \nu_0 \frac{\sqrt{1 - (v/c)^2}}{1 + (v/c)} = \nu_0 \frac{1 - (v/c)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (17.9)$$

Slična diskusija može se izvršiti i za slučaj kada se jon udaljuje od izvora laserske svetlosti. Na slici 41 taj izvor svetlosti se nalazi na levoj strani slike (fixed frequency laser). Zato što se joni kreću od izvora laserske svetlosti do jona dolazi svetlost manje frekvence nego što je emitovana. Ako želimo da postignemo rezonancu, odnosno da jon apsorbuje svetlost frekvence  $\nu_0$  moramo emitovati svetlost frekvence  $\nu_p$  koja ima višu vrednost od  $\nu_0$ , i ta frekvencija se određuje na osnovu jednačine

$$\nu_0 = \nu_p \frac{1 - (v/c)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (17.10)$$

odnosno

$$\nu_p = \nu_0 \frac{\sqrt{1 - (v/c)^2}}{1 - (v/c)} = \nu_0 \frac{1 + (v/c)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (17.11)$$

Lako se pokazuje da važi relacija

$$\frac{v_p v_a}{v_0^2} = 1 \quad (17.12)$$

Ovakva jednačina bi bila u potpunoj saglasnosti sa specijalnom teorijom relativnosti. Međutim kao što je već rečeno postoji malo odstupanje od specijalne teorije relativnosti. Ovo odstupanje kvantitativno je opisano malim parametrom  $\varepsilon(\beta)$  odnosno koeficijentom  $\alpha$  definisanim jednačinom (17.4).

Cilj ovog poglavlja nije opisivanje tehničkih karakteristika eksperimenta. Eksperiment u tom tehničkom smislu je vrlo zahtevan, ali zbog što potpunijeg sagledavanja eksperimenta ipak ću se zadržati na pojedinim detaljima. U doktorskom disertacijama [14] i [15] prezentovano je dosta informacija o teorijskom i tehničkom aspektu eksperimenta.

Proces u eksperimentu započinje jonizacijom litijuma i stvaranjem jona. Joni su potom ubrzani u Van de Grafovom akceleratoru (Van de Graaff). Ubrzani metastabilni joni litijuma se ubacuju u TSR. Postoje dva procesa dobijanja metastabilnih jona, a to su elektronski zahvat i ekscitacija jona od osnovnog stanja. Litijumski joni se koriste jer imaju dobre karakteristike. Energetski nivoi su im dobro poznati i frekvencija  $\nu_0$  je određena sa visokom tačnošću, ali i pored toga što je frekvencija  $\nu_0$  određena sa visokom tačnošću u cilju poboljšanja eksperimenta javlja se potreba da se još preciznije utvrdi taj energetski prelaz (frekvencija  $\nu_0$ ), jer rezultati eksperimenta u mnogome zavise od tačnog određivanja te frekvencije. Vreme života metastabilnih jona litijuma u vakuumu je 50 s. Međutim usled sudara sa drugim česticama u TSR vreme života jona litijuma redukuje se na oko 10–20 s.

TSR obezbeđuje jonske snopove sa visokim kvalitetom snopa. Joni su u TSR izloženi elektronskom hladjenju. To se dešava na određenom delu putanje kada dolazi do preklapanja elektronskog snopa sa jonskim snopom. Usled elektronskog hladjenja dobija se bolja distribucija brzine jona. Kulonova interakcija između elektrona i jona dovodi do toga da brzina elektrona u mnogome određuje brzinu jonskog snopa. Sam proces elektronskog hladjenja traje 5–10 sekundi. Kao što je već rečeno koristi se saturaciona spektroskopija. Ona je uvedena da bi se prevazišlo Doplerovo širenje linija. Na osnovu ovakvih tehničkih poboljšanja postignuta je visoka preciznost eksperimenta.

Sada ću diskutovati ovaj eksperiment sa stanovišta moje teorije etra. U poglavlju 13 izvedena su relacije za Doplerov efekat. Odredimo najpre jednačine za frekvencije  $\nu_p$  i  $\nu_a$ . Postupak određivanja ovih jednačina sa stanovišta moje teorije etra je veoma sličan sa postupkom određivanja jednačina sa stanovišta specijalne teorije relativnosti.

Kada se jon kreće ka izvoru laserske svetlosti zbog pojave Doplerovog efekta do jona dolazi svetlost veće frekvencije nego što je emitovana. Ako želimo da postignemo rezonancu, odnosno da jon apsorbira svetlost frekvencije  $\nu_0$  moramo emitovati svetlost tačno određene frekvencije  $\nu_a$  koja ima nižu vrednost od  $\nu_0$ . Ta frekvencija se određuje na osnovu uslova da jon apsorbira foton frekvencije  $\nu_0$  i relacije za Doplerov efekat

$$\nu_0 = \nu_a \left(1 + \frac{v}{c}\right) \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}} \quad (17.13)$$

odnosno

$$\nu_a = \frac{\nu_0}{\left(1 + \frac{v}{c}\right)} \frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}} \quad (17.14)$$

Kada se jon udaljuje od izvora laserske svetlosti do jona dolazi svetlost manje frekvencije nego što je emitovana. U cilju postizanja rezonance, odnosno apsorpcije svetlosti frekvencije  $\nu_0$  od strane jona, moramo emitovati svetlost frekvencije  $\nu_p$  koja ima višu vrednost od  $\nu_0$ . Frekvencija  $\nu_p$  se određuje na osnovu uslova da jon apsorbira foton frekvencije  $\nu_0$  i relacije za Doplerov efekat

$$\nu_0 = \nu_p \left(1 - \frac{v}{c}\right) \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}} \quad (17.15)$$

odnosno

$$\nu_p = \frac{\nu_0}{(1 - (v/c))} \frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}} \quad (17.16)$$

Obzirom na koncepciju eksperimenta u jednačinama (17.13–16) sa  $u_1$  je označena apsolutna brzina Zemlje, a sa  $u_2$  je označena apsolutna brzina jonskog snopa. Ako znamo vrednosti frekvenci  $\nu_p$ ,  $\nu_a$  i  $\nu_0$  mogli bi smo odrediti apsolutnu brzinu Zemlje. U radu [15] date su eksperimentalne vrednosti za frekvence  $\nu_0$  i  $\nu_a$  na stranama 21 i 91 respektivno. Frekvencija  $\nu_0$  je frekvencija svetlosti koja se emituje usled prelaza izmedju energetskih nivoa u jonu litijuma kada on miruje. Ona je utvrđena nezavisnim merenjima od eksperimentalne provere vremenske dilatacije, i njena vrednost iznosi

$$\nu_0 = 546466918790 \pm 400 \text{ KHz}$$

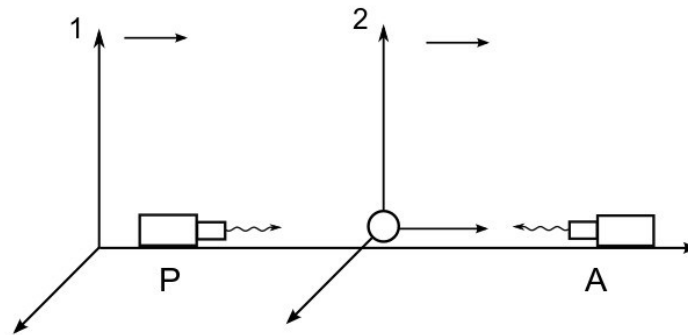
Vrednost frekvence  $\nu_a$  utvrđena je u toku eksperimenta sa litijumskim jonima. Za slučaj kada joni imaju brzinu  $v = 0,064 c$  vrednost frekvence  $\nu_a$  iznosi

$$\nu_a = 512671442928 \pm 269 \text{ KHz}$$

Relativna brzina jona u odnosu na laboratoriju je  $v$ . U skladu sa tom relativnom brzinom i činjenicom da joni litijuma imaju veću apsolutnu brzinu od apsolutne brzine Zemlje, ja sam najpre u analizi uzeo ovakav oblik jednačine za određivanje brzine  $u_2$

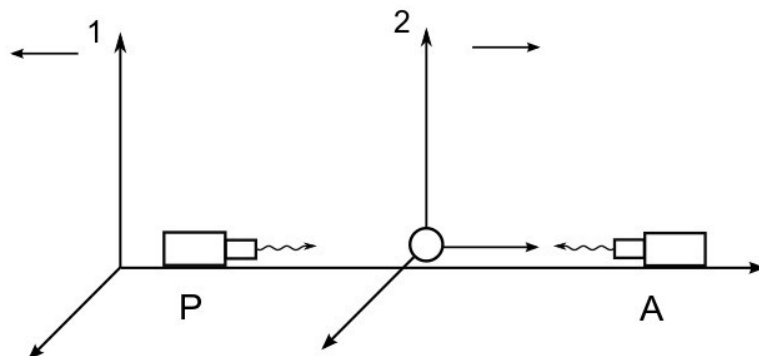
$$u_2 = u_1 + v \quad (17.17)$$

Zamenom jednačine (17.17) u jednačinu (17.14) dobija se kvadratna jednačina. Rešavanjem te kvadratne jednačine pokušao sam da odredim apsolutnu brzinu Zemlje, međjutim dobija se negativna vrednost za  $u_1$ . Ovakav slučaj koji sam najpre razmatrao grafički je prikazan na slici 42. Sistem 1 je laboratorijski sistem, a sistem 2 je vezan za litijumski jon. Sistemi 1 i 2 se kreću u istom pravcu i smeru, i apsolutna brzina sistema 2 je veća od apsolutne brzine sistema 1. Na slici 42 slovom P označio sam laser koji emituje svetlost frekvence  $\nu_p$ , a slovom A označio sam laser koji emituje svetlost frekvence  $\nu_a$ .



Slika 42

Medjutim može se uzeti u razmatranje i situacija prikazana na slici 43. Sistemi 1 i 2 se kreću u suprotnim smerovima. Apsolutna brzina sistema 1 odnosno apsolutna brzina Zemlje je  $u_1$ . Jon se u ovom slučaju takodje približava laseru A, a udaljuje od lasera P.



### Slika 43

Relativna brzina između jona i lasera A (lasera P) opet ima vrednost  $v = 0,064c$ , ali je sada povezana sa brzinama  $u_1$  i  $u_2$  jednačinom

$$v = u_1 + u_2$$

Brzina  $u_2$  određena je jednačinom

$$u_2 = v - u_1 \quad (17.18)$$

Ova jednačina se može zameniti u jednačinu (17.14) i dobija se kvadratna jednačina

$$\frac{1 - ((v - u_1)/c)^2}{1 - (u_1/c)^2} = \left(\frac{v_a}{v_0}\right)^2 (1 + (v/c))^2 \quad (17.19)$$

Zamenom brojnih vrednosti za  $v_0$  i  $v_a$  u faktor  $(v_a/v_0)^2$  dobija se numerička vrednost faktora

$$\left(\frac{v_a}{v_0}\right)^2 = 0,88 \quad (17.20)$$

, ako se zadržimo na tačnosti do dve decimale. Faktor  $(1 + (v/c))^2$  ima vrednost 1,132.

Na osnovu jednačine (17.19) i ovih brojnih vrednosti dobija se apsolutna brzina Zemlje

$$u_1 = 6 \cdot 10^5 \frac{m}{s} = 600 \frac{km}{s} \quad (17.21)$$

Brojne vrednosti za  $(v_a/v_0)^2$  i  $(1 + (v/c))^2$  morao sam naznačiti, jer kada se uzmu preciznije vrednosti za ove faktore (veći broj decimala) dobija se veća vrednost od vrednosti date jednačinom (17.21). Teba istaći još jednu vrlo važnu činjenicu, a to je da vrednost apsolutne brzine Zemlje u mnogome zavisi od tačnosti određivanja frekvencija  $\nu_p$ ,  $\nu_a$  i  $\nu_0$ . Već sam govorio o tome da rezultati eksperimenta sa litijumskim jonima zavise od tačnog određivanja frekvence  $\nu_0$ . U radu [14] diskutovane su posledice koje nedredjenost vrednosti frekvence  $\nu_0$  izaziva u rezultatima eksperimenta, a takodje predloženi su i načini prevazilaženja tog problema.

Rezultat koji sam dobio za brzinu kretanja Zemlje u odnosu na etar  $u_1 = 600 \frac{km}{s}$  može se smatrati fizički prihvatljivim rezultatom. Iindikativno je da ovaj rezultat ima red veličine  $10^5 m/s$ .

Postoje određeni eksperimenti iz oblasti astrofizike na osnovu kojih je zaključeno da brzina kretanja Zemlje u odnosu na jedan koordinatni sistem ima vrednost  $6 \cdot 10^5 \frac{m}{s}$ , preciznije  $627 \pm 22 km/s$ .

O čemu se zapravo radi. Proučavanjem kosmičkog mikrotalasnog pozadinskog zračenja došlo se do zaključka da se može uvesti jedan (privilegovani) koordinatni sistem u kome je temperatura kosmičkog mikrotalasnog pozadinskog zračenja ista u svim smerovima. Krajem 1970-tih godina, astrofizičar Dejvid Vilkinson i saradnici korišćenjem balonskih eksperimenata su otkrili da je brzina kretanje naše galaksije (Lokalne grupe galaksija) skoro 600 km/s u odnosu na taj "privilegovani" koordinatni sistem. Njihov rezultat nije izazvao značajnije interesovanje naučne javnosti, jer merenja u eksperimentu su bila nedovoljno precizna, a sa druge strane u to vreme astronomi nisu u dovoljnoj meri razmatrali kosmičko mikrotalasno pozadinsko zračenje.

Ovde ja neću ulaziti u diskusiju o kosmičkom mikrotalasnom pozadinskom zračenju i odgovarajućem referentnom sistemu koji se može uvesti, jer je to vrlo kompleksna tema, a sa druge strane teoriju sam zasnovao na postojanju etra.

Sama fizika problema je zahtevala da vrednost apsolutne brzine sistema 2 bude veća od apsolutne brzine sistema 1, što se i matematički može pokazati. Na osnovu jednačine (17.18) dobija se da je brzina jonskog snopa

$$u_2 = 186 \cdot 10^5 \frac{m}{s}$$

Znači apsolutna brzina sistema 2 veća je od apsolutne brzine sistema 1 što je u skladu sa pretpostavkom koja je korišćena prilikom izvođenja relacija.

U cilju teorijske analize razmotrimo i slučaj kada se uzima u obzir efekat promene sopstvene frekvence kvantnog sistema.

U predhodnoj diskusiji bilo je rečeno da dolazi do pobudjivanja litijumskog jona od strane laserske svetlosti, odnosno jon apsorbuje kvant svetlosti. Nakon toga dolazi do emisije svetlosti. Ta

svetlost se detektuje pomoću tri fotomultiplikatora. Detekcija svetlosti se vrši u pravcu koji je normalan na pravac kretanja jonskog snopa (slika 41). Merenje frekvence  $\nu_0$  pomoću fotomultiplikatora, i proučavanje transversalnog Doplerovog efekta nije bilo od prevelike važnosti za samu analizu dilatacije vremena, ali se ipak može smatrati zbog korišćenja interferencionih filtera da se u fotomultiplikatoru detektuje svetlost frekvence  $\nu_0$ .

Kada se ne uzima u obzir promena sopstvene frekvence kvantnog sistema onda jon i apsorbuje i emituje svetlost frekvence  $\nu_0$ . Primenom relacije za transversalni Doplerov efekat (jednačina (13.46)) dobijamo da se u fotomultiplikatoru detektuje frekvencija

$$\nu_t = \nu_0 \frac{1}{\frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}} \quad (17.22)$$

, i ona se razlikuje od  $\nu_0$ .

Medjutim ako se uzima u razmatranje promena sopstvene frekvence kvantnog sistema jon litijuma kada se kreće brzinom  $v = 0,064 c$  će apsorbovati kvant svetlosti frekvence  $\nu_e$

$$\nu_e = \nu_0 \frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}} \quad (17.23)$$

Jednačina (17.23) je određena na osnovu jednačine (14.6).

Ako koristimo aproksimativnu relaciju frekvencija  $\nu_e$  će biti određena na način

$$\nu_e = \nu_0 \sqrt{1 - (v/c)^2}$$

Jon će apsorbovati, a potom i emitovati svetlost frekvence  $\nu_e$ .

Kao što sam već istakao ovaj efekat promene frekvence kvantnog sistema je uzrokovan promenom apsolutne brzine sistema, u ovom slučaju apsolutne brzine jona. Promena apsolutne brzine sistema menja brzinu toka vremena u sistemu, odnosno dovodi do promene frekvence svetlosti. Znači kada jon miruje u laboratorijskom sistemu (laboratorijski sistem ima apsolutnu brzinu  $u_1$ ) on apsorbuje (emituje) svetlost frekvence  $\nu_0$ . Kada jon poveća svoju apsolutnu brzinu na  $u_2$  on apsorbuje (emituje) svetlost frekvence koja se određuje na osnovu jednačine (17.23), ili na osnovu aproksimativne jednačine. Jon će apsorbovati, a potom i emitovati svetlost frekvence  $\nu_e$  koja je određena jednačinom (17.23)

Ako iskoristimo jednačinu za transversalni Doplerov efekat (jednačina (13.46)) dobićemo da se u fotomultiplikatoru detektuje svetlost frekvence  $\nu_0$ , što se i konstatuje u eksperimentu

$$\nu_t = \nu_e \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}} = \nu_0 \quad (17.24)$$

Potrebno je odrediti frekvence  $\nu_p$  i  $\nu_a$  u slučaju uzimanja u obzir efekta promena frekvence kvantnog sistema. Kao što sam već više puta istakao kada se uzima u obzir efekat promene frekvence kvantnog sistema jon koji se nalazi u stanju kretanja najpre apsorbuje, a potom emituje svetlost frekvence  $\nu_e$ . Razmotrimo najpre slučaj kada se jon kreće ka izvoru laserske svetlosti. Ako želimo da postignemo rezonancu, odnosno da jon apsorbuje svetlost frekvence  $\nu_e$  moramo emitovati svetlost tačno određene frekvence  $\nu_a$ . Ta frekvencija se određuje na osnovu uslova apsorpcije kvanta svetlosti frekvence  $\nu_e$  i Doplerovog efekta.

$$\nu_e = \nu_a (1 + (v/c)) \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}$$

odnosno

$$\nu_a = \frac{\nu_0}{(1 + (v/c))} \left( \frac{1 - (u_2/c)^2}{1 - (u_1/c)^2} \right) \quad (17.25)$$

Nakon slične diskusije dobijamo da se frekvencija  $\nu_p$  određuje na osnovu jednačine

$$v_e = v_p(1 - (v/c)) \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}$$

odnosno

$$v_p = \frac{v_0}{(1 - (v/c))} \left( \frac{1 - (u_2/c)^2}{1 - (u_1/c)^2} \right) \quad (17.26)$$

Sada ćemo iskoristi jednačinu (17.25) za određivanje apsolutne brzine Zemlje. Brojne vrednosti frekvenci  $\nu_0$  i  $\nu_a$  date su već u tekstu. Predpostavimo da se sistemi 1 i 2 kreću kao što je prezentovano na slici 43. U tom slučaju relativna brzina  $v$  ima vrednost

$$v = u_1 + u_2$$

, odnosno brzina  $u_2$  je određena jednačinom

$$u_2 = v - u_1 \quad (17.27)$$

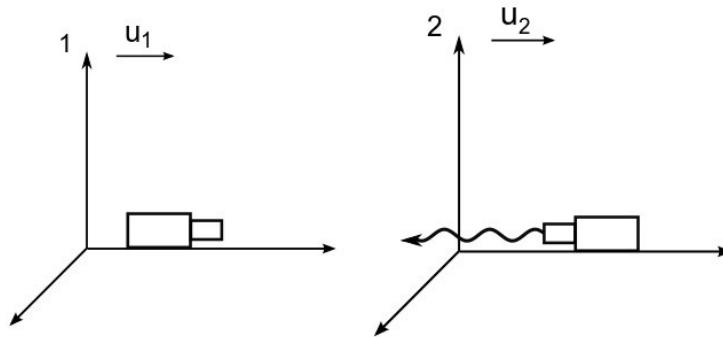
Zamenom jednačine (17.27) u jednačinu (17.25) dobijam

$$\nu_a = \frac{\nu_0}{(1 + (v/c))} \left( \frac{1 - ((v - u_1)/c)^2}{1 - (u_1/c)^2} \right) \quad (17.28)$$

Korišćenjem brojnih vrednosti za frekvence  $\nu_0$  i  $\nu_a$ , i rešavanjem jednačine (17.28) dobija se velika vrednost za apsolutnu brzinu Zemlje, i takav jedan rezultat ne ide u prilog predpostavci o promeni frekvence kvantnog sistema. Međutim postoje eksperimenti koji idu u prilog toj predpostavci.

Sada ću predložiti još jedan eksperiment za određivanje apsolutne brzine Zemlje korišćenjem Doplerovog efekta. Ja ću dati određeni tip eksperimenta, mada su mogući i drugačiji eksperimenti zasnovani na principu korišćenja Doplerovog efekta za određivanje apsolutne brzine, ali prevashodni moj cilj je da iniciram istraživanja u tom smeru.

Evo kako sam ja koncipirao eksperiment. Uzmimo dva identična izvora svetlosti (elektromagnetnih talasa). Vrednost frekvence svetlosti koju oni emituju je  $\nu_0$ . Neka jedan od tih izvora (sistem 2) počne da se kreće, a drugi ostaje u stanju mirovanja (slika 44).



Slika 44

Relativnu brzinu kretanja sistema 2 u odnosu na sistem 1 označiću sa  $v_1$ . Posmatrač u sistemu 1 može odrediti tu brzinu na način kao što je pokazano u poglavlju 13. Postupak se sastoji u sledećem. Posmatrač u sistemu 1 emituje svetlost frekvence  $\nu_0$ . U sistemu 2 se nalazi ogledalo od koga se svetlost može reflektovati. Svetlost nakon refleksije od ogledala u sistemu 2 vraća se do sistema 1 gde se registruje frekvencija  $\nu_1^{(1)}$ , koja se razlikuje od emitovane frekvence  $\nu_0$ . Te frekvence su povezane jednačinom

$$\nu_1^{(1)} = \nu_0 \left( 1 - \frac{v_1}{c} \right)^2 \quad (17.29)$$

Na osnovu jednačine (17.29) može se odrediti relativna brzina  $v_1$ .

Neka se sada iz sistema 2 emituje svetlost. Posmatrač u sistemu 1 saglasno jednačini (13.33) registruje frekvencu

$$v_2^{(1)} = v_0(1 - (v_1/c)) \frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}$$

Apsolutna brzina  $u_2$  je povezana sa apsolutnom brzinom  $u_1$  jednačinom

$$u_2 = u_1 + v_1$$

, tako da dobijam jednačinu (17.30)

$$v_2^{(1)} = v_0(1 - (v_1/c)) \frac{\sqrt{1 - ((u_1 + v_1)/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}} \quad (17.30)$$

Neka sistem 2 poveća vrednost svoje apsolutne brzine sa  $u_2$  na vrednost  $u_3$ . Pošto se povećala apsolutna brzina sistema 2, povećala se i relativna brzina, i ona sada ima vrednost  $v_2$ . Ponovimo predhodno opisanu proceduru. Iz sistema 1 se emituje svetlost frekvence  $\nu_0$  koja se reflektuje od ogledala u sistemu 2, i vraća u sistem 1. Registrovana frekvencija talasa koja dospeva u sistem 1 imaće vrednost  $\nu_3^{(1)}$ . Frekvence  $\nu_3^{(1)}$  i  $\nu_0$  su povezane jednačinom

$$\nu_3^{(1)} = \nu_0 \left(1 - \frac{v_2}{c}\right)^2 \quad (17.31)$$

, i na osnovu nje možemo odrediti relativnu brzinu  $v_2$ .

Iz sistema 2 ponovo se emituje svetlost i posmatrač u sistemu 1 registruje frekvenciju

$$\nu_4^{(1)} = \nu_0(1 - (v_2/c)) \frac{\sqrt{1 - (u_3/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}} \quad (17.32)$$

Apsolutna brzina sistema 2 u ovom slučaju ima vrednost

$$u_3 = u_1 + v_2$$

Na osnovu jednačina (17.30) i (17.32) dobijamo jednačinu

$$\frac{\nu_4^{(1)}}{\nu_3^{(1)}} = \frac{(1 - (v_2/c)) \sqrt{1 - ((u_1 + v_2)/c)^2}}{(1 - (v_1/c)) \sqrt{1 - ((u_1 + v_1)/c)^2}}$$

Ova jednačina bi trebala da nam omogući određivanje apsolutne brzine Zemlje ako su nam poznate frekvencije, i pri tome bismo koristili i jednačine (17.29) i (17.31), odnosno vrednosti relativnih brzina koje se iz njih dobijaju.

## 18. Eksperimentalna provera transverzalnog Doplerovog efekta korišćenjem Mezbauerove spektroskopije

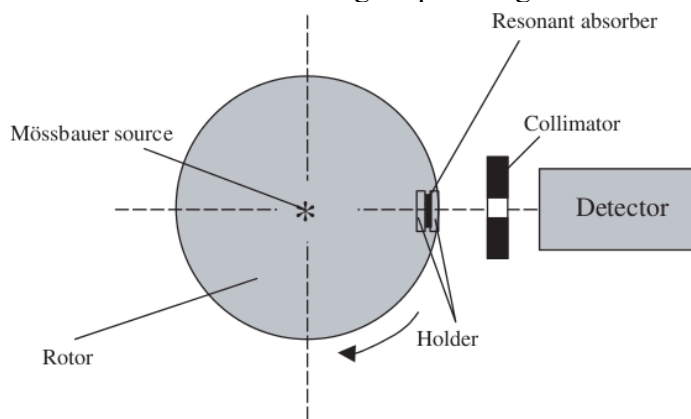
U dosadašnjem radu bilo je uglavnom reči o eksperimentalnoj proveru longitudinalnog Doplerovog efekta. Longitudinalni Doplerov efekat je mnogo jednostavniji za eksperimentalnu detekciju i proučavanje nego transverzalni Doplerov efekat. Međutim otkriće rezonantne apsorpcije  $\gamma$  zračenja odnosno Mezbauerovog efekta (Rudolf Mössbauer) pružilo je bolje mogućnosti za proučavanje transverzalnog Doplerovog efekta. Takav jedan eksperiment prvi je izvršio Kundig (Kündig). To je bila jedna od prvih primena tada novootkrivene Mezbauerove spektroskopije. Kundingov eksperiment se može smatrati jednim od najpouzdanijih eksperimenata tog tipa. Kasnije su izvršene i poboljšane verzije tog eksperimenta, a takodje vršene su određene modifikacije u samom eksperimentu, ali bazična ideja Kundingovog eksperimenta, odnosno korišćenje Mezbauerove spektroskopije za proveru transverzalnog Doplerovog efekta je ostala ista. Mezbauerov efekat je pojava da se emisija i apsorpcija  $\gamma$  zračenja vrši bez uzmarka jezgra. Mezbauerov je otkrio da kada su ispunjeni pojedini uslovi radioaktivno jezgro koje je ugrađeno u kristalnu rešetku može da emituje i apsorbuje  $\gamma$  zračenje bez uzmarka jezgra, odnosno može doći do pojave rezonantne apsorpcije.

Ja neću razmatrati originalni Kundingov rad nego ću diskutovati rad [16] koji predstavlja analizu Kundingovog rada. U radu [16] autori su objasnili da su pronašli grešku u obradi rezultata merenja



dobijenih u Kundingovom eksperimentu. Oni su takodje samostalno izvršili eksperiment koji je sa fizičke tačke gledišta identičan eksperimentu Kundinga.

Sada ću objasniti koncepciju njihovog eksperimenta. Na osi rotirajućeg diska nalazi se izvor radijacije  $\gamma$  zraka (slika 45) (slika je preuzeta iz rada [16]). Izvor radijacije bio je  $Co^{57}$  aktivnosti  $20\text{ mCi}$ . Disk može da rotira određenom ugaonom brzinom  $\omega$ . Na obodu diska pričvršćen je apsorber  $\gamma$  zraka. Apsorber je određeno jedinjenje koje je obogaćeno gvoždjem. Atomi gvoždja apsorbuju  $\gamma$  zračenje. Poluprečnik diska je  $R = 6,1\text{ cm}$ , a maksimalna ugaona brzina rotacije diska je  $150\text{ obrt}/3$ . U skladu sa tim vrednostima maksimalna brzina apsorbera koji se nalazi na obodu diska je  $287,3\text{ m/s}$ . U apsorberu određeni procenat  $\gamma$  fotona biva apsorbovan. Zračenje koje nije apsorbovano prolazi kroz kolimator i stiže u detektor. Detektor se nalazi van rotirajućeg diska i u njemu se nalazi ksenon. U detektoru se meri oblik tzv. rezonante linije za različite ugaone brzine rotacije diska. Pravac kretanja elektromagnetnog talasa  $\gamma$  zračenja bio je pod pravim uglom u odnosu na pravac kretanja apsorbera, odnosno bili su ispunjeni uslovi za nastak transverzalnog Doplerovog efekta.



Slika 45

Izvor  $\gamma$  zračenja koji se nalazi na osi rotirajućeg diska emituje  $\gamma$  zračenje frekvence  $\nu_0$ . Atomi gvoždja se nalaze u apsorberu. Jezgra gvoždja apsorbuju u toku eksperimenta zračenje frekvence  $\nu$ . Na osnovu proučavanja rezonantne linije može se odrediti frekvencija  $\gamma$  zračenja koju su jezgra apsorbovala. Tu apsorbovanu frekvenciju  $\gamma$  zračenja označiću sa  $\nu$ . Usled kretanja apsorbera u odnosu na izvor došlo je do pojave transverzalnog Doplerovog efekta, i frekvencija  $\nu$  se razlikuje od frekvencije  $\nu_0$ . Na osnovu specijalne teorije relativnosti frekvencije  $\nu$  i  $\nu_0$  povezane su jednačinom

$$\nu = \nu_0 \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} \quad (18.1)$$

, gde je

$$v = \omega R$$

Energija  $\gamma$  kvanta definisana je relacijom

$$E = h\nu$$

Relativna promena frekvence može se izraziti i preko energije  $\gamma$  kvanta, i preko frekvence  $\gamma$  kvanta

$$\frac{E - E_0}{E_0} = \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega R}{c}\right)^2} - 1 \quad (18.2)$$

Aproksimativna forma jednačine (18.2) glasi

$$\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} \approx -\frac{1}{2} \left(\frac{\omega R}{c}\right)^2 \quad (18.3)$$

To je rezultat koji se dobija na osnovu specijalne teorije relativnosti.

Kunding je u svom eksperimentu dobio sledeću vrednost za relativnu promenu frekvence  $\gamma$  kvanta

$$\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} = -(1,0065 \pm 0,011) \frac{1}{2} \left( \frac{\omega R}{c} \right)^2 \quad (18.4)$$

Ovakav rezultat se može smatrati da je u dobroj saglasnosti sa predvidjanjima specijalne teorije relativnosti.

Kao što je rečeno autori rada [16] su ponovili analizu rezultata merenja dobijenih u Kundingovom eksperimentu, i pronašli greške koje su učinjene u numeričkoj obradi rezultata merenja. Nakon takve analize oni su našli tačnu vrednost za relativnu promenu frekvence  $\gamma$  kvanta u Kundingovom eksperimentu

$$\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} = -(1,192 \pm 0,011) \frac{1}{2} \left( \frac{\omega R}{c} \right)^2 \quad (18.5)$$

Takodje su samostalno izvršili eksperiment, i dobili sledeću vrednost za relativnu promenu frekvence  $\gamma$  kvanta

$$\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} = -(1,21 \pm 0,050) \frac{1}{2} \left( \frac{\omega R}{c} \right)^2 \quad (18.6)$$

Ovako dobijena vrednost se čak za 21 % razlikuje od predvidjanja specijalne teorije relativnosti. Na ovaj problem je ukazano u radu [16], i konstatovano je da ovako veliko odstupanje od specijalne teorije relativnosti ne može biti prouzrokovano eksperimentalnom greškom, i da je to odstupanje izazvano nekim fizičkim efektom. Takodje izražena je nada da će dalja teoretska i eksperimentalna aktivnost dovesti do razumevanja ovog efekta.

Postoje i varijante ovog eksperimenta u smislu da apsorber i emiter zamene mesta, ili se postavljaju na različitim položajima duž radijusa diska. U radu [17] citirani su konkretni radovi u kojima su razmatrane takve varijante Kundingovog eksperimenta. Posebno je interesantna varijanta eksperimenta kada se emiter i apsorber nalaze na dijamentalno suprotnim stranama diska. Jedna stvar je karakteristična za sve te radove, a to je korišćenje Mezbauerovog efekta. Takodje u svim tim eksperimentima jezgra koja su apsorbovala, odnosno emitovala  $\gamma$  zračenje bila su jezgra gvoždja.

Ja ću razmatrati pet varijanti Kundingovog eksperimenta, i to će biti urađeno sa stanovišta moje teorije etra. Krenimo najpre od slučaja prikazanog na slici 45. Na osi rotirajućeg diska nalazi se izvor radijacije frekvence  $\nu_0$ , a na obodu diska nalazi se apsorber. U poglavlju 13 ja sam prezentovao relacije za transversalni Doplerov efekat sa stanovišta moje teorije etra. Apsorber ima veću apsolutnu brzinu od emitera, i treba se koristiti relacija (13.41) koja u ovom konkretnom slučaju dobija oblik

$$\nu = \nu_0 \frac{\sqrt{1 - ((u + \omega R)/c)^2}}{\sqrt{1 - (u/c)^2}} \quad (18.7)$$

Brzina emitera je označena sa  $u$  i to je apsolutna brzina Zemlje.

U poglavlju 13 objašnjena je procedura za dobijanje parametra  $p$ . Korišćenjem parametra  $p$  jednačina (18.7) dobija oblik

$$\nu = \nu_0 \sqrt{1 - \left( \frac{\omega R}{c} \right)^2 - p} \quad (18.8)$$

Napominjem da su jednačine (18.7) i (18.8) identične jednačine.

Specijalna teorija relativnosti frekvence  $\nu$  i  $\nu_0$  povezuje jednačinom

$$\nu_{str} = \nu_0 \sqrt{1 - \left( \frac{\omega R}{c} \right)^2} \quad (18.9)$$

Napišemo aproksimativne forme jednačina (18.8) i (18.9)

$$\nu \approx \nu_0 \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega^2 R^2}{c^2} - \frac{1}{2} p \right) \quad (18.10)$$

$$\nu_{str} \approx \nu_0 \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega^2 R^2}{c^2} \right) \quad (18.11)$$

Vidimo da se frekvence  $\nu$  i  $\nu_{str}$  razlikuju za faktor  $p/2$ , koji u slučaju ovog eksperimenta ima za nekoliko reda veličine veću vrednost od faktora  $(\omega R/c)^2$ . To znači da bi se primenom teorije etra dobila vrednost za frekvencu  $\nu$  koja je dosta manja od vrednosti određene na osnovu specijalne teorije relativnosti, odnosno od eksperimentalnih vrednosti. Međutim ova primedba nema osnova, jer jednačina po kojoj treba odrediti frekvencu  $\nu$  je jednačina (18.8), a ne jednačina (18.10).

Da bi ilustrovao malu razliku koja se javlja pri određivanju frekvenci  $\nu$  i  $\nu_{str}$  koristiću jednačine (18.8) i (18.9), a ne njihove aproksimativne forme date jednačinama (18.10) i (18.11). U tom cilju koristiću pojedine brojne vrednosti date u radu [16]. Kao što je rečeno maksimalna brzina apsorbera je  $287,3 \text{ m/s}$ . Ja neću uzeti maksimalnu brzinu, nego uzimam približno dvostruko manju vrednost za brzinu apsorbera  $v = 150 \text{ m/s}$ .

Već je napomenuto da se u eksperimentima dosta koristilo gvoždje kao emiter odnosno apsorber  $\gamma$  zračenja. Sam Mezbauer je najpre radio sa iridijumom  $I_r^{191}$  koji ima energetski prelaz od 129 Kev, a nekoliko godina kasnije je koristio gvoždje koje ima energetski prelaz od 14,4 Kev. Na osnovu Plankovog zakona, i uzimanjem vrednosti 14,4 Kev za energiju  $\gamma$  kvanta možemo odrediti frekvencu emitovanog zračenja koju ću označiti sa  $\nu_0$

$$\nu_0 = 3.477210987 \times 10^{18} \text{ Hz}$$

Na osnovu jednačine (18.7) određujemo vrednosti frekvence  $\nu$

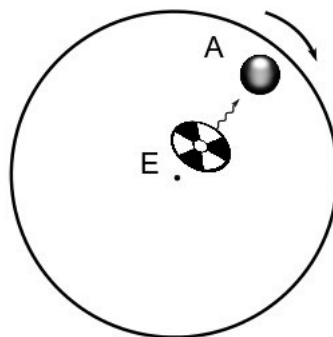
$$\nu = 3.477210984 \times 10^{18} \text{ Hz}$$

Razmotrimo sada slučaj da se na osi rotirajućeg diska nalazi apsorber, a na obodu diska je izvor radijacije frekvence  $\nu_0$ . U ovom slučaju emiter ima veću apsolutnu brzinu od apsorbera, i u skladu sa ovakvom postavkom eksperimenta treba se koristiti jednačina (13.46) za određivanje frekvence zračenja u apsorberu

$$\nu = \frac{\nu_0}{\frac{\sqrt{1 - ((u + \omega R)/c)^2}}{\sqrt{1 - (u/c)^2}}} \quad (18.12)$$

Veličina  $u$  označava apsolutnu brzinu Zemlje.

Sada ću razmotriti varijantu eksperimenta u smislu da se emiter i apsorber postavljaju na različitim položajima duž radijusa diska. Neka se emiter (izvor radijacije frekvence  $\nu_0$ ), nalazi na rastojanju  $R_1$  od centra diska. Duž istog radijusa diska postavimo apsorber na udaljenosti  $R_2$  od centra diska. Uzmimo da je udaljenost  $R_2$  veća od udaljenosti  $R_1$ . Emiter je na slici 46 označen slovom E, a apsorber slovom A.



Slika 46

Postavlja se pitanje koju će frekvencu registrovati apsorber. Tražena frekvenca se određuje na osnovu jednačine (13.41) koja u ovom konkretnom slučaju dobija formu

$$\nu = \nu_0 \frac{\sqrt{1 - ((u + \omega R_2)/c)^2}}{\sqrt{1 - ((u + \omega R_1)/c)^2}} \quad (18.13)$$

Jednačinu (18.13) možemo transformisati na način da je pomnožimo i podelimo istim faktorom. Transformisana jednačina glasi

$$\nu = \nu_0 \frac{\sqrt{1 - ((u + \omega R_2)/c)^2} \sqrt{1 - (u/c)^2}}{\sqrt{1 - ((u + \omega R_1)/c)^2} \sqrt{1 - (u/c)^2}} \quad (18.14)$$

Ako se uradi algebarski postupak demonstriran u poglavlju 13 jednačina (18.14) dobija sledeći oblik

$$\nu = \nu_0 \frac{\sqrt{1 - (\omega R_2/c)^2 - p_2}}{\sqrt{1 - (\omega R_1/c)^2 - p_1}} \quad (18.15)$$

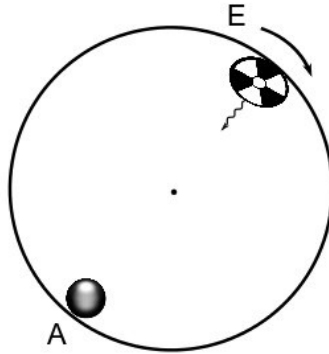
Razmotriću sada slučaj da se emiter nalazi na većem rastojanju od apsorbera. Rastojanje emitera od centra diska označicu sa  $R_4$ , a rastojanje apsorbera od centra diska označicu sa  $R_3$  ( $R_4 > R_3$ ). Frekvencu koju registruje apsorber određujemo na osnovu jednačine (13.46) koja u ovom konkretnom slučaju dobija formu

$$\nu = \frac{\nu_0}{\frac{\sqrt{1 - ((u + \omega R_4)/c)^2}}{\sqrt{1 - ((u + \omega R_3)/c)^2}}} \quad (18.16)$$

I jednačina (18.16) se može transformisati i dobija se oblik

$$\nu = \frac{\nu_0}{\frac{\sqrt{1 - (\omega R_4/c)^2 - p_4}}{\sqrt{1 - (\omega R_3/c)^2 - p_3}}} \quad (18.17)$$

Varijanta eksperimenta u kojoj se emiter i apsorber nalaze na dijametralno suprotnim stranama diska je posebno interesantna za analizu (slika 47).



Slika 47

Eksperimentalno je utvrđeno da ne postoji frekventni pomeraj. Znači frekvenca emitovanog zračenja je  $\nu_0$ , ali je i frekvenca apsorbovanog zračenja u apsorberu takodje  $\nu_0$ . Relativna brzina emitera i apsorbera je  $2v$  odnosno  $2\omega R$ , i na osnovu jednačine specijalne teorije relativnosti treba očekivati frekventni pomak

$$\nu_{str} = \nu_0 \sqrt{1 - \left(\frac{2v}{c}\right)^2} = \nu_0 \sqrt{1 - \left(\frac{2\omega R}{c}\right)^2} \quad (18.8)$$

Medjutim dobijeni rezultat

$$\nu_{str} \neq \nu_0$$

je u suprotnosti sa eksperimentalnim rezultatima.

Stanovište teorije etra se fundamentalno razlikuje od stanovišta specijalne teorije relativnosti. U jednačinama teorije etra figurišu apsolutne brzine emitera i apsorbera. U slučaju kada se emiter i apsorber nalaze na dijamentralno suprotnim stranama rotirajućeg diska, emiter i apsorber imaju jednake vrednosti apsolutnih brzina, i ne može se očekivati pojava frekventnog pomaka. Kao ilustraciju ovog tvrdjenja primenimo jednačinu (13.41) na ovaj konkretan slučaj

$$v = v_0 \frac{\sqrt{1 - ((u + \omega R)/c)^2}}{\sqrt{1 - ((u + \omega R)/c)^2}}$$

Na osnovu ove jednačine dobija se

$$v = v_0 \quad (18.9)$$

Isti rezultat o nepostojanju frekventnog pomaka može se dobiti i korišćenjem jednačine (13.46).

## 19. Temperaturno zavistan Pound-Rebka eksperiment

Ajštajnova opšta teorija relativnosti predviđa da vreme različito protiče u različitim oblastima gravitacionog polja. U oblastima gde je niži gravitacioni potencijal vreme sporije protiče, odnosno u oblastima gde je viši gravitacioni potencijal vreme brže protiče. Ovaj efekat je originalno predviđen od strane Ajnštajna. Postoje određeni eksperimenti koji verifikuju taj rezultat opšte teorije relativnosti.

Uzmimo u razmatranje dva identična časovnika koji se nalaze u gravitacionog polju Zemlje. Uzećemo da se jedan časovnik nalazi u tački 1, u kojoj potencijal gravitacionog polja ima vrednost  $\varphi_1$ . Drugi časovnik se nalazi u tački 2, i potencijal u toj tački je  $\varphi_2$ . Časovnici su bili sinhronizovani (pokazivali isti trenutak vremena) pre nego što su postavljeni u tačkama 1 i 2. Koristiću jednačine za gravitacionu vremensku dilataciju koje su izvedene za slučaj Švarcvildove metrike (Karl Schwarzschild).

Vreme koje protekne u tački 1 dato je jednačinom

$$\Delta t_1 = \Delta t_0 \sqrt{1 + \frac{2\varphi_1}{c^2}} = \Delta t_0 \sqrt{1 - \frac{2\gamma M}{r_1 c^2}}$$

Ova jednačina se može napisati i u obliku

$$\Delta t_1 = \Delta t_0 \sqrt{1 - \frac{R_s}{r_1}} \quad (19.1)$$

, gde je  $R_s$  tako zvani Švarcvildov radijus, a  $r_1$  je rastojanje časovnika od centra Zemlje.

Veličina  $\Delta t_0$  je vreme koje bi izmerio časovnik kada bi bio prebačen iz tačke 1 u tačku koja se nalazi na beskonačnom rastojanju od centra Zemlje, odnosno u oblast za koju možemo smatrati da ne postoji gravitaciono polje, ili je to polje zanemarljivo. Iz jednačine (19.1) se lako može zaključiti da je vremenski interval  $\Delta t_0$  duži od intervala  $\Delta t_1$ , što je u skladu sa zaključkom opšte teorije relativnosti.

Vreme koje protekne u tački 2 dato je jednačinom

$$\Delta t_2 = \Delta t_0 \sqrt{1 + \frac{2\varphi_2}{c^2}} = \Delta t_0 \sqrt{1 - \frac{R_s}{r_2}} \quad (19.2)$$

Na osnovu jednačina (19.1) i (19.2) dobijamo jednačinu

$$\frac{\Delta t_1}{\Delta t_2} = \frac{\sqrt{1 - \frac{R_s}{r_1}}}{\sqrt{1 - \frac{R_s}{r_2}}} \quad (19.3)$$

Direktna posledica gravitacione vremenske dilatacije je gravitacioni crveni (plavi) pomak. Gravitacioni crveni pomak je pojava smanjenja frekvence elektromagnetnog zračenja (svetlosti), kada zračenje dodje iz oblasti gde je jače gravitaciono polje u oblast gde je slabije gravitaciono polje.

Neka se iz tačke 1, u kojoj potencijal gravitacionog polja ima vrednost  $\varphi_1$  emituje elektromagnetno zračenje frekvence  $\nu_e$ . Kada to zračenje dodje u tačku 2 gde potencijal gravitacionog polja ima vrednost  $\varphi_2$  frekvencija elektromagnetnog zračenja koju meri posmatrač u tački 2 imaće vrednost  $\nu_r$ . Potrebno je povezati matematičkom jednačinom frekvence  $\nu_e$  i  $\nu_r$ . Ta jednačina za gravitacioni crveni (plavi) pomak direktno se dobija iz jednačine za gravitacionu vremensku dilataciju (19.3) i ona glasi

$$\frac{\nu_r}{\nu_e} = \frac{\sqrt{1 - \frac{R_s}{r_1}}}{\sqrt{1 - \frac{R_s}{r_2}}} \quad (19.4)$$

Predpostavimo da se emiter elektromagnetnog zračenja nalazi na površini Zemlje odnosno  $r_1 = R$ , a apsorber elektromagnetnog zračenja na visini  $h$  iznad Zemlje. Uzećemo da je  $h$  mnogo manje od poluprečnika Zemlje, tako da će jednačina (19.4) dobiti aproksimativni oblik

$$\nu_r = \nu_e \left(1 - \frac{gh}{c^2}\right) \quad (19.5)$$

Pound i Rebka (Robert Pound, Glen A. Rebka) su koristili Mezbauerovu spektroskopiju da eksperimentalno provere gravitacioni crveni (plavi) pomak. Ovaj eksperiment se smatra poslednjim od tzv. klasičnih testova opšte teorije relativnosti. Ja ću u kratkim crtama opisati Pound–Rebka eksperiment, jer je za moju analizu daleko bitniji tzv. temperaturno zavistan Pound–Rebka eksperiment. Eksperiment je izvršen 1959. godine na univerzitetu Harvard. Pound i Rebka su kao izvor i apsorber  $\gamma$  zračenja koristili gvoždje. Najpre se izvor  $\gamma$  zračenja nalazio blizu vrha zgrade, odnosno kule u Jefferson laboratoriji. Drugi uzorak koji sadrži gvoždje, i koji predstavlja apsorber bio je stavljen u podrumu zgrade. Rastojanje između izvora i apsorbera bilo je 22,5 m. Scintilacioni brojač bio je postavljen ispod apsorbera da detektuje  $\gamma$  zračenje koje nije apsorbovano od strane apsorbera. Izvor  $\gamma$  zračenja je mogao da se kreće, odnosno da vrši harmonijsko oscilovanje. Frekvencija  $\gamma$  zračenja koje se emituje iz uzorka, koji se nalazi na visini 22,5 m ima vrednost  $\nu_0$ . Frekvencija koja se registruje u apsorberu označiću sa  $\nu_1$ . Frekvencije  $\nu_0$  i  $\nu_1$  povezane su jednačinom opšte teoriji relativnosti

$$\nu_1 = \nu_0 \left(1 + \frac{gh}{c^2}\right) \quad (19.6)$$

U ovom slučaju je došlo do pojave gravitacionog plavog pomaka, odnosno frekvencija zračenja  $\nu_1$  veća je od frekvencije  $\nu_0$ . Pošto se frekvencije razlikuju neće doći do pojave apsorpcije  $\gamma$  zračenja. Frekvencija zračenja se povećala za određeni iznos. Bilo je potrebno na određeni način kompenzovati to povećanje frekvencije. To je postignuto kretanjem izvora odnosno primenom Doplerovog efekta. Izvor mora da se kreće određenom brzinom od apsorbera, da bi Doplerov efekat koji nastaje usled kretanja izvora kompenzovao povećanje frekvencije  $\gamma$  zračenja. Kretanjem izvora se postiže da  $\gamma$  zračenje koje stiže do apsorbera ima frekvenciju  $\nu_0$  i može da nastane apsorpcija  $\gamma$  zračenja.

Pound i Rebka su vršili eksperiment na način da apsorber i izvor promene mesta, odnosno apsorber je stavljen na visini 22,5 m, a izvor se nalazio u podnožju zgrade. Ova razmena mesta emitera i apsorbera imala je i praktičan značaj, jer su na taj način eliminisane neke sistematske greške, koje se neminovno javljaju pri svakom eksperimentu. Frekvencija  $\gamma$  zračenja koje se emituje iz uzorka koji se nalazi u podnožju zgrade ima vrednost  $\nu_0$ . Za razliku od predhodnog slučaja sada će doći do pojave gravitacionog crvenog pomaka. Frekvencija koja se registruje u apsorberu imaće sledeću vrednost

$$\nu_2 = \nu_0 \left(1 - \frac{gh}{c^2}\right) \quad (19.7)$$

I u ovom slučaju mora se primeniti Doplerov efekat da bi se kompenzovala promena frekvencije, ali za razliku od predhodnog slučaja izvor mora da se kreće ka apsorberu.

U literaturi se mogu naći diskusije o tome da li elektromagnetno zračenje odnosno fotoni dobijaju (smanjuju) energiju prilikom prolaska kroz gravitaciono polje. Sa ovim pitanjem su povezana i pitanja da li dolazi do promene brzine svetlosti i talasne dužine u gravitacionom polju. Postoji razlika u mišljenjima o ovim pitanjima. Razmotrimo jedan ovakav primer. Neka se svetlost najpre prostire u oblasti gde ne postoji gravitaciono polje, i frekvenca svetlosti je  $\nu_0$ . Svetlost zatim dospeva u određenu oblast gde postoji gravitaciono polje. Nakon prolaska kroz tu oblast svetlost nastavlja da se kreće kroz oblast u kojoj ne postoji gravitaciono polje. Postavlja se pitanje koliko će frekvencu imati svetlost u toj oblasti? Ako prihvatimo ideju da svetlost dobija (gubi) energiju od gravitacionog polja onda je realno očekivati da će frekvenca svetlosti nakon prolaska kroz gravitaciono polje biti promenjena. Mišljenja sam da će svetlost nakon prolaska kroz gravitaciono polje, odnosno kada se opet nadje u oblasti gde ne postoji gravitaciono polje imati frekvencu  $\nu_0$ . Promena frekvence svetlosti je po mom mišljenju efekat koji je vezan za dilataciju vremena. Da bi to ilustrovaao zamislimo nekoliko tačaka duž putanje svetlosti u tom gravitacionom polju. U svakoj od tih tačaka postavimo po jedan časovnik i posmatrača. Predpostavimo da su gravitacioni potencijali u tim tačkama različiti. Zbog pretpostavke da su potencijali međusobno različiti časovnici neće pokazivati isto vreme. Neka svetlost dospe u tačku u kojoj se nalazi prvi časovnik. Taj časovnik ima neku svoju brzinu proticanja vremena i posmatrač će odrediti frekvencu svetlosti  $\nu_1$ . Svetlost zatim dospeva do druge tačke gde časovnik ima svoju brzinu proticanja vremena i posmatrač će odrediti frekvencu  $\nu_2$ . Procedura se ponavlja za svaku tačku, i posmatrači određuju frekvence. Usled promene brzine toka vremena za posmatrače koji se nalaze pored časovnika frekvence svetlosti neće biti jednake. Kada svetlost napusti oblast gde postoji gravitaciono polje ona dolazi u oblast u kojoj ne postoji gravitaciono polje, i u toj oblasti časovnici imaju neku brzinu proticanja vremena. U skladu sa tim kada svetlost dodje u tačku gde se nalazi časovnik, posmatrač koji se nalazi pored časovnika, registrovaće frekvencu svetlosti  $\nu_0$ . Ovakva analiza pokazuje da promenu frekvence svetlosti u gravitacionom polju treba tumačiti zajedno sa efektom gravitacione vremenske dilatacije.

Kao što sam istakao prvenstveni cilj moje analize je tzv. temperaturno zavistan Pound–Rebka eksperiment. Pound i Rebka su otkrili da u toku eksperimenta treba voditi računa o temperaturama apsorbera i emitera. Ako se temperature emitera i apsorbera razlikuju manje od 1K neće biti ispunjeni uslovi za nastajanje rezonance koji su opisani u predhodnom tekstu. Znači ako postoji dovoljno razlika u temperaturama između emitera i apsorbera korišćenjem Mezbauerove spektroskopije ne može se eksperimentalno verifikovati gravitacioni crveni (plavi) pomak. Temperaturna razlika između emitera i apsorbera morala je biti u toku eksperimenta pažljivo praćena i kontrolisana. Ako to ne bi bilo urađeno na pravilan način temperaturna razlika bi isuviše uticala na rezultate eksperimenta, a uticala bi i na pomeranje i širenje spektralnih linija.

Da bi što bolje objasnio ovaj temperaturni efekat ostaviću privremeno po strani eksperimentalno potvrđivanje gravitacionog crvenog (plavog) pomaka, odnosno uzeću da se emiter i apsorber nalaze na istoj visini u gravitacionom polju. Pošto se nalaze na istoj visini uticaj gravitacije nije bitan za dalju analizu. Uzeću da u početnom stanju i emiter i apsorber imaju istu temperaturu  $T_0$ . Sa  $\nu_0$  označiću frekvenciju  $\gamma$  zračenja koja je emitovana iz emitera. Obzirom da se koristi Mezbauerova spektroskopija prilikom emisije  $\gamma$  zračenja ne dolazi do uzmaka jezgra, a takodje i pri apsorpciji  $\gamma$  zračenja ne dolazi do uzmaka jezgra, i kao posledica toga javiće se rezonanca, odnosno jezgra gvoždja će apsorbovati  $\gamma$  zračenje frekvence  $\nu_0$ .

Neka apsorber poveća svoju temperaturu sa vrednosti  $T_0$  na vrednost  $T_1$ . Emiter nije menjao svoju temperaturu. Frekvenca emitovanog  $\gamma$  zračenja je  $\nu_0$ . Ako se postigne dovoljno velika promena temperature apsorbera neće doći do apsorpcije  $\gamma$  zračenja u apsorberu. Da bi došlo do rezonance emiter mora da se kreće nekom brzinom od apsorbera. Usled Doplerovog efekta do apsorbera će stići zračenje koje ima manju frekvencu od  $\nu_0$  i dolazi do pojave apsorpcije  $\gamma$  zračenja u apsorberu. U slučaju da se emiter ne kreće ne dolazi do pojave rezonance. Do pojave rezonance takodje neće doći ako apsorber zadrži vrednost temperature  $T_0$ , a emiter poveća svoju temperaturu sa vrednosti  $T_0$  na vrednost  $T_2$ . Da bi nastala rezonanca i emiter i apsorber moraju imati istu temperaturu.

Pound i Rebka ne samo što su otkrili ovaj temperaturni efekat, nego su dali i određena teorijska objašnjenja. Oni su u svom eksperimentalnom radu koristili koeficijent  $\alpha$ , radi korekcije eksperimentalnih podataka. Koeficijent  $\alpha$  je definisan jednačinom

$$\alpha = \left( \frac{\partial \nu}{\partial T} \right) = -\nu_0 \frac{C_v}{2Mc^2} \quad (19.8)$$

Veličina  $\nu_0$  je frekvencija  $\gamma$  zračenja,  $C_v$  je molarni toplotni kapacitet kristala pri stalnoj zapremini, a  $M$  je molarna masa.

Objašnjenje koje su Pound i Rebka dali za temperaturni efekat zasniva se na vremenskoj dilataciji iz specijalne teorije relativnosti. Kada se uzorak nalazi na temperaturi  $T_0$  jezgra emituju  $\gamma$  zračenja frekvencije  $\nu_0$ , međutim kada se uzorak nalazi na temperaturi  $T$ , onda će saglasno njihovom objašnjenju jezgra emitovati  $\gamma$  zračenje frekvencije  $\nu$ . Ove dve frekvencije povezane su jednačinom za transverzalni Doplerov efekat, odnosno jednačinom za vremensku dilataciju

$$\nu = \nu_0 \sqrt{1 - (v/c)^2} = \nu_0 \sqrt{1 - (\bar{v}^2/c^2)} \quad (19.9)$$

Brzina koja figuriše u jednačini (19.9) je brzina koja nastaje usled oscilovanja atoma u kristalu. Kada se kristal nalazi na sobnoj temperaturi koren iz srednje vrednosti kvadrata brzine atoma kristala je oko 300 m/s. Ta brzina zavisi od strukture i temperature kristala. Iz molekularno kinetičke teorije je poznato da se srednja vrednost kvadrata brzine određuje na način

$$\bar{v}^2 = \frac{3RT}{M} \quad (19.10)$$

Veličina  $R$  je univerzalna gasna konstanta. Jednačina (19.10) se može dalje transformisati korišćenjem molarnog toplotnog kapaciteta čvrstog tela na stalnoj zapremini  $C_v$ . Molarni toplotni kapacitet na temperaturama bliskoj sobnoj ima vrednost  $3R$ , pa jednačina (19.10) postaje

$$\bar{v}^2 = \frac{C_v T}{M} \quad (19.11)$$

Na osnovu jednačine (19.9) možemo napisati jednačinu za promenu frekvencije emitovanog  $\gamma$  zračenja

$$\Delta \nu = \nu_0 - \nu = \nu_0 (1 - \sqrt{1 - (\bar{v}^2/c^2)})$$

Ova jednačina dobija aproksimativnu formu

$$\Delta \nu \approx \frac{1}{2} \frac{\nu_0 \bar{v}^2}{c^2}$$

Na osnovu ove jednačine i jednačine (19.11) može se dobiti koeficijent  $\alpha$ .

Ovaj temperaturno zavistan Pound–Rebka eksperiment ide u prilog uvedenoj pretpostavci o promeni frekvencije kvantnog sistema. Međutim u pojedinim razmatranjima ova pretpostavka nije dala očekivane rezultate, ali i bez obzira na tu činjenicu smatram da ova pretpostavka zaslužuje detaljnu teorijsku i eksperimentalnu analizu.

Sada ću tumačiti pojedine varijante temperaturno zavisnog Pound–Rebka eksperiment sa stanovišta teorije etra. Razmotrimo najpre varijantu kada apsorber poveća svoju temperaturu sa vrednosti  $T_0$  na vrednost  $T_1$ . Emiter nije menjao svoju temperaturu. Frekvencija emitovanog  $\gamma$  zračenja je  $\nu_0$ . Kada je povećana temperatura u apsorberu povećana je i brzina oscilovanja atoma u kristalnoj rešetci. Na taj način atomi sada imaju veću vrednost apsolutne brzine. Moram da napomenem da povećanje apsolutne brzine nije zanemarljivo i može biti reda  $10^2$  m/s. Kao posledica povećanja apsolutne brzine u sistemu atoma će vreme sporije proticati, odnosno fizički procesi će se dešavati sporije. Kada se apsorber nalazio na temperaturi  $T_0$  jezgra gvoždja su apsorbovala  $\gamma$  zračenje frekvencije  $\nu_0$ , a kada se apsorber nalazio na temperaturi  $T_1$  jezgra gvoždja će apsorbovati  $\gamma$  zračenje frekvencije  $\nu$ . Ove frekvencije sa stanovišta teorije etra su povezane jednačinom

$$\nu = \nu_0 \sqrt{1 - (\bar{v}_1^2/c^2)} - p_1 \quad (19.12)$$



Ova jednačina se zasniva na jednačini (14.6). Veličina  $p_1$  se određuje saglasno proceduri opisanoj u poglavlju 13, a veličina  $\overline{v_1^2}$  se određuje korišćenjem jednačine (19.10) ili jednačine (19.11)

$$\overline{v_1^2} = \frac{3RT_1}{M} \quad (19.13)$$

Povećanjem apsolutne brzine energetski dijagrami atoma (jezgra atoma) nisu promenjeni nego je došlo do promene brzine toka vremena u sistemu atoma, i to se odrazilo na promenu frekvence  $\gamma$  zračenja koje biva apsorbovano. Kao što sam već istakao da bi došlo do apsorpcije  $\gamma$  zračenja emiter mora da se kreće nekom brzinom  $v_e$  u smeru udaljavanja od apsorbera. Ova brzina  $v_e$  nema veliku vrednost tako da ću koristiti klasičan izraz za Doplerov efekat. Mora se tako podesiti brzina emitera da frekvencija  $\gamma$  zračenja koje dolazi do apsorbera ima vrednost  $\nu$ . To se u matematičkoj formi zapisuje na način

$$\nu = \nu_0 \left(1 - \frac{v_e}{c}\right) \quad (19.14)$$

Na osnovu jednačina (19.12) i (19.14) možemo odrediti koju brzinu treba da ima emiter da bi došlo do pojave apsorpcije  $\gamma$  zračenja u apsorberu

$$\nu_0 \sqrt{1 - (\overline{v_1^2}/c^2)} - p_1 = \nu_0 \left(1 - \frac{v_e}{c}\right)$$

odnosno

$$v_e = c \left(1 - \sqrt{1 - (\overline{v_1^2}/c^2)} - p_1\right) \quad (19.15)$$

Sada ću razmotriti slučaj da se temperatura emitera poveća sa vrednosti  $T_0$  na vrednost  $T_2$ . I u ovom slučaju neće doći do pojave rezonance, odnosno apsorber neće apsorbovati  $\gamma$  zračenje. Frekvencija zračenja koje se emituje saglasno pretpostavci o promeni frekvencije kvantnog sistema se određuje na osnovu jednačine (14.6)

$$\nu = \nu_0 \sqrt{1 - (\overline{v_2^2}/c^2)} - p_2 \quad (19.16)$$

Brzina  $\overline{v_2^2}$  se određuje na osnovu jednačine (19.10), ili jednačine (19.11) odnosno

$$\overline{v_2^2} = \frac{3RT_2}{M}$$

Iz jednačine (19.16) vidi se da je frekvencija  $\nu$  manja od  $\nu_0$ , i da bi se desila apsorpcija zračenja, emiter se mora kretati nekom brzinom  $v_e$  ka apsorberu. I u ovom slučaju ta brzina  $v_e$  nema veliku vrednost i korišću klasičan izraz za Doplerov efekat. Znači izvor emituje zračenje frekvencije  $\nu$  koja usled kretanja emitera ka apsorberu biva povećana na vrednost  $\nu_0$ , i kao rezultat tog procesa dolazi do apsorpcije  $\gamma$  zračenja. Matematički je to izraženo sledećom jednačinom

$$\nu_0 = \nu \left(1 + \frac{v_e}{c}\right)$$

, odnosno

$$\nu_0 = \nu \left(1 + \frac{v_e}{c}\right) \sqrt{1 - (\overline{v_2^2}/c^2)} - p_2$$

Na osnovu ove jednačine određujemo brzinu emitera

$$v_e = c \left( \frac{1}{\sqrt{1 - (\overline{v_2^2}/c^2)} - p_2} - 1 \right) \quad (19.17)$$

Kao neki najgeneralniji slučaj uzmimo da se temperatura apsorbera poveća na  $T_1$ , a temperatura emitera na  $T_2$ . Uzeću da je  $T_2$  veće od  $T_1$ . Kao i u predhodnim slučajevima može se odrediti kolika treba da bude brzina emitera da bi došlo do apsorpcije  $\gamma$  zračenja. Frekvencija emitovanog zračenja se određuje na osnovu jednačine

$$v_2 = v_0 \sqrt{1 - (\bar{v}_2^2/c^2) - p_2} \quad (19.18)$$

, a frekvenca zračenja koju atomi mogu da apsorbuju određena je jednačinom

$$v_1 = v_0 \sqrt{1 - (\bar{v}_1^2/c^2) - p_1} \quad (19.19)$$

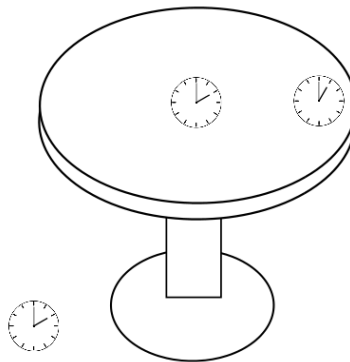
Pošto je temperatura  $T_2$  veća od temperature  $T_1$  izvor se mora kretati ka apsorberu. Ako opet primenimo jednačinu za Doplerov efekat dobijamo jednačinu

$$v_0 \sqrt{1 - (\bar{v}_1^2/c^2) - p_1} = v_0 \left(1 + \frac{v_e}{c}\right) \sqrt{1 - (\bar{v}_2^2/c^2) - p_2}$$

na osnovu koje se može odrediti brzina emitera.

## 20. Eksperiment sa atomskim časovnicima na rotirajućoj platformi. Primena teorije etra u oblasti GPS

U literaturi o teoriji relativnosti postoji eksperiment o časovnicima koji se nalaze na rotirajućoj platformi. Časovnici se mogu nalaziti na različitim rastojanjima od ose rotacije platforme. Uzećemo u razmatranje dva identična atomska časovnika, od kojih se jedan nalazi na osi rotacije platforme, a drugi na nekom rastojanju  $R$  od ose rotacije. Platforma rotira nekom konstantnom ugaonom brzinom  $\omega$ , i u skladu sa tim brzina časovnika koji se nalazi na rastojanju  $R$  je  $\omega R$ . Rotirajuća platforma se nalazi u laboratoriji. Možemo uvesti i treći časovnik koji je identičan časovnicima na platformi, a nalazi se van platforme i miruje u laboratoriji. Moram napomenuti da se eksperiment može u potpunosti izvršiti bez ovog časovnika. Uzećemo da su dimenzije atomskih časovnika male, tako da rotacija platforme nema nikakav uticaj na brzinu proticanja vremena u časovniku koji se nalazi na osi rotacije platforme, odnosno taj časovnik pokazuje isto vreme kao i časovnik koji se nalazi van platforme u laboratoriji. Na slici 48 prikazan je ovaj eksperiment



Slika 48

Ovakvi misaoni eksperimenti su poslužili Ajnštajnu prilikom kreacije opšte teorije relativnosti. Pojedina stanovišta opšte teorije relativnosti nisu prihvatljiva sa stanovišta teorije etra. Analiza opšte teorije relativnosti biće izvršena u narednim poglavljima. Kao što je postulat o konstantnosti brzine svetlosti u svim inercijalnim sistemima reference problematičan i sa teorijskog i sa eksperimentalnog aspekta, tako su i pojedina tvrdjenja i postulati opšte teorije relativnosti problematični, i nisu prihvatljivi sa stanovišta teorije etra. Ovaj eksperiment sam uveo u razmatranje jer sličnu situaciju sa atomskim časovnicima imamo i kod globalnog sistema pozicioniranja – GPS.

Ovakav eksperiment može se tumačiti i sa stanošta specijalne teorije relativnosti, ali i sa stanovišta opšte teorije relativnosti. Ja ću izneti objašnjenje ovog eksperimenta samo sa stanovišta

specijalne teorije relativnosti. Uzeli smo tri identična atomska časovnika. Pre nego što su atomski časovnici postavljeni na svoje položaje oni su bili sinhronizovani, odnosno u trenutku kada je platforma počela da rotira ugaonom brzinom  $\omega$  oni su pokazivali isti nulti trenutak. Nakon nekog vremena zaustavimo rotaciju platforme i uporedimo pokazivanje časovnika. U sistemu časovnika koji se nalazi na osi rotacije platforme protekne neki vremenski interval  $\Delta t_1$  od početka eksperimenta. Isti vremenski interval  $\Delta t_1$  protekne i u sistemu časovnika koji se nalazi van rotirajuće platforme. U sistemu časovnika koji se nalazi na rastojanju  $R$  od ose rotacije platforme protekne vremenski interval  $\Delta t_2$ . Vremenski interval  $\Delta t_2$  je kraći od vremenskog intervala  $\Delta t_1$ , i ti intervali vremena sa stanovišta specijalne teorije relativnosti povezani su relacijom

$$\Delta t_2 = \Delta t_1 \sqrt{1 - (\omega R/c)^2} \quad (20.1)$$

Sa stanovišta teorije etra ti intervali vremena povezani su relacijom

$$\Delta t_2 = \Delta t_1 \sqrt{1 - (\omega R/c)^2 - p} \quad (20.2)$$

U poglavlju 13 je objašnjeno kako se određuje parametar  $p$ .

Možemo odrediti i razliku u pokazivanju časovnika. Obzirom da je  $\Delta t_2$  manje od  $\Delta t_1$ , ta razlika sa stanovišta specijalne teorije relativnosti iznosi

$$\Delta t = \Delta t_1 - \Delta t_2 = \Delta t_1 \left(1 - \sqrt{1 - (\omega R/c)^2}\right) \quad (20.3)$$

Sa stanovišta teorije etra ta razlika u pokazivanju časovnika se određuje na osnovu jednačine

$$\Delta t = \Delta t_1 - \Delta t_2 = \Delta t_1 \left(1 - \sqrt{1 - (\omega R/c)^2 - p}\right) \quad (20.4)$$

Napomenuo sam već da se slična situacija javlja i kod atomskih časovnika kod globalnog sistema pozicioniranja–GPS. Pre nego što razmotrimo efekat vremenske dilatacije u oblasti GPS moramo se ukratko upoznati (podsetiti) sa osnovama sistema. Osnovne informacije o samom sistemu se mogu naći u članku [18].

GPS je razvijen od strane Ministarstva odbrane SAD. U početku je sistem korišćen isključivo u vojne svrhe. Kasnije je stavljen na besplatno raspolaganje svima kao javno dobro. GPS je izuzetno sofisticiran sistem. Omogućuje pouzdano pozicioniranje, navigaciju i vremenske usluge korisnicima širom sveta. Korisnik je mogućnosti da odredi položaj bilo gde na Zemlji ili blizu nje. GPS omogućuje određivanje položaja na kontinuiranoj osnovi u svim vremenskim uslovima, danju i noću. GPS ima veliku primenu, ne samo u vojnom, nego i u civilnom sektoru. Pored toga što se koristi u navigaciji ima veliku primenu za izradu zemljišnih karata. Pomoću sistema se prati kretanje tektonskih ploča i na taj način se mogu predvideti zemljotresi. Velika je primena sistema i u naučne svrhe. Uopšteno se može reći da zahvaljujući GPS–u poslovi se obavljaju efikasnije, sigurnije, ekonomičnije i preciznije koristeći besplatne i dostupne signale GPS–a.

GPS sistem se sastoji od tri komponente: komponente u vasioni, kontrolne komponente i korisničke komponente. Komponentu u vasioni čine GPS sateliti u orbiti Zemlje. Kako se sistem razvijao broj i raspored satelita se menjao. Originalni dizajn GPS bio je 24 satelita, od kojih se po osam satelita trebalo nalaziti u tri kružne orbitalne ravni, međutim to je modifikovano na način da se u šest ravni nalaze po 4 satelita. Šest ravni u kojima sateliti vrše orbitalno kretanje imaju nagib prema Zemljinom ekvatoru, inklinaciju od približno  $55^\circ$ . Sateliti orbitiraju na visini od približno 20,200 kilometara. Takvim rasporedom satelita i visinama na kojima se kreću je postignuto da je svaka tačka na planeti pokrivena GPS signalima, a direktna posledica toga je da se na svakoj tački planete može odrediti lokacija GPS prijemnika. Od 2008. godine konstelaciju GPS–a čini 31 aktivno emitirajućih satelita, a dva starija satelita povučena su iz aktivne službe. Dodatni sateliti poboljšavaju preciznost GPS sistema.

Kontrolnu komponentu čine stanice za praćenje satelita, kontrolne stanice i zemljišne antene. Uloga stanica za praćenje satelita je da kontinuirano prate kretanje satelita i podatke šalju glavnoj kontrolnoj stanici u Kolorado Springsu. Tu se vrše proračuni i preko zemljišnih antena satelitima se šalju ažurirani podaci o njihovoj tačnoj poziciji i vremenu. Ažuriranje podataka se vrši dva puta dnevno, i na taj način se vrše precizna podešavanja sistema. Kod nove generacije satelita, sateliti su u stanju da međusobno komuniciraju i sinhronizuju podatke. Preciznost određivanja pozicija satelita ne

bi bila bitno narušena, ni kada bi sateliti određeni period vremena radili nezavisno od kontrolne komponente na Zemlji.

Korisničku komponentu čine GPS prijemnici. Prijemnici mogu biti komponente uključene u druge uređaje, ili su to samostalni uređaji. Osnovne komponente GPS prijavnika su antena podešena na frekvencu GPS satelita, visokostabilni sat, često kristalni oscilator i mikroprocesor koji obrađuje podatke. Takođe prijemnici mogu imati ekran na kojem se korisniku prikazuje informacije o lokaciji i vremenu. GPS prijemnik baziran na SiRF Star čipu ima dimenzije samo 12x15 mm. Prijemnik se često opisuje po broju njegovih kanala. Svaki kanal prati po jedan satelit. Stariji modeli su imali četiri do pet kanala, a današnji modeli imaju uglavnom od 12 do 20 kanala.

Sada ću ukratko objasniti postupak određivanja lokacije i vremena GPS prijavnika. Sateliti GPS-a kontinuirano emituju radio signale iz svemira koje GPS prijavnici registruju. Ti signali nose određene informacije. GPS prijemnik zahvaljujući tim informacijama u stanju je da odredi vreme koje protekne od trenutka emitovanja radio signala sa satelita do prijema na svojoj poziciji. Na osnovu tog vremena se izračunava udaljenost prijavnika od satelita, jer radio signal putuje brzinom svetlosti. Radio signal nosi informacije o trenutnom položaju satelita, sa koga je emitovan. Prijemnik dobija informacije od tri ili više satelita. Za izračunavanje pozicija GPS prijavnika metodom geometrijske trilateracije koriste se udaljenosti GPS prijavnika do svakog satelita i lokacije satelita. Ovaj princip rada podrazumeva da su atomski časovnici na GPS satelitima i časovnici kod GPS prijavnika potpuno sinhronizovani.

Postoje određeni efekti koji smanjuju preciznost GPS sistema, i moraju se detaljno razmatrati. Na preciznost GPS sistema utiču i relativistički efekti. Među njima najznačajniji su vremenska dilatacija izazvana kretanjem satelita, gravitacioni frekventni pomeraj izazvan gravitacionim poljem Zemlje, i efekat koji nastaje zbog ekscentriciteta orbite satelita. Ovi efekti moraju se uzeti u obzir da bi sistem pravilno funkcionisao. Pojedini autori GPS sistem smatraju svojevrsnom laboratorijom za proveru relativističkih efekata, mada GPS sistem ima mnogo šire značenje. Treba napomenuti da je razvoj GPS sistema donekle iniciran eksperimentalnom proverom rezultata opšte teorije relativnosti, konkretno gravitacione vremenske dilatacije. Ako uzmemo dva identična atomska časovnika, od kojih se jedan nalazi na površini Zemlje, a drugi na visini  $h$  saglasno jednačini (19.3) manje vremena će proteći u časovniku koji se nalazi na površini Zemlje. Eksperiment na tom principu je predložio Friedwardt Winterberg 1956. godine. Takav eksperiment je izvršen, odnosno jedan atomski časovnik se nalazio na površini Zemlje, a drugi atomski časovnik bio je u veštačkom satelitu. Eksperiment je pokazao dobro slaganje sa predviđanjima opšte teorije relativnosti.

Najpre ću analizirati efekat vremenske dilatacije koji nastaje usled kretanja satelita. Uzmimo u razmatranje dva identična atomska časovnika. Jedan se nalazi na površini Zemlje, a drugi u GPS satelitu. Ovo izvodjenje važi za slučaj da se satelit za posmatrača na Zemlji kreće po idealno kružnoj putanji, i da se Zemlja smatra idealnom sferom. Uzećemo da je brzina kojom se kreće GPS satelit oko Zemlje 4 km/s. Vreme u sistemu GPS satelita će proticati sporije nego u sistemu časovnika koji se nalazi na Zemlji.

Interesuje nas koliko će atomski časovnik u sistemu GPS satelita kasniti u odnosu na atomski časovnik koji se nalazi na Zemlji. Uzećemo da u sistemu časovnika koji se nalazi na Zemlji protekne vremenski interval  $\Delta t_1$ . U sistemu časovnika GPS satelita protekne vremenski interval  $\Delta t_2$  koji je kraći od vremenskog intervala  $\Delta t_1$ . Saglasno specijalnoj teoriji relativnosti vremenski intervali  $\Delta t_2$  i  $\Delta t_1$  su povezni relacijom

$$\Delta t_2 = \Delta t_1 \sqrt{1 - (v/c)^2} \quad (20.5)$$

U jednačini (20.5)  $v$  je relativna brzina između atomskih časovnika. Ako uzmemo da se GPS satelit kreće u smeru rotacije Zemlje onda bi relativna brzina između atomskih časovnika bila jednaka

$$v = v_1 - v_2$$

Brzina  $v_2$  je brzina koju atomski časovnik ima usled rotacije Zemlje oko svoje ose, a  $v_1$  je brzina koju atomski časovnik ima usled rotacije GPS satelita po orbiti čiji se poluprečnik računa od centra Zemlje

do GPS satelita. Ta brzina ima vrednost oko 4 km/s. Brzina  $v_2$  se u proračunima zanemaruje i uzima se samo brzina  $v_1$ .

Možemo odrediti i razliku u pokazivanju časovnika. Obzirom da je  $\Delta t_2$  manje od  $\Delta t_1$ , ta razlika sa stanovišta specijalne teorije relativnosti iznosi

$$\Delta t = \Delta t_1 - \Delta t_2 = \Delta t_1 \left(1 - \sqrt{1 - (v/c)^2}\right) \quad (20.6)$$

Ako uzmemo da je dužina vremenskog intervala  $\Delta t_1$  jednaka jedan dan odnosno 86400 sekundi možemo na osnovu jednačine (20.6) izračunati koliko će atomski časovnik u GPS satelitu kasniti u odnosu na atomski časovnik koji se nalazi na površini Zemlje. To kašnjenje iznosi

$$\Delta t = 7,68 \times 10^{-6} \text{ s} \quad (20.7)$$

u toku jednog dana. Ovo kašnjenje ima kumulativni efekat i mora se korigovati. Korekcija se mora izvršiti jer da bi GPS sistem pravilno funkcionisao časovnici moraju biti sinhronizovani. Korekcija se delimično vrši i usled dejstva gravitacionog polja, jer atomski časovnik u GPS satelitu se nalazi u slabijem gravitacionom polju, i vreme u tom sistemu brže protiče nego vreme u sistemu časovnika koji se nalazi na površini Zemlje.

Izračunajmo vremensku razliku  $\Delta t$  sa stanovišta teorije etra. Ja takodje zanemarujem doprinos brzini atomskog časovnika koji nastaje usled rotacije Zemlje.

Razmatranje ću započeti jednom ovakvom analizom. Atomski časovnik na površini Zemlje ima apsolutnu brzinu  $u = 600 \text{ km/s}$ , a atomski časovnik u GPS satelitu ima brzinu

$$u_2 = u + \omega R \quad (20.8)$$

odnosno 604 km/s. Vremenski intervali  $\Delta t_2$  i  $\Delta t_1$  su povezani relacijom

$$\Delta t_2 = \Delta t_1 \frac{\sqrt{1 - \frac{(u + \omega R)^2}{c^2}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{u}{c}\right)^2}} \quad (20.9)$$

Uzećemo da je dužina vremenskog intervala  $\Delta t_1$  jednaka jedan dan, i na osnovu jednačine (20.9) možemo izračunati kašnjenje atomskog časovnika u GPS satelitu u toku jednog dana sa stanovišta teorije etra

$$\Delta t = \Delta t_1 - \Delta t_2 = \Delta t_1 \left(1 - \frac{\sqrt{1 - \frac{(u + \omega R)^2}{c^2}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{u}{c}\right)^2}}\right)$$

odnosno

$$\Delta t = 2,31169 \times 10^{-3} \text{ s}$$

Dobija se rezultat koji nije u saglasnosti sa rezultatima merenja.

Medjutim ako kašnjenje računamo na osnovu jednačine

$$\Delta t = \Delta t_1 - \Delta t_2 = \Delta t_1 \left(1 - \frac{\sqrt{1 - \frac{u^2 + (\omega R)^2}{c^2}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{u}{c}\right)^2}}\right) \quad (20.10)$$

dobija se rezultat

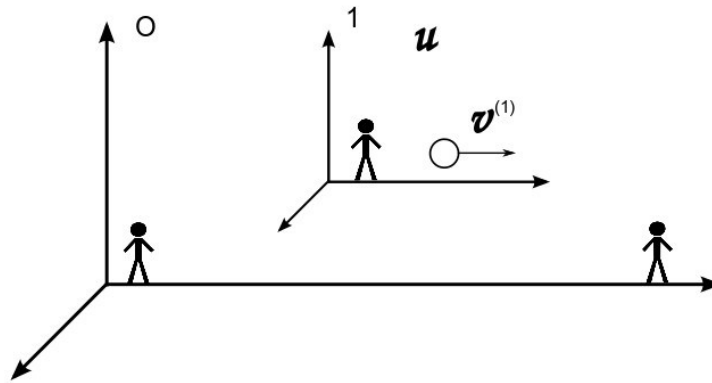
$$\Delta t = 7,68003 \times 10^{-6} \text{ s} \quad (20.11)$$

, koji je u saglasnosti sa rezultatima merenja.

Ja ću sada prezentovati postupak kako se može doći do rezultata koji je izražen jednačinom (20.10). Prvo moram da istaknem pojedine stvari. Kao u i slučaju specijalne teorije relativnosti uzeću da se satelit kreće po kružnici, i da se Zemlja smatra idealnom sferom. Ovo predstavlja jedan

idealizovani slučaj, jer Zemlja zbog svoje rotacije ima oblik elipsoida. U daljem tekstu ja ću razmatrati slučaj da se GPS sateliti kreću po eliptičnim orbitama, a uzeću u obzir i činjenicu da Zemlja ima oblik elipsoida. Uzeću da brzina kretanja satelita ima vrednost 4 km/s.

Uvedimo sada u razmatranje sistem 0 i dva posmatrača koji se nalaze u tom sistemu. U odnosu na sistem 0 sistem 1 kreće se apsolutnom brzinom  $u$ . U sistemu 1 kreće se neko telo (kugla). Brzina kugle u odnosu na sistem 1 ima vrednost  $v^{(1)}$ . Neka se najpre kugla kreće u smeru kretanja sistema 1. Smer kretanja kugle je predstavljen strelicom na slici 49



Slika 49

Postavlja se pitanje koliki je intenzitet brzine kretanja kugle za posmatrača u sistemu 0, odnosno koliki je intenzitet apsolutne brzine kugle? Saglasno rezultatima iz poglavlja 5 oba posmatrača konstatovaće da je intenzitet apsolutne brzine kugle dat jednačinom (20.12)

$$v_1^{(0)} = u + v^{(1)} \quad (20.12)$$

Uzećemo sada da se kugla kreće u smeru suprotnom od smera kretanja sistema 1. Možemo opet postaviti isto pitanje koliki je intenzitet brzine kretanja kugle (apsolutne brzine kugle) za posmatrača u sistemu 0? Tu možemo razlikovati nekoliko slučajeva.

Uzmimo najpre da je intenzitet brzine  $u$  veći od intenziteta  $v^{(1)}$ . U tom slučaju intenzitet apsolutne brzine kugle ima vrednost

$$v_2^{(0)} = u - v^{(1)} \quad (20.13)$$

Ako je intenzitet brzine  $v^{(1)}$  veći od intenziteta brzine  $u$ , onda intenzitet apsolutne brzine kugle ima vrednost

$$v_3^{(0)} = v^{(1)} - u \quad (20.14)$$

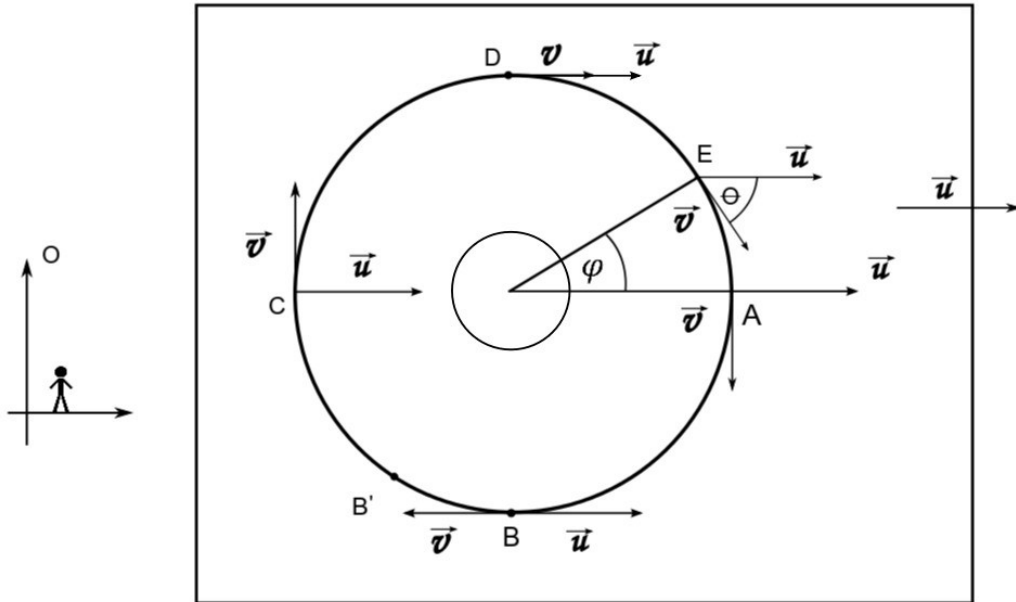
Posebno interesantan slučaj nastaje kada su brzine  $u$  i  $v^{(1)}$  jednake. U tom slučaju apsolutna brzina kugle ima vrednost nula

$$v_4^{(0)} = u - v^{(1)} = 0 \text{ m/s} \quad (20.15)$$

Vratimo se primeru kretanja satelita po kružnici oko Zemlje. Na slici 50 sam tačkama A, B, C, D i E označio nekoliko položaja satelita. Zemlju možemo smatrati sistemom 1 koji se u odnosu na sistem 0 kreće apsolutnom brzinom  $u = 600 \text{ km/s}$ . Vektor brzine apsolutnog kretanja Zemlje na slici 50 sam označio sa  $\vec{u}$ .

Ovde moram dati jednu uvodnu napomenu. Kretanje Zemlje u toku kraćeg vremenskog intervala možemo smatrati ravnomerno pravolinijskim, odnosno sistem 1 možemo smatrati inercijalnim. Ja u ovoj analizi neću uzimati u razmatranje kretanje Zemlje u toku dužih intervala vremena, odnosno neću uzimati u razmatranje kretanje Zemlje oko Sunca po elipsastoj putanji. Ako bi uzimao u razmatranje kretanja Zemlje oko Sunca onda bi morao da uzimam u obzir i promenu apsolutne brzine Zemlje koja pri tome nastaje.

Satelit predstavlja sistem 2. On je neinercijalan sistem, ali u toku kratkog vremenskog intervala možemo smatrati da se kreće ravnomerno pravolinijski. Kao što sam već istakao za posmatrača u sistemu 1 (sistemu Zemlje) satelit se kreće po kružnoj putanji. Vektor brzine tog kretanja označiću sa  $\vec{v}$ , a intenzitet brzine sa  $v$ . Za posmatrača u sistemu 0 kretanje satelita je po složenoj putanji, jer ta putanja nastaje kao superpozicija dva kretanja, i to translacionog kretanja Zemlje, i rotacionog kretanja satelita oko Zemlje.



Slika 50

U tački D vektori  $\vec{u}$  i  $\vec{v}$  imaju isti smer pa je intenzitet apsolutne brzine kretanja satelita

$$v_D^{(0)} = u + v \quad (20.16)$$

Ja sam analizu započeo predpostavkom da atomski časovnik u satelitu ima sve vreme brzinu dato jednačinom (20.8) (odnosno jednačinom (20.16)). Na osnovu ovakve vrednosti brzine dobija se rezultat za vremensku dilataciju koji se razlikuje od eksperimentalne vrednosti. Ovo sam uradio da bi pokazao da u okviru teorije etra ne možemo uzimati da apsolutna brzina satelita ima konstantnu vrednost datu jednačinom (20.8), već da se apsolutna brzina satelita stalno menja u toku kretanja.

Medjutim u tački B vektori  $\vec{u}$  i  $\vec{v}$  imaju suprotan smer pa je intenzitet apsolutne brzine kretanja satelita

$$v_B^{(0)} = u - v \quad (20.17)$$

U tačkama A i C ugao između vektora je  $90^\circ$  pa u skladu sa tim intenzitet apsolutne brzine satelita ima vrednost

$$v_A^{(0)} = v_C^{(0)} = \sqrt{u^2 + v^2} \quad (20.18)$$

Iz ove analize vidimo da apsolutna brzina satelita nije konstantna veličina, i to će se odraziti na proticanje vremena u sistemu satelita, odnosno to će se odraziti na rezultate merenja vremena.

Potrebno je sada naći jednačinu koja opisuje kako se menja intenzitet apsolutne brzine satelita. Za posmatrača u sistemu 0 brzina satelita dobija se kao zbir vektora  $\vec{u}$  i  $\vec{v}$

$$\vec{v}^{(0)} = \vec{u} + \vec{v}$$

Kvadrat intenziteta tog vektora ima vrednost

$$(v^{(0)})^2 = \vec{v}^{(0)} \cdot \vec{v}^{(0)} = (\vec{u} + \vec{v})^2 = u^2 + v^2 + 2uv \cos \theta$$

Ugao  $\theta$  je ugao između vektora  $\vec{u}$  i  $\vec{v}$ .

Položaj satelita može se odrediti uglom  $\varphi$ . Kada se posmatra prvi kvadrant lako je pokazati da su uglovi  $\theta$  i  $\varphi$  povezani relacijom

$$\theta + \varphi = \frac{\pi}{2}$$

Na osnovu ove relacije dobijamo intenzitet apsolutne brzine satelita u funkciji ugla  $\varphi$

$$v^{(0)} = \sqrt{u^2 + v^2 + 2uv \sin \varphi} \quad (20.19)$$

Pošto je ovo intenzitet apsolutne brzine satelita (sistema 2) možemo umesto oznake za brzinu  $v^{(0)}$  koristiti oznaku  $v^{(2)}$ , pa u skladu sa tim jednačina (20.19) se može napisati u obliku

$$v^{(2)} = \sqrt{u^2 + v^2 + 2uv \sin \varphi}$$

Sopstveni vremenski intervali u sistemima Zemlje i satelita povezani su jednačinom koja ima infinitezimalnu formu

$$\frac{dt^{(2)}}{dt^{(1)}} = \frac{\sqrt{1 - (v^{(2)}/c)^2}}{\sqrt{1 - (u/c)^2}} \quad (20.20)$$

Zamenom jednačine (20.19) u jednačinu (20.20) dobijamo

$$dt^{(2)} = \frac{\sqrt{1 - \frac{u^2 + v^2 + 2uv \sin \varphi}{c^2}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{u}{c}\right)^2}} dt^{(1)} \quad (20.21)$$

Za posmatrača u sistemu 1 (sistemu Zemlje) vreme jednoliko protiče jer se ne menja apsolutna brzina Zemlje, a satelit se kreće po kružnici konstantnom brzinom. Period rotacije satelita za posmatrača u sistemu 1 označimo sa  $T^{(1)}$ . Pošto je ovo kružno kretanje možemo uvesti ugaonu brzinu saglasno njenoj definiciji

$$\frac{d\varphi^{(1)}}{dt^{(1)}} = \omega \quad (20.22)$$

Obzirom da je ravnomerno kružno kretanje možemo napisati i jednačinu

$$\omega = \frac{T^{(1)}}{2\pi} \quad (20.23)$$

Na osnovu jednačina (20.22) i (20.23) dobijamo

$$dt^{(1)} = \frac{T^{(1)}}{2\pi} d\varphi^{(1)} \quad (20.24)$$

Zamenom  $dt^{(1)}$  u jednačinu (20.21) dobijamo

$$dt^{(2)} = \frac{T^{(1)}}{2\pi} \frac{\sqrt{1 - \frac{u^2 + v^2 + 2uv \sin \varphi}{c^2}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{u}{c}\right)^2}} d\varphi^{(1)} \quad (20.25)$$

Ovu jednačinu možemo sada integraliti i odrediti koliki je vremenski interval protekao u sistemu satelita. Integralimo najpre jednačinu za slučaj da satelit opiše jedan pun krug oko Zemlje. U skladu sa tim granice integracije su od 0 do  $2\pi$

$$\Delta t^{(2)} = \frac{T^{(1)}}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{u}{c}\right)^2}} \int_0^{2\pi} \sqrt{1 - \frac{u^2 + v^2 + 2uv \sin \varphi}{c^2}} d\varphi^{(1)} \quad (20.26)$$

Kao što sam već istakao  $T^{(1)}$  je period rotacije satelita sa stanovišta posmatrača u sistemu Zemlje. Taj period se može odrediti jer nam je poznata brzina kretanja satelita.

Na desnoj strani jednačine (20.26) pojavljuje se integral koji ima sledeću vrednost



$$\int_0^{2\pi} \sqrt{1 - \frac{u^2 + v^2 + 2uv \sin \varphi}{c^2}} d\varphi^{(1)} = 2\pi \sqrt{1 - \frac{u^2 + v^2}{c^2}}$$

Na osnovu ovog rezultata jednačina (20.26) dobija oblik

$$\Delta t^{(2)} = T^{(1)} \frac{\sqrt{1 - \frac{u^2 + v^2}{c^2}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{u}{c}\right)^2}} \quad (20.27)$$

Dok u sistemu Zemlje protekne vremenski interval  $T^{(1)}$  u sistemu satelita protekne vreme određeno jednačinom (20.27).

Jednačina (20.27) je po matematičkoj formi analogna jednačini (20.10). Na osnovu jednačine (20.27) može se dobiti rezultat koji je dobijen i na osnovu jednačine (20.10). Jednostavno to se dobija na način što se vremenski interval  $T^{(1)}$  u jednačini (20.27) zameni vremenskim intervalom čija je dužina trajanja 1 dan tj. 86400 sekundi.

Na slici 50 sam u pojedinim tačkama prikazao vektore brzine satelita. Na osnovu tih vektora može se zaključiti da je smer kretanja satelita u smeru kretanja kazaljke na časovniku. Izračunaću vremenski interval koji protekne u sistemu satelita kada se on pomeri iz položaja B u položaj B'. Proizvoljno sam uzeo da se ta dva položaja razlikuju za ugao od  $10^0$ . Integraciju jednačine (20.25) izvršiću u intervalu od  $\frac{3\pi}{2} - \frac{\pi}{18}$  do  $\frac{3\pi}{2}$ . Integracijom jednačine (20.25) dobijam

$$\Delta t_B^{(2)} = \frac{T^{(1)}}{2\pi \sqrt{1 - \left(\frac{u}{c}\right)^2}} \int_{\frac{26\pi}{18}}^{\frac{3\pi}{2}} \sqrt{1 - \frac{u^2 + v^2 + 2uv \sin \varphi}{c^2}} d\varphi^{(1)}$$

odnosno

$$\Delta t_B^{(2)} = \frac{T^{(1)}}{2\pi \sqrt{1 - \left(\frac{u}{c}\right)^2}} = 0,1745325807 \quad (20.28)$$

Sledeći vremenski interval koji ću izračunati je onaj kada se satelit određen uglom  $\pi$ , odnosno tačkom C. Integraciju jednačine (20.25) izvršiću u intervalu od  $\pi - \frac{\pi}{18}$  do  $\pi$ . Integracija jednačine (20.25) za ovaj interval uglova daje sledeći rezultat

$$\Delta t_C^{(2)} = \frac{T^{(1)}}{2\pi \sqrt{1 - \left(\frac{u}{c}\right)^2}} \int_{\frac{17\pi}{18}}^{\pi} \sqrt{1 - \frac{u^2 + v^2 + 2uv \sin \varphi}{c^2}} d\varphi^{(1)}$$

odnosno

$$\Delta t_C^{(2)} = \frac{T^{(1)}}{2\pi \sqrt{1 - \left(\frac{u}{c}\right)^2}} = 0,1745325757 \quad (20.29)$$

Analogni postupak ponavljamo i za položaje određene tačkama D i A

$$\Delta t_D^{(2)} = \frac{T^{(1)}}{2\pi \sqrt{1 - \left(\frac{u}{c}\right)^2}} = 0,1745325715$$

$$\Delta t_A^{(2)} = \frac{T^{(1)}}{2\pi \sqrt{1 - \left(\frac{u}{c}\right)^2}} = 0,0,1745325765 \quad (20.30)$$

Vidimo da se vremenski intervali međusobno razlikuju. Sa stanovišta specijalne teorije relativnosti ovakav efekat nije moguć. Sa stanovišta STR ti vremenski intervali bi morali biti međusobno jednaki. Naravno oni bi se razlikovali od odgovarajućeg vremenskog intervala koji je protekao u sistemu Zemlje.

Postoje određeni efekti koji smanjuju preciznost GPS sistema. Ti efekti moraju biti korigovani da bi sistem pravilno funkcionisao. Takodje traži se i teorijsko objašnjenje tih efekata.

Pojedini efekti pripadaju domenu teorije relativnosti. Ono što mi je naročito privuklo pažnju kod tih efekata je njihova periodičnost. Javlja se dnevna periodičnost, ali i periodičnost u dužem vremenskom intervalu.

Kao što sam već istakao sateliti GPS-a kontinuirano emituju radio signale iz svemira koje GPS prijammnici registruju. Ti signali nose određene informacije. Na osnovu tih informacija može se odrediti položaj GPS prijemnika. Signal koji sadrži informacije je modulacijski signal. Da bi se taj modulacijski signal preneo do GPS prijemnika potreban je radio talas koji će ga preneti do Zemlje. Taj radio talas se naziva nosioc (carrier), i on ima frekvencu koja se naziva noseća frekvencija (carrier frequency). Da bi se realizovalo prenos modulacijskog signala primenjuje se proces modulacije, odnosno to je proces variranja jedne ili više karakteristika talasa nosioca. U radio tehnici se to realizuje tako što modulacijski signal zajedno sa talasom nosiocem ulaze u modulator, i kao rezultat na izlazu iz modulatora dobija se modulirani signal.

U slučaju originalnog GPS dizajna dve noseće frekvence se koriste, jedna je 1575,42 MHz koja se naziva  $L_1$ , a druga je 1227,60 MHz, a ona se naziva  $L_2$ . Civilni korisnici GPS sistema koriste  $L_1$  frekvencu, a frekvencija  $L_2$  se uglavnom koristi u vojne svrhe. Frekvence  $L_1$  i  $L_2$  su povezane sa frekvencom atomskog časovnika koja ima vrednost 10,23 MHz. Atomski časovnik koristi oscilacije u atomu za svoj rad. Frekvencu atomskog časovnika označimo sa  $\nu^{(1)}$ . U GPS satelitu nalaze se nekoliko atomskih časovnika, ali svi oni imaju istu frekvencu.

Sada ću prezentovati jednu analizu koja bi mogla da objasni dnevne periodičnosti koje se javljaju u GPS sistemu. I ovde se izvođenje zasniva na pretpostavci da se satelit kreće po kružnici, a da se Zemlja smatra idealnom sferom. Koristiću efekat-promena sopstvene frekvence kvantnog sistema. O tom efektu bilo je više reči u poglavlju 14. Kada se atomski časovnik nadje u orbiti u skladu sa efektom promene sopstvene frekvence kvantnog sistema, frekvencija  $\nu^{(1)}$  se menja, što je kvantitativno opisano jednačinom (14.6).

Neka se najpre atomski časovnik nalazi na Zemlji. Njegova frekvencija ima vrednost  $\nu^{(1)}$ . Potom se taj atomski časovnik nadje u GPS satelitu. Zbog promene apsolutne brzine atomskog časovnika može se očekivati promena frekvencije  $\nu^{(1)}$ . Primenom jednačine (14.6) na ovaj konkretni slučaj dobijamo

$$\nu^{(2)} = \nu^{(1)} \frac{\sqrt{1 - (v^{(2)}/c)^2}}{\sqrt{1 - (u/c)^2}} \quad (20.31)$$

U jednačini (20.31)  $\nu^{(2)}$  je apsolutna brzina satelita, a  $u$  je apsolutna brzina Zemlje.

Apsolutna brzina satelita se menja u skladu sa jednačinom (20.19)

$$v^{(2)} = \sqrt{u^2 + v^2 + 2uv \sin \varphi} \quad (20.32)$$

Zamenom jednačine (20.32) u jednačinu (20.31) dobijamo

$$\nu^{(2)} = \nu^{(1)} \frac{\sqrt{1 - \frac{u^2 + v^2 + 2uv \sin \varphi}{c^2}}}{\sqrt{1 - (u/c)^2}} \quad (20.33)$$

U slučaju da je pretpostavka o promeni sopstvene frekvencije kvantnog sistema tačna frekvencija  $\nu^{(2)}$  atomskog časovnika zbog promene apsolutne brzine satelita stalno će se menjati.

Izračunajmo kolika je frekvencija kada ugao  $\varphi$  ima vrednost  $\pi/2$

$$\nu^{(2)} \left( \frac{\pi}{2} \right) = 10,22999972 \text{ MHz}$$

Frekvencija  $\nu^{(2)}$  u tom slučaju ima minimalnu vrednost.

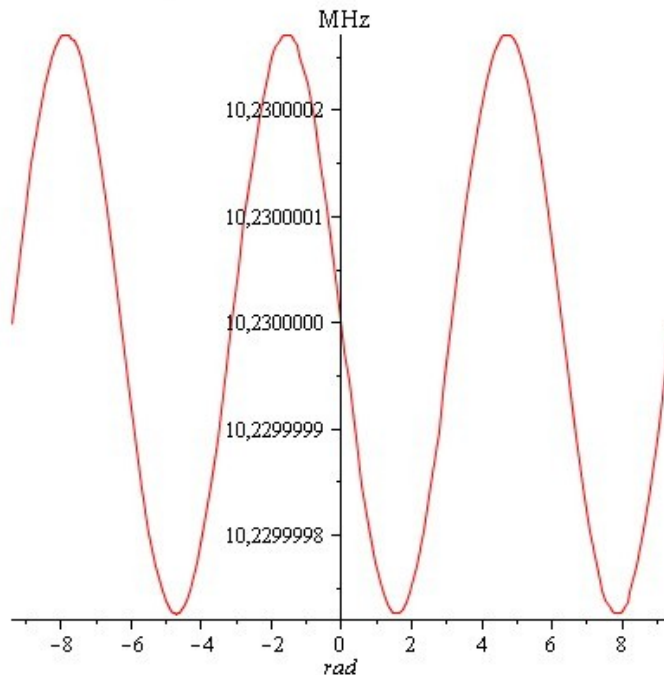
U slučaju kada ugao  $\varphi$  ima vrednost  $3\pi/2$  frekvencija  $\nu^{(2)}$  ima maksimalnu vrednost

$$\nu^{(2)}\left(\frac{3\pi}{2}\right) = 10,23000027 \text{ MHz}$$

Razlika maksimalne i minimalne frekvence iznosi

$$\Delta\nu^{(2)} = \nu^{(2)}\left(\frac{3\pi}{2}\right) - \nu^{(2)}\left(\frac{\pi}{2}\right) = 0,55 \text{ Hz}$$

Zavisnost data jednačinom (20.33) može se i grafički prikazati



Slika 51

Sa slike 51 se jasno uočava periodičnost u promeni frekvence.

Veličina  $\nu^{(1)}$  je frekvencija atomskog časovnika kada se on nalazi na površini Zemlje. Sa stanovišta specijalne teorije relativnosti kada se taj atomski časovnik nalazi u kružnoj orbiti oko Zemlje frekvencija atomskog časovnika imaće vrednost

$$\nu_{str} = \nu^{(1)}\sqrt{1 - (v/c)^2}$$

Frekvencija atomskog časovnika koji se nalazi u orbiti ( $\nu_{str}$ ) razlikovaće se od frekvencije identičnog atomskog časovnika koji se nalazi na Zemlji ( $\nu^{(1)}$ ), ali sa stanovišta STR frekvencija atomskog časovnika koji se kreće po kružnoj putanji ne menja se tokom vremena

$$\nu_{str} = const.$$

, odnosno ne postoji periodičnost u promeni frekvence.

Predhodna izvodjenja data su za slučaj da se satelit kreće po idealno kružnoj putanji, i da se Zemlja smatra idealnom sferom. Teorija relativnosti može opisati periodičnost u promeni frekvencije atomskog časovnika, kada se časovnik (satelit) kreće po elipsi koja ima ekscentricitet različit od nule. Takav efekat je merljiv, i zapaža se kod GPS sistema. Efekat promene frekvencije atomskog časovnika koji je prouzrokovan kretanjem satelita po elipsi nije veliki, ali obzirom da se teži što većoj preciznosti GPS sistema i on se uzima u razmatranje.

Sa  $\nu^{(1)}$  je označena frekvencija atomskog časovnika kada se on nalazi na površini Zemlje. Kada se atomski časovnik kreće po eliptičnoj putanji menja se njegova brzina, ali se menja i njegova udaljenost od centra Zemlje, odnosno menja se i gravitacioni potencijal, tako da u razmatranje treba uzeti i opštu teoriju relativnosti, odnosno efekat gravitacione dilatacije vremena. Atomski časovnik na

površini Zemlje ima frekvencu  $\nu^{(1)}$ , ali kada se on postavi na nekoj visini  $h$ , saglasno opštoj teoriji relativnosti frekvencija atomskog časovnika će se povećati. Za razliku od predhodno analiziranog slučaja ovde treba uzeti u razmatranje pored specijalne i opštu teoriju relativnosti. Na osnovu teorije relativnosti dobija se da se frekvencija atomskog časovnika u orbiti određuje na način

$$\nu_{relat.} = \nu^{(1)} \sqrt{1 - (v/c)^2} + \nu^{(1)} \left(1 - \frac{\gamma M}{c^2 r}\right) \quad (20.34)$$

U jednačini (20.34)  $\gamma$  je univerzalna gravitaciona konstanta,  $M$  je masa Zemlje, a  $r$  je rastojanje satelita do centra Zemlje.

Medjutim preciznija analiza zahteva uvođenje još jednog člana  $\Phi_0$ , tako da jednačina (20.34) postaje

$$\nu_{relat.} = \nu^{(1)} \sqrt{1 - (v/c)^2} + \nu^{(1)} \left(1 - \frac{\gamma M}{c^2 r} - \frac{\Phi_0}{c^2}\right) \quad (20.35)$$

Obzirom da je brzina satelita mnogo manja od brzine  $c$ , jednačina (20.35) dobija aproksimativnu formu

$$\nu_{relat.} = \nu^{(1)} \left(1 - \frac{v^2}{2c^2}\right) + \nu^{(1)} \left(1 - \frac{\gamma M}{c^2 r} - \frac{\Phi_0}{c^2}\right) \quad (20.36)$$

Veličina  $\Phi_0$  je uvedena zbog činjenice da Zemlja nije idealna sfera, nego ima oblik elipsoida. Elipsoidni oblik Zemlje utiče na korekciju gravitacionog potencijala. U slučaju kada bi Zemlja imala idealni sferni oblik gravitacioni potencijal bio bi određen jednačinom

$$\varphi = -\frac{\gamma M}{r}$$

Veličina  $\Phi_0$  sadrži i član koji potiče od specijalne teorije relativnosti tzv. centripetalni član koji nastaje zbog Zemljine rotacije. Eksplisitni oblik veličina  $\Phi_0$  glasi

$$\Phi_0 = -\frac{\gamma M}{a_1} - \frac{\gamma M J}{2a_1} - \frac{\omega^2 a_1^2}{2}$$

Veličina  $a_1$  je Zemljin ekvatorijalni radijus,  $J$  je koeficijent Zemljinog kvadropolnog momenta sa vrednošću

$$J = 1,08263 \cdot 10^{-3}$$

, a  $\omega$  je ugaona brzina Zemlje. Inače veličina  $\Phi_0/c^2$  ima vrednost

$$\frac{\Phi_0}{c^2} = -6,96927 \cdot 10^{-10}$$

Sateliti se kreću po eliptičnim putanjama (Keplerovim orbitama), i u skladu sa tim važi jednačina

$$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos \varphi} \quad (20.37)$$

Veličina  $a$  je velika poluosa elipse,  $e$  je ekscentricitet elipse, a  $r$  je trenutno rastojanje od satelita do centra Zemlje. Za opisivanje položaja koristi se i ugao  $\varphi$ .

Takodje važi i zakon održanja energije

$$\frac{mv^2}{2} - \frac{\gamma M m}{r} = E$$

Veličina  $E$  je ukupna energija satelita. Može se pokazati da važi i sledeća jednačina

$$\frac{mv^2}{2} - \frac{\gamma M m}{r} = -\frac{\gamma M m}{2a} \quad (20.38)$$

Na osnovu jednačina (20.37) i (20.38) veličina  $\nu_{relat.}$  (jednačina (20.36)) može se izraziti u funkcija ugla  $\varphi$ , i pokazati da je periodična funkcija

$$\nu_{relat.} = \nu^{(1)} \left(1 - \frac{2\gamma M(1 + e \cos \varphi)}{c^2 a(1 - e^2)}\right) + \nu^{(1)} \left(1 + \frac{\gamma M}{2ac^2} - \frac{\Phi_0}{c^2}\right) \quad (20.39)$$

Da bi se našla relativna promena frekvence uzima se u obzir doprinos koji potiče od specijalne teorije relativnosti, i doprinos koji potiče od opšte teorije relativnosti

$$\frac{v_{relat.} - v^{(1)}}{v^{(1)}} = \left( \frac{v_{relat.} - v^{(1)}}{v^{(1)}} \right)_{str} + \left( \frac{v_{relat.} - v^{(1)}}{v^{(1)}} \right)_{otr} \quad (20.40)$$

Obzirom da je brzina satelita mnogo manja od brzine  $c$ , pokazuje se da relativna promena frekvence atomskog časovnika može se odrediti na osnovu sledeće jednačine

$$\frac{v_{relat.} - v^{(1)}}{v^{(1)}} = -\frac{v^2}{2c^2} - \frac{\gamma M}{c^2 r} - \frac{\Phi_0}{c^2} \quad (20.41)$$

Korišćenjem zakona održanja energije (jednačina (20.38)) jednačina (20.41) dobija oblik

$$\frac{v_{relat.} - v^{(1)}}{v^{(1)}} = \frac{\gamma M}{2ac^2} - \frac{2\gamma M}{c^2 r} - \frac{\Phi_0}{c^2} \quad (20.42)$$

Ovde je relativna promena frekvence izražena u funkciji rastojanja  $r$ , ali se na osnovu jednačine (20.37) može izraziti u funkciji ugla  $\varphi$

$$\frac{v_{relat.} - v^{(1)}}{v^{(1)}} = \frac{\gamma M}{2ac^2} - \frac{2\gamma M}{c^2} \frac{(1 + e \cos \varphi)}{a(1 - e^2)} - \frac{\Phi_0}{c^2} \quad (20.43)$$

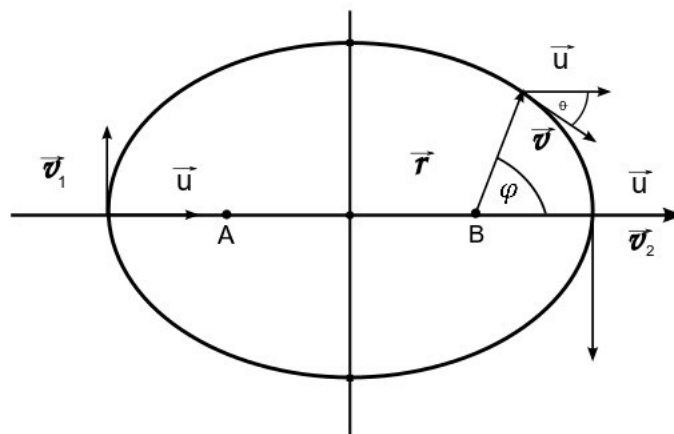
Funkcija data jednačinom (20.43) je periodična.

Sada ću ovaj efekat tumačiti sa stanovišta teorije etra. Pri dobijanju jednačine (20.35) (odnosno jednačine (20.36)) korišćena je i specijalna i opšta teorija relativnosti. Uzimanjem u razmatranje specijalne teorije relativnosti dobija se prvi sabirak u jednačini (20.35), a uzimanjem u razmatranje opšte teorije relativnosti dobija se drugi sabirak, koji je direktno povezan sa efektom gravitacione dilatacije vremena. O tom efektu bilo je reči u poglavlju 19. O tom efektu biće još reči u daljem tekstu. Sa stanovišta teorije etra može se prihvatiti taj efekat, odnosno rezultat opšte teorije relativnosti.

Jednačina (20.35) biće modifikovana na način što će veličina  $\sqrt{1 - (v/c)^2}$  biti zamenjena odgovarajućom veličinom iz teorije etra

$$v_{tr} = v^{(1)} \frac{\sqrt{1 - (v^{(2)}/c)^2}}{\sqrt{1 - (u/c)^2}} + v^{(1)} \left( 1 - \frac{\gamma M}{c^2 r} - \frac{\Phi_0}{c^2} \right) \quad (20.44)$$

Brzina  $v^{(2)}$  je apsolutna brzina satelita, a  $u$  je apsolutna brzina Zemlje. U dosadašnjem tekstu analiziran je slučaj da se satelit kreće po kružnoj putanji (slika 50). Ovde je situacija malo složenija jer se satelit kreće po eliptičnoj putanji. Kretanje satelita u ovom slučaju je prikazano na slici 52.



Slika 52

Kao i u slučaju kretanja satelita po kružnoj putanji za posmatrača u sistemu 0 brzina satelita dobija se kao zbir vektora  $\vec{u}$  i  $\vec{v}$

$$\vec{v}^{(0)} = \vec{u} + \vec{v}$$

Kvadrat intenziteta tog vektora ima vrednost

$$(v^{(0)})^2 = \overline{v^{(0)} \cdot v^{(0)}} = (\vec{u} + \vec{v})^2 = u^2 + v^2 + 2uv \cos \theta \quad (20.45)$$

Ugao  $\theta$  je ugao izmedju vektora  $\vec{u}$  i  $\vec{v}$ , koji je prikazan na slici 52.

Položaj satelita određuje se veličinama  $r$  i  $\varphi$ . U slučaju kretanja satelita po kružnoj putanji uglovi  $\theta$  i  $\varphi$  bili su povezani relacijom

$$\theta + \varphi = \frac{\pi}{2}$$

Ako uzmemo da se satelit kreće po elipsi koja ima mali ekscentricitet možemo uzeti da važi približna relacija

$$\theta + \varphi \approx \frac{\pi}{2}$$

, tako da jednačina (20.45) dobija oblik

$$(v^{(0)})^2 = u^2 + v^2 + 2uv \sin \varphi \quad (20.46)$$

Na osnovu ove relacije dobijamo intenzitet apsolutne brzine satelita u funkciji ugla  $\varphi$

$$v^{(0)} = \sqrt{u^2 + v^2 + 2uv \sin \varphi} \quad (20.47)$$

Pošto je ovo intenzitet apsolutne brzine satelita (sistema 2) možemo umesto oznake za brzinu  $v^{(0)}$  koristiti oznaku  $v^{(2)}$ , pa u skladu sa tim jednačina (20.47) se može napisati u obliku

$$v^{(2)} = \sqrt{u^2 + v^2 + 2uv \sin \varphi} \quad (20.48)$$

Zamenom vrednosti  $v^{(2)}$  u jednačinu (20.44) dobijamo

$$v_{te} = v^{(1)} \frac{\sqrt{1 - \frac{u^2 + v^2 + 2uv \sin \varphi}{c^2}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{u}{c}\right)^2}} + v^{(1)} \left(1 - \frac{\gamma M}{c^2 r} - \frac{\Phi_0}{c^2}\right) \quad (20.49)$$

Na osnovu jednačina (20.37) i (20.38) može se frekvencija  $\nu_{te}$  izraziti u funkciji ugla  $\varphi$

$$\nu_{te} = \nu^{(1)} \frac{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2} + \frac{\gamma M}{ac^2} - \frac{2\gamma M(1 + e \cos \varphi)}{c^2 a(1 - e^2)} - \frac{2u \sin \varphi}{c^2} \sqrt{\frac{2\gamma M(1 + e \cos \varphi)}{a(1 - e^2)} - \frac{\gamma M}{a}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{u}{c}\right)^2}} + \nu^{(1)} \left(1 - \frac{\gamma M(1 + e \cos \varphi)}{c^2 a(1 - e^2)} - \frac{\Phi_0}{c^2}\right) \quad (20.50)$$

Može se pokazati da je veličina  $\nu_{te}$  periodična funkcija.

Sa stanovišta teorije relativnosti frekvencija atomskog časovnika u funkciji ugla određuje se na osnovu jednačine (20.39), dok sa stanovišta teorije etra frekvencija atomskog časovnika u orbiti određuje se na osnovu jednačine (20.50). Interesantno bilo bi odrediti razliku frekvenci  $\nu_{relat.}$  i  $\nu_{te}$ , i pokazati da postoji malo odstupanje u vrednostima  $\nu_{relat.}$  i  $\nu_{te}$ .

Opet napominjen da sa stanovišta teorije etra može se objasniti periodičnost u promeni frekvence atomskog časovnika (slika 51) u slučaju kretanja satelita po idealnoj kružnoj putanji, i pretpostavke da je Zemlja idealna sfera, dok sa stanovišta teorije relativnosti nije moguće objasniti takav efekat.

## 21. Anomalija Pionira

Jedan od nerešenih problema u astrofizici je tako zvana anomalija Pionira. O čemu se zapravo radi. Za svemirsku misiju Pionir se može reći da se odvijala dosta uspešno, i pored povremenih

problema, tako da je NASA odlučila da pošalje još dve letelice koje bi istraživale spoljašni deo Sunčevog sistema, koji čine planete Jupiter, Saturn, Uran, Neptun. Te dve letelice bile su Pionir 10 i Pionir 11.

Da bi smo što kompletnije analizirali anomaliju Pionira potrebno je dati neke osnovne podatke o misijama. Pionir 10 je lansiran marta 1972. godine, a decembra 1973. godine stiže do Jupitera. Marta 1973. godine lansiran je Pionir 11 koji je najpre stigao do Jupitera, a onda je bio preusmeren ka Saturnu. Pioniri su nadmašili očekivanja njihovih dizajnera, jer bez obzira što su bili konstruisani da rade samo 21 mesec Pionir 10 je ostao funkcionalan više od trideset godina. Obe letelice su uspešno dokazale da se može proći asteroidni pojas, i pored postojanja realne opasnosti od neuspeha. Pošto su prošle Jupiter i Saturn letelice su napustile Solarni sistem krećući se po hiperboličnim orbitama u dijametralno suprotnim smerovima.

Komunikacija sa svemirskim letelicama se vrši putem radio veze. Sa Pionirima 10 i 11 komunikacija je vršena pomoću DSN (Deep Space Network). Uspešen prenos radio signala sa Pionira 10 poslednji put je izvršen 27. aprila 2002. godine. Januara 2003. godine moćne radio antene DSN-a uspele su da uhvate veoma slab signal sa Pionira 10. Tada je razdaljina letelice od Sunca bila približno 82,1 astronomske jedinice (AJ). Pokušano je još u dva navrata da se uspostavi kontakt sa Pionikom, ali bez uspeha. NASA je poslednji put kontaktirala sa Pionikom 11 novembra 1995. godine.

Na osnovu radio podataka dobijenih pomoću DSN-a i njihovom analizom može se odrediti brzina letelice, a samim tim i njena putanja i predjeni put u toku nekog vremenskog intervala. Nezavisno od ovog načina, brzina letelice, putanja i predjeni put se određuju na osnovu Njutnovog zakona gravitacije, odnosno Ajnštajnovе opšte teorije relativnosti. U dobijanju te putanje nisu korišćene samo ove fundamentalne teorije gravitacije nego su prilikom analize uzimani i drugi efekti negravitacionog porekla koji utiču na putanju. Na osnovu jedne takve sveobuhvatne i studiozne analize dobijena je putanja i brzina letelice. U literaturi se za brzinu letelice određenu na taj način koristi oznaka  $v_{mod}$ . Ova brzina  $v_{mod}$  predstavlja realnu brzinu letelice, odnosno letelica u datoj tački putanje zaista ima tu vrednost brzine. Ova brzina  $v_{mod}$  je značajna veličina za dalju analizu. Pošto je to realna vrednost brzine korišćući i oznaku  $v_{real}$ , odnosno između te dve veličine uspostavljamo ekvivalenciju

$$v_{mod} = v_{real} \quad (21.1)$$

Pored veličine  $v_{mod}$  određena je i putanja letelice. Letelica se zaista kreće po toj matematički određenoj putanji, i ta putanja predstavlja realnu putanju letelice.

Putanja koja je dobijena korišćenjem radio podataka razlikuje se od realne putanje letelice.

Kao jednu okvirnu ilustraciju razlike u putanjama (predjenog puta) razmotrimo sledeći slučaj. Uzećemo podatak da je srednja brzina Pionira 10 u toku misije imala vrednost 12,96 km/s. Srednja brzina Pionira 11 bila je 11,42 km/s. Ja ću u proračunima koristiti vrednost 12,2 km/s za brzinu Pionira. Pionir 10, odnosno Pionir 11, se u okviru Sunčevog sistema većinom kretao po hiperboličnoj putanji, ali zbog što jednostavnije ilustracije anomalije Pionira uzećemo da se Pionir kreće po pravolinijskoj putanji u toku jedne godine. Za vreme od jedne godine on će preći put  $S_{real} = v_{real}t$ , gde  $v_{real}$  je realna brzina letelice. Medjutim ako se prati kretanje letelice putem radio talasa onda se korišćenjem dobijenih podataka zaključuje da je letelica prešla 5000 km manje od vrednosti  $S_{real}$ . Ja sam ovde koristio najjednostavniji slučaj kretanja tj. ravnomerno pravolinijsko kretanje, da bi ilustrovao ovu anomaliju, medjutim isti zaključak važi i kada se razmatra neravnomerno kretanje. Znači na osnovu analize radio talasa dobijeno je da Pionir 10 predje svake godine oko 5000 km manje od realne vrednosti predjenog puta. Ova pojava ima kumulativni efekat. Pošto se svake godine Pionir 10 nalazi u položaju koji se razlikuje oko 5000 km od realnog položaja, lako je izračunati da će za period od 30 godina misije, Pionir 10 biti u položaju koji se razlikuje od realnog položaja za vrednost koja je približno jednaka rastojanju Zemlja–Mesec.

Anomaliju u kretanju Pionira 10 i 11 uočio je Džon Anderson (John D. Anderson) 1980 godine. On je tada radio u laboratoriji za mlazni pogon–Jet Propulsion Lab (JPL). Zahvaljujući njegovom dugogodišnjem radu i zalaganju pojava anomalije u kretanju Pionira je postala opšte poznata. Postojanje anomalije se više ne dovodi u pitanje, ali nedostaje njeno objašnjenje. Anomalija Pionira je uočena analizom radio podataka. Anderson nije odmah objavio svoje rezultate. Tražio je uticaje koji bi

mogli dovesti do usporenja letelice, a vršena je i ponovna analiza rezultata merenja. Međutim vremenom je Andersonu i njegovoj ekipi postalo jasno da anomalija zaista postoji.

Godine 1994. fizičar Majkl Nieto (Michael Martin Nieto) je kontaktirao Andersona u vezi pitanja gravitacije u Sunčevom sistemu. Anderson ga je obavestio o otkrivenoj anomaliji. Naučna javnost nakon toga doznaje za anomaliju Pionira. Usledile su i kritike u smislu da postoji greška u softveru, da nisu uzeti svi uticaji u obzir itd. Naučna javnost bila je zatečena ovim istraživanjem, jer ovakav jedan rezultat bi mogao suštinski da promeni naše shvatanje gravitacije. Ako postoji usporenje Pionira to bi moglo značiti da postoji odstupanje od Njutnovog zakona gravitacije, odnosno od Ajnštajnovе opšte teorije relativnosti.

Naučni rad o anomaliji Pionira objavljen je 1998. godine, a detaljna analiza anomalije 2002. godine. Analizom radio signala koji su sa udaljenosti od 40 astronomskih jedinica do 70,5 astronomskih jedinica dolazili od Pionira 10 do nas (odnosno od 22,4 AJ do 31,7 AJ u slučaju Pionira 11) zaključeno je da Pioniri usporavaju.

U predhodnom tekstu istakao sam da kada se prati kretanje letelice putem radio talasa onda se korišćenjem dobijenih podataka zaključuje da letelica prelazi 5000 km manje od realne vrednosti predjenog puta  $S_{real}$ . To se u pojedinim radovima tumači kao delovanje realne sile koja usporava letelicu. Na osnovu analize radio podataka, i činjenice da putanja letelice odstupa od matematički određene putanje, uvedena je odgovarajuća vrednost za intenzitet ubrzanja  $a_p$ . To ubrzanje ima smer ka Suncu

$$a_p = (8,74 \pm 1,33) \times 10^{-10} m/s^2 \quad (21.2)$$

Anomalija je bila konstantno prisutna kod obe letelice, pa prema tome i taj fizički uticaj koji bi izazvao usporenje letelica dato jednačinom (21.2) morao bi takodje biti prisutan sve vreme misije.

Uloženo je dosta napora da se originalni podaci dobijeni u toku misije Pionira 10 i 11 rekonstruišu. Treba imati na umu da su ti podaci stari gotovo 40 godina, i da se čuvaju na magnetnim trakama koje se se polako, ali sigurno raspadaju. Sve se vremenom promenilo i softver i hardver i formati u kojima su podaci čuvani, promenila se i struktura DSN-a. Naučnici su uspeli da povrate veliki procenat tih podataka i da ih konvertuju u moderne formate. Godine 2011. objavljena je analiza anomalije Pionira koja se zasniva na većem broju podataka, nego analiza iz 2002. godine. Rad iz 2011. godine zasniva se na podacima od 23,1 godine misije Pionira 10, i 10,75 godine misije Pionira 11. Najveći broj podataka koji su prikupljeni praćenjem letelica u toku misije Pionir odnose se na oblasti Sunčevog sistema kada se Pionir 10 nalazio na rastojanju od 18 AJ do 80 AJ, i kada se Pionir 11 nalazio na rastojanju od 9 AJ do 32 AJ. Taj veliki trud je uložen u cilju da bi se dobilo što više podataka, i u skladu sa tim izvršila što potpunija analiza anomalije Pionira. Međutim i ta analiza potvrđuje rezultate predhodnih istraživanja.

Postoji dosta faktora koji mogu uticati na usporenje kretanje letelice, kao što su sunčeva radijacija i sunčev vetar, sila radio snopa koji se koristi za komunikaciju sa Zemljom, gravitacija Kuperovog pojasa itd. Pored ovih uticaja postoje faktori koji bi mogli biti prouzrokovani nekim tehničkim nedostatkom letelice. To na primer može biti isticanje gasa iz termoelektričnog generatora, anizotropno toplotno zračenje letelice itd. Tokom vremena analiziran je svaki pojedinačni faktor, i ustanovljeno je da bilo koji od tih faktora ne može biti uzrok anomalije Pionira.

Ovu pojavu usporenja letelice pojedini autori tumače da na letelicu deluje realna sila koja izaziva usporenje. Jedna takva realna sila mogla bi da nastane usled curenja gasa, ili usled anizotropije termalnog zračenja sa letelice. Uloženo je dosta napora da se objasni poreklo ove sile.

Korišćeni su i sasvim drugačiji pristupi u cilju objašnjenja anomalije Pionira, kao što je primena rezultata iz oblasti kosmologije, ali bez obzira na pristup problemu i uvedenim pretpostavkama u cilju objašnjenja anomalije, ne postoji jedno sveobuhvatno i konzistentno objašnjenje anomalije Pionira. Anomalija Pionira ostaje i dalje zagonetka koja zbunjuje fizičare.

Korišćeni su podaci i sa drugih letelica kao što su Galileo, Ulysses, Voyager i Cassini. U slučaju letelice Galileo postalo je jasno da se efekat solarne radijacije i anomalno ubrzanje ne mogu razdvojiti. Međutim kod letelice Ulysses analizom podataka moglo se uočiti ubrzanje  $a_p =$



$(12 \pm 3) \times 10^{-10} m/s^2$ . Analiza dobijenih podataka od ovih dodatnih letelica je bila korisna da bi se otklonila mogućnost sistematske greške koja bi mogla nastati od sistema DSN. Veoma je korisno što su analizirani podaci i sa drugih tipova letelica, jer Pioniri 10 i 11 su slični po konstrukciji i isti efekat mogao bi se pojaviti kod obeju letelica i izazvati anomaliju u kretanju.

Medjutim anomalija ne postoji samo kod svemirskih letelica nego je zapažena i kod astronomskih objekta. Naučnik Gary Page je metodama radio astronomije otkrio 15 asteroida, koji takodje pokazuju anomaliju u kretanju. Asteroidi se nalaze u spoljašnjem delu Sunčevog sistema. Najbolji kandidat za proučavanje anomalije je asteroid 1995SN55, 370 kilometara široka stena koja se u tom delu Sunčevog sistema nalazi već 54 godine.

Praćenje Pionira se zasniva na kompleksnoj razmeni radio signala između stanica na Zemlji odnosno sistema DSN i letelice. Sistem DSN je mreža velikih antena i komunikacionih postrojenja koja se koriste u međuplanetarnim svemirskim misijama. Sistem takodje podržava i letelice koje se kreću u orbitama oko Zemlje. Sistem se koristi i u observacionoj radarskoj astronomiji za istraživanje Solarnog sistema i svemira. Antene su tako rasporedjene na Zemlji da kada se letelica nadje na određenoj udaljenosti od Zemlje ona može biti u kontaktu sa najmanje jednom antenom. Antene su locirane u Kaliforniji, u okolini Madrida, i u okolini Kambere. Ovakav raspored antena je bio potreban, jer u slučaju postajanja samo jedne antene rotacija Zemlje bi privremeno onemogućila komunikaciju sa letelicom. DSN predstavlja najmoćniji sistem takve vrste na svetu, a vrši se i njegovo dalje unapređjivanje.

Bez obzira na njegovu kompleksnost način određivanja brzine letelice je veoma sličan načinu na koji se određuje brzina vozila u saobraćaju korišćenjem radara. Određjivanje brzine se zasniva na korišćenju relacija za relativistički Doplerov efekat. U radu [19] je prezentovan način određivanja brzine svemirske letelice. Koristi se tzv. 2-way Doppler tracking. Sa Zemlje se pošalje radio signal frekvence  $\nu_0$ . Ta frekvencija obično ima vrednost 2,29 GHz. Brzinu letelice ću označiti sa  $\nu_{str1}$ . Koristim oznaku STR da bi istakao da se koriste relacije iz specijalne teorije relativnosti. Usled kretanja letelice dolazi do pojave Doplerovog efekta, i frekvencija radio talasa koja se registruje na letelici ima vrednost

$$\nu' = \frac{1}{\sqrt{1 - (\nu_{str1}/c)^2}} \left(1 - \frac{\nu_{str1}}{c}\right) \nu_0 \quad (21.3)$$

Letelica vraća radio signal ka Zemlji, i može se smatrati da ona postaje izvor radio talasa frekvence  $\nu'$ .

Saglasno specijalnoj teoriji relativnosti na Zemlji se registruje sledeća frekvencija radio talasa

$$\nu'' = \frac{1}{\sqrt{1 - (\nu_{str1}/c)^2}} \left(1 - \frac{\nu_{str1}}{c}\right) \nu' \quad (21.4)$$

Na osnovu jednačina (21.2) i (21.3) dobijamo jednačinu za određivanje frekvence  $\nu''$

$$\nu'' = \frac{1 - \frac{\nu_{str1}}{c}}{1 + \frac{\nu_{str1}}{c}} \nu_0 \quad (21.5)$$

Ovaj povratni signal (frekvencija  $\nu''$ ) se direktno upoređuje sa emitovanim signalom iz DSN sistema. Obzirom da se letelica udaljuje od Zemlje frekvencija  $\nu''$  biće manja od frekvencije  $\nu_0$ . Na osnovu jednačine (21.5) može se formirati relativna promena frekvence

$$\frac{\nu'' - \nu_0}{\nu_0} = \frac{1 - \frac{\nu_{str1}}{c}}{1 + \frac{\nu_{str1}}{c}} - 1 \quad (21.6)$$

Ova jednačina dobija aproksimativnu formu, jer je brzina letelice mala u odnosu na brzinu  $c$

$$\frac{\nu'' - \nu_0}{\nu_0} = -2 \frac{\nu_{str2}}{c} \quad (21.7)$$

U jednačini (21.7) brzinu letelice sam označio sa  $\nu_{str2}$ , jer se razlikuje od brzine  $\nu_{str1}$ . U analizama anomalije Pionira se koristi jednačina (21.7).

Ja predpostavljam da je anomalija u kretanju Pionira izazvana korišćenjem neadekvatnih relacija za Doplerov efekat. Jednačine za Doplerov efekat se zasnivaju na specijalnoj teoriji relativnosti. Ja ću koristiti jednačine moje teorije etra za Doplerov efekat u cilju objašnjenja anomalije Pionira. Da bi dokazao ili opovrgao tvrdnju da su jednačine teorije etra odgovarajuće za opisivanje kretanja letelica morao bih da raspolazem originalnim podacima misije, a pošto to nisam u mogućnosti, ja ću koristiti brojne vrednosti nekih fizičkih veličina koje se mogu naći u naučnoj literaturi.

Postoje pojedine činjenice koje idu u prilog mojoj tezi da su korišćenje neadekvatne relacije za Doplerov efekat prilikom analize kretanja Pionira. Anomalija se javlja i kada je letelica na rastojanju 9 AJ, ali se javlja i kada je letelica na rastojanju 80 AJ, znači u vrlo širokom dijapazonu rastojanja. Anomalija se ne može lokalizovati na strogo određeni interval rastojanja od Zemlje. Ako uzmemo da je pretpostavka o neadekvatnim relacijama za Doplerov efekat tačna onda uvek kada se vrši komunikacija sa letelicom dolazi do anomalije, bez obzira na rastojanje. Anomalija Pionira na manjim rastojanjima od Zemlje nekad se ne može uočiti zbog sunčeve radijacije i sunčevog vetra, ali na većim rastojanjima ona postaje merljiva. Anomalija se javlja kod letelica raznih tipova, bez obzira na njihovu konstrukciju i masu. Za određivanje brzina tih letelica koriste se relacije specijalne teorije relativnosti za Doplerov efekat, i kao posledica korišćenja tih jednačina dolazi do pojave anomalije. Kao što sam istakao anomalija se javlja i kod asteroida, ali praćenje kretanja asteroida se vrši na principu odbijanja radio talasa od asteroida i korišćenja jednačina za Doplerov efekat.

Moram da istaknem i sledeću činjenicu. Anomalija Pionira se ponekad tumači delovanjem nekih dodatnih gravitacionih sila koje izazivaju usporenje Pionira. Za te gravitacione sile se predpostavlja da su prouzrokovane prisustvom tamne materije, ili odstupanjem od Njutnovog zakona gravitacije koji se javlja na velikim rastojanjima od Sunca. Ta dodatna gravitaciona sila bi delovala na Pionir i izazivala njegovo usporenje, ali nije zabeleženo delovanje tih sila na velike astronomske objekte kao što su planete. Te dodatne gravitacione sile bi svakako prouzrokovale perturbacije u kretanju planeta.

Ja predpostavljam da su relacije za Doplerov efekat koje su dobijene iz specijalne teorije relativnosti neadekvatne, i dovode do pogrešnih rezultata. Smatram da umesto njih treba koristiti relacije za Doplerov efekat koje se dobijaju iz teorije etra. Da bi se dokazala validnost, ili neadekvatnost ove predpostavke treba koristiti originalne podatke iz misije Pionira.

Pri izvodjenju jednačina (21.6) i (21.7) opisana je procedura kako se određuje frekvenca  $\nu''$ . Najpre se emituje radio talas frekvence  $\nu_0$  iz DSN sistema, koji se nakon interakcije sa letelicom vraća na Zemlju, i registruje se frekvenca  $\nu'$ . Frekvencija  $\nu'$  je manja od frekvence  $\nu_0$ , jer se letelica udaljuje od Zemlje. Ovakvu fizičku situaciju ja sam već razmatrao u poglavljima 13 i 17, i izveo sam relaciju koja povezuje frekvencu emitovanog i primljenog talasa sa stanovišta teorije etra. Zbog preglednosti analize ponoviću to izvodjenje.

Sa Zemlje se pošalje radio signal frekvence  $\nu_0$ . Apsolutnu brzinu Zemlje označiću sa  $u_1$ , a apsolutnu brzinu letelice sa  $u_2$ . Letelica ima veću apsolutnu brzinu, i udaljuje se od Zemlje. Relativnu brzinu letelice u odnosu na Zemlju označiću sa  $v_{te}$ . Sada koristim oznaku  $te$  da bi istakao da se koriste relacije teorije etra. Doći će do pojave Doplerovog efekta, i frekvencija radio talasa koja se registruje na letelici sa stanovišta teorije etra ima vrednost

$$\nu' = \nu_0 \left(1 - \frac{v_{te}}{c}\right) \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}} \quad (21.8)$$

Letelica vraća radio signal ka Zemlji, i kao što je rečeno može se smatrati izvorom radio talasa frekvence  $\nu'$ . Saglasno teoriji etra (jednačina (13.33)) na Zemlji se registruje sledeća frekvencija radio talasa

$$\nu'' = \nu' \left(1 - \frac{v_{te}}{c}\right) \frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}} \quad (21.9)$$

Na osnovu jednačina (21.8) i (21.9) dobijam jednačinu za određivanje frekvence  $\nu''$

$$\nu'' = \left(1 - \frac{v_{tr}}{c}\right)^2 \nu_0 \quad (21.10)$$

Kao i u slučaju specijalne teorije relativnosti može se formirati jednačina za određivanje relativne promene frekvence, a to se postiže korišćenjem jednačine (21.10)

$$\frac{\nu'' - \nu_0}{\nu_0} = \left(1 - \frac{v_{tr}}{c}\right)^2 - 1 \quad (21.11)$$

Frekvence koje se mere prilikom praćenja letelica su  $\nu''$  i  $\nu_0$ . Frekvencija  $\nu_0$  ima fiksiranu vrednost. Na osnovu frekvenci  $\nu''$  i  $\nu_0$  formira se relativna promena frekvence. Međutim kada se dobije ta vrednost postavlja se pitanje koju jednačinu treba koristiti za određivanje brzine letelice. Postoje ukupno tri jednačine, od toga dve su dobijene iz specijalne teorije relativnosti (jednačine (21.6) i (21.7)), a jednačina (21.11) je dobijena iz teorije etra. U praksi se koristi jednačina (21.7).

Sada ću opisati način kako se prezentuje anomalija Pionira u literaturi. Kao što sam istakao na osnovu Njutnovog zakona gravitacije, odnosno Ajnštajnovog opšte teorije relativnosti dobija se brzina  $v_{mod}$ . U postupku dobijanja te brzine nisu korišćene samo ove fundamentalne teorije gravitacije nego su prilikom analize uzimani i drugi efekti negravitacionog porekla koji utiču na putanju. Na osnovu jedne takve sveobuhvatne i studiozne analize dobijena je putanja i brzina letelice. U literaturi se za brzinu letelice određenu na taj način koristi oznaka  $v_{mod}$ . Ova brzina  $v_{mod}$  predstavlja realnu brzinu letelice, odnosno letelica u datoj tački putanje zaista ima tu vrednost brzine. Pošto je to realna vrednost brzine koristim i oznaku  $v_{real}$ , odnosno između te dve veličine uspostavio sam ekvivalenciju

$$v_{mod} = v_{real}$$

Sa Zemlje iz sistema DSN emitovan je radio talas frekvence  $\nu_0$ , a nakon vraćanja radio talasa sistem registruje određenu frekvencu. Saglasno specijalnoj teoriji relativnosti važi jednačina (21.7) i DSN sistem bi trebao da registruje frekvencu

$$\nu'' = \nu_0 \left(1 - 2 \frac{v_{mod}}{c}\right) \quad (21.12)$$

U literaturi jednačina (21.12) se zapisuje na način

$$\nu_{mod} = \nu_0 \left(1 - 2 \frac{v_{mod}}{c}\right) \quad (21.13)$$

Znači pri dobijanju jednačine (21.13) korišćena je specijalna teorija relativnosti.

Očekivalo se da će DSN sistem registrovati frekvencu  $\nu_{mod}$ , ali sistem registruje frekvencu koja se razlikuje od frekvence  $\nu_{mod}$ . Ta registrovana frekvencija se najčešće obeležava sa  $\nu_{obs}$ . Frekvencija  $\nu_{obs}$  se razlikuje od  $\nu_{mod}$ , i to je ustvari anomalija Pionira. Frekvencija  $\nu_{obs}$  je veća od  $\nu_{mod}$ , odnosno postoji plavi pomak (blueshift) u odnosu na frekvencu  $\nu_{mod}$ . Taj plavi pomak je konstantno prisutan pri merenjima radio signala. Prisustvo tog malog, anomalnog frekventnog pomeraja pažljivom analizom radio podataka otkrio je Anderson.

Može se formirati razlika frekvenci  $\nu_{obs}$  i  $\nu_{mod}$ , koju ću obeležavati se sa  $\Delta\nu$

$$\nu_{obs} - \nu_{mod} = \Delta\nu \quad (21.14)$$

Jednačine (21.14) se može diferencirati po vremenu, i dobija se

$$\frac{d}{dt}(\nu_{obs} - \nu_{mod}) = \frac{d}{dt}(\Delta\nu) \quad (21.15)$$

Vreme  $t$  se računa u sistemu Zemlje.

Uvodi se veličina  $\dot{\nu}_p$  na način

$$\frac{d}{dt}(\Delta\nu) = 2\dot{\nu}_p \quad (21.16)$$

, a njena brojna vrednost iznosi

$$\dot{\nu}_p = (5,99 \pm 0,01) \cdot 10^{-9} s^{-2} \quad (21.17)$$

Strogo posmatrano veličina  $\dot{\nu}_p$  nije konstantna sve vreme misije, ali u toku dugih intervala vremena ima konstantnu vrednost. Inače varijacije veličine  $\dot{\nu}_p$  sa vremenom i kod Pionira 10 i kod Pionira 11 (kada se sa dovoljno udalje od Sunca) nisu velike. U skladu sa tim jednačina (21.15) se može napisati na način

$$v_{obs} - v_{mod} \approx 2\dot{v}_p t \quad (21.18)$$

U analizama se prvenstveno koristi veličina  $a_p$  koja je sa veličinom  $\dot{v}_p$  povezana sledećom relacijom

$$a_p = c \frac{\dot{v}_p}{v_0} \quad (21.19)$$

, i njena vrednost iznosi

$$a_p = -(8,74 \pm 1,33) \cdot 10^{-10} \text{ ms}^{-2} \quad (21.20)$$

Veličina  $a_p$  se od strane pojedinih autora interpretira kao realno ubrzanje. Pošto je to ubrzanje usmereno ka Suncu, odnosno suprotno od smera kretanja letelice, dolazi do usporenja Pionira, i njegova putanja tokom vremena odstupa od matematički predviđene putanje. I za veličinu  $a_p$  važi zaključak da nije konstantna sve vreme misije, ali u toku dugih intervala vremena ima konstantnu vrednost.

Sada ću tumačiti anomaliju Pionira sa stanovišta teorije etra. Kao što je rečeno na osnovu specijalne teorije relativnosti dobija se jednačina

$$v_{mod} = v_0 \left(1 - 2 \frac{v_{mod}}{c}\right)$$

Očekivalo se da će DSN sistem registrovati frekvencu  $v_{mod}$ , ali sistem registruje frekvencu koja se razlikuje od frekvence  $v_{mod}$ . Ta registrovana frekvencija se najčešće obeležava sa  $v_{obs}$ .

Neka letelica u određenom trenutku ima brzinu  $v_{mod}$ . Na osnovu teorije etra (jednačina (21.10)) treba očekivati da će DSN sistem registrovati sledeću frekvencu

$$v'' = v_0 \left(1 - \frac{v_{mod}}{c}\right)^2 \quad (21.21)$$

odnosno

$$v'' = v_0 \left(1 - 2 \frac{v_{mod}}{c} + \left(\frac{v_{mod}}{c}\right)^2\right) \quad (21.22)$$

Pošto je ova jednačina dobijena na osnovu teorije etra umesto oznake  $v''$  korišću oznaku  $v_{te}$ , i jednačina (21.22) dobija oblik

$$v_{te} = v_0 \left(1 - 2 \frac{v_{mod}}{c} + \left(\frac{v_{mod}}{c}\right)^2\right) \quad (21.23)$$

Vidimo da se jednačine (21.13) i (21.23) razlikuju za mali faktor  $(v_{mod}/c)^2$ .

Analizom podataka je pokazano da se frekvence  $v_{mod}$  i  $v_{obs}$  razlikuju, i to predstavlja anomaliju Pionira. Može se postaviti analogno pitanje da li se frekvence  $v_{te}$  i  $v_{obs}$  razlikuju? U cilju dalje analize ja ću pretpostaviti da se na osnovu teorije etra dobijaju tačne jednačine za Doplerov efekat, odnosno da ne postoji razlika između frekvenci  $v_{te}$  i  $v_{obs}$ , odnosno

$$v_{obs} = v_{te}$$

Jednačina (21.14) glasi

$$v_{obs} - v_{mod} = \Delta v$$

Na osnovu pretpostavke  $v_{obs} = v_{te}$ , i korišćenjem jednačina (21.13) i (21.23), jednačina dobija (21.14) formu

$$\Delta v = v_{obs} - v_{mod} = v_{te} - v_{mod}$$

$$\Delta v = v_{te} - v_{mod} = v_0 \left(\frac{v_{mod}}{c}\right)^2 \quad (21.24)$$

Izračunajmo sada kolika je razlika između frekvence  $v_{obs}$  (frekvence  $v_{te}$ ) koju DSN sistem meri i frekvence koja se dobija na osnovu specijalne teorije relativnosti  $v_{mod}$ . Kao što sam istakao u dosadašnjem tekstu za srednju vrednost brzine Pionira uzeću vrednost 12,2 km/s. Frekvencija  $v_0$  ima vrednost 2,29 GHz. Na osnovu ovih podataka možemo izračunati vrednost za  $\Delta v$

$$\Delta v = 3,787 \text{ Hz}$$

Veličina  $\Delta v$  (frequency residuals) nije konstantna tokom misije, jer se veličina  $v_{mod}$  menja tokom misije, odnosno menja se realna brzina letelice ( $v_{real}$ ). O promeni veličina  $\Delta v$  sa vremenom biće još reči u daljem tekstu.

Veličina  $\dot{v}_p$  uvodi se na način

$$2\dot{v}_p = \frac{d}{dt}(\Delta v)$$

U skladu sa tim diferencirajmo levu i desnu stranu jednačine (21.24) i dobijamo

$$\frac{d}{dt} v_0 \left( \frac{v_{mod}}{c} \right)^2 = 2\dot{v}_p$$

Ova jednačina se može dalje preurediti i dobija oblik

$$\left( \frac{v_0}{c^2} \right) \frac{d}{dt} (v_{mod})^2 = 2\dot{v}_p \quad (21.25)$$

Obzirom da je

$$v_{mod} = v_{real}$$

jednačina (21.25) dobija formu

$$\left( \frac{v_0}{c^2} \right) \frac{d}{dt} (v_{real})^2 = 2\dot{v}_p \quad (21.26)$$

Dobio sam jednačinu koja je vrlo interesantna za dalju analizu.

Jednačina (21.26) se može napisati u obliku

$$\left( \frac{v_0}{c^2} \right) d(v_{real})^2 = 2\dot{v}_p dt \quad (21.27)$$

, i izvršiti integracija leve i desne strane jednačine.

Veličina  $\dot{v}_p$  nije konstantna sve vreme misije, ali u toku dugih intervala vremena ima konstantnu vrednost. Inače varijacije veličine  $\dot{v}_p$  sa vremenom i kod Pionira 10 i kod Pionira 11 (kada se dovoljno udalje od Sunca) nisu velike. Veličina  $\dot{v}_p$  je funkcija vremena

$$\dot{v}_p = \dot{v}_p(t)$$

, i ta zavisnost nam pruža mogućnost da integralimo desnu stranu jednačine. U radu [20] je naveden podatak da frekventna razlika  $\Delta v$  (frequency residuals) za 8 godina kretanja letelice iznosi 1,5 Hz odnosno

$$\int 2\dot{v}_p dt = 1,5 \text{ Hz} \quad (21.28)$$

U radu [20] je naveden vremenski interval od 8 godina, ali nije preciziran početni trenutak (početni položaj letelice) od koga je računat vremenski interval od 8 godina. Nedostaju podaci da bi se mogla izvršiti integracija leve strane jednačine, ali i pored nedostatka podataka može se proceniti vrednost traženog integrala. Integral ima formu

$$\left( \frac{v_0}{c^2} \right) \int_{v_1}^{v_2} d(v_{real})^2 = \left( \frac{v_0}{c^2} \right) ((v_2)^2 - (v_1)^2) \quad (21.29)$$

U jednačini (21.27)  $v_{real}$  je relativna brzina Pionira u odnosu na Zemlju. Pionir pored kinetičke energije poseduje i gravitacionu potencijalnu energiju. Kada se Pionir nalazio blizu Zemlje bila je dominantna gravitaciona potencijalna energija Zemlje, međjutim na većim udaljenostima letelice od Zemlje postaje dominantna gravitaciona potencijalna energija Sunca. Pionir se u toku misije nalazio i u gravitacionim poljima drugih planeta tako da bi i te potencijalne energije trebalo uzimati u obzir. Najbolje bi bilo problem rešavati u heliocentričnom sistemu (referentnom sistemu vezanom za Sunce). U takvom sistemu bi smo odredili brzinu Zemlje i brzinu Pionira, odnosno relativnu brzinu Pionira u odnosu na Zemlju. Obzirom da je gravitaciona potencijalna energija Sunca dominantna na većim udaljenostima, ja ću analizu uprostiti na taj način što ću uzeti da se letelica kreće u gravitacionom polju Sunca, a  $v_{real}$  je relativna brzina Pionira u odnosu na Zemlju. Ovakva aproksimacija imaće uticaj na

konačan rezultat integrala, ali zbog nedostatka određenih podataka prinudjen sam da koristim ovakav pristup. U skladu sa ovakvim pristupom može se napisati zakon održanja energije

$$\frac{mv_1^2}{2} - \frac{\gamma M_s m}{r_1} = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{\gamma M_s m}{r_2} \quad (21.30)$$

U jednačini (21.30) sa  $m$  je obeležena masa letelice, a  $r_1$  i  $r_2$  su respektivno početna i krajnja udaljenost letelice od Sunca. Veličina  $\gamma$  je univerzalna gravitaciona konstanta, a  $M_s$  je masa Sunca. U skladu sa jednačinom (21.30) jednačina (21.29) se može napisati na način

$$\left(\frac{v_0}{c^2}\right) \int_{v_1}^{v_2} d(v_{real})^2 = \left(\frac{v_0}{c^2}\right) \int_{r_1}^{r_2} d\left(\frac{2\gamma M_s}{r}\right) \quad (21.31)$$

odnosno

$$\left(\frac{v_0}{c^2}\right) \int_{v_1}^{v_2} d(v_{real})^2 = \left(\frac{v_0}{c^2}\right) 2 \left(-\frac{\gamma M_s}{r_1} - \left(-\frac{\gamma M_s}{r_2}\right)\right) \quad (21.32)$$

Potrebno je proceniti udaljenosti  $r_1$  i  $r_2$ . Vrednost integrala (21.28) je dobijena za vremenski interval od 8 godina. Za 8 godina Pionir 10 je odprilike prešao rastojanje od 22 AJ, odnosno

$$\Delta r = r_2 - r_1 = 22 \text{ AJ}$$

Ja ću proizvoljno uzeti da je  $r_1 = 20 \text{ AJ}$ , i u skladu sa tim  $r_2 = 42 \text{ AJ}$ . Sada imamo dovoljno podataka da izračunamo vrednost integrala datog jednačinom (21.32). Neposrednim računom dobijamo

$$\left(\frac{v_0}{c^2}\right) \int_{v_1}^{v_2} d(v_{real})^2 = -1,18 \text{ Hz} \quad (21.33)$$

Dobija se negativna vrednost za frekvencu. Medjutim za ovu analizu to toliko nije ni bitno, bitno je da se dobija isti red veličine nakon integracija leve i desne strane jednačine (21.27). Postoji diskusija u literaturi u vezi načina definisanja veličine  $\Delta v$  (frequency residuals), pa u zavisnosti od toga kako se definiše  $\Delta v$  pojavljuje se, odnosno nedostaje predznak minus.

Na osnovu jednačina (21.27) i (21.31) dobija se sledeća jednačina

$$\left(\frac{v_0}{c^2}\right) d\left(\frac{2\gamma M_s}{r}\right) = 2v_p dt \quad (21.34)$$

Ovde sam ja procenjivao udaljenosti  $r_1$  i  $r_2$ , i kao posledica toga javilo se određeno neslaganje u vrednostima integrala, odnosno neslaganje u vrednostima datim jednačinama (21.28) i (21.33). Da bi se proverila validnost mog načina objašnjenja anomalije Pionira (odnosno jednačina (21.34)), treba posedovati orginalne podatke misije.

Predpostavimo da nam je poznata funkcija  $v_p = v_p(t)$ . Neka u trenutku  $t_1$ , letelica ima brzinu  $v_1$  i nalazi se na rastojanju  $r_1$  od Sunca. Posle nekog vremenskog intervala  $\Delta t = t_2 - t_1$  letelica dospe u položaj  $r_2$  i ima brzinu  $v_2$ . Na osnovu ovih podataka mogli bi smo izvršiti integraciju jednačine (21.34), i na taj način proveriti validnost mog načina objašnjenja anomalije Pionira

$$\left(\frac{v_0}{c^2}\right) \int_{r_1}^{r_2} d\left(\frac{2\gamma M_s}{r}\right) = \int_{t_1}^{t_2} 2v_p dt \quad (21.35)$$

Taj postupak integracije se može više puta izvršiti, za različite početne i krajnje položaje letelice.

Istakao sam u dosadašnjem tekstu da veličina  $\Delta v$  (frequency residuals) nije konstantna tokom misije, jer se veličina  $v_{mod}$  menja tokom misije, odnosno menja se realna brzina letelice ( $v_{real}$ ). Da bi to pokazao koristiću zakon održanja energije, odnosno jednačinu (21.30)

$$\frac{mv_1^2}{2} - \frac{\gamma M_s m}{r_1} = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{\gamma M_s m}{r_2}$$

Ovde sam uzeo da je gravitaciono delovanje Sunca dominantno, mada tokom određenih vremenskih intervala gravitaciono delovanje drugih planeta je značajno. Veličina  $\Delta v$  (frequency residuals) je definisana jednačinom

$$\Delta v = v_{obs} - v_{mod} = v_0 \left(\frac{v_{real}}{c}\right)^2$$

Neka u trenutku  $t_1$ , letelica ima brzinu  $v_1$  i nalazi se na rastojanju  $r_1$  od Sunca. Veličina  $\Delta v$  ima vrednost

$$\Delta v_1 = v_0 \left( \frac{v_1}{c} \right)^2$$

Posle nekog vremenskog intervala  $\Delta t = t_2 - t_1$  letelica dospe u položaj  $r_2$  ( $r_2 > r_1$ ) i ima brzinu  $v_2$ , a veličina  $\Delta v$  ima vrednost

$$\Delta v_2 = v_0 \left( \frac{v_2}{c} \right)^2$$

Možemo formirati razliku ovih veličina

$$\Delta v_2 - \Delta v_1 = \left( \frac{v_0}{c^2} \right) ((v_2)^2 - (v_1)^2)$$

Korišćenjem zakona održanja energije (jednačina (21.30)) dobijamo sledeću jednačinu

$$\Delta v_2 = \Delta v_1 + 2 \left( \frac{v_0}{c^2} \right) \left( -\frac{\gamma M_s m}{r_1} - \left( -\frac{\gamma M_s m}{r_2} \right) \right) \quad (21.36)$$

Na osnovu jednačine (21.36) možemo zaključiti da sa povećanjem udaljenosti letelice od Sunca veličina  $\Delta v$  (frequency residuals) se smanjuje.

## 22. Anri Poenkare i teorija relativnosti

U poglavlju 2 napomenuo sam da ću se detaljnije baviti ulogom Poenkarea (a delimično i Lorencia) u nastanku teorije relativnosti, i da je to motivisano knjigom Logunova *Henri Poincare' and relativity theory*. Inače knjiga je dostupna na sajtu arxiv.org [7].

Poenkare (Henri Poincaré) je bio matematičar i fizičar svetskog renomea. Takodje bavio se i inženjerskim poslom. Bavio se teorijskom i primenjenom matematikom. Za njega je karakteristično da je bio svestrana ličnost, dao je doprinos u mnogim oblastima matematike. Naročito je interesantan njegov doprinos u rešavanju tzv. problema tri tela, problem koji potiče još iz Njutnove mehanike.

Autor knjige analizu zasniva uglavnom na dva Poenkareova rada [21] i [21], ali se često poziva i na neke ranije Poenkareova publikacije.

Već sam više puta konstatovao da Ajnštajnov rad iz 1905. godine ne sadrži nikave reference. Logunov postavlja pitanje zašto Ajnštajn nikada ne spominje Poenkarea u svojim radovima (postoje neki minorni komentari), i ako je skoro 50 godina pisao radove o teoriji relativnosti.

Logunov stav o doprinosu Poenkareovih radova otkriću specijalne teorije relativnosti je veoma jasan:

*''But fortunately ''manuscripts do not burn''. Articles [2;3] clearly demonstrate the fundamental contribution by Poincare to the discovering of the special theory of relativity. All the following done in this direction are applications and developments of his ideas and methods''.*

Takav stav se proteže kroz celu knjigu. On predlaže veoma jednostavan metod u cilju utvrđivanja istine, a to je da se uporedi Ajnštajnov rad iz 1905. godine sa radovima Poenkarea.

Ja ću u konciznoj formi navoditi neke elemente iz knjige Logunova koji su veoma indikativni, ali ću dati i moje vlastite komentare.

– Godine 1904. Poenkare generalizuje Galilejev princip relativnosti na sve fizičke fenomene:

*''The principle of relativity, according to which the laws of physical phenomena should be the same, whether to an observer fixed, or for an observer carried along in a uniform motion of translation, so that we have not and could not have any means of discovering whether or not we are carried along in such a motion''.*

– Poenkare je u pojedinim radovima izražavao skepticizam o mogućnosti detekcije etra. U pojediniim radovima etar naziva metafizičkim konceptom, a ide čak toliko daleko u tvrdjenjima da će koncept etra

jednog dana biti odbačen kao beskoristan. Ovakav njegov stav je bio samo privremenog karaktera, izazvan pre svega eksperimentalnim rezultatima. U radovima koji su usledili on i dalje nastavlja da koristi koncept etra.

– Kao što sam već istakao transformacije koje je Lorenc u okviru svoje teorije razvio bivaju malo modifikovane od strane Poenkarea, i te modifikovane transformacije Poenkare naziva Lorencovim transformacijama. Pored uvođenja Lorencovih transformacija Poenkare demonstrira invarijantnost Maksimalnih jednačina u odnosu na Lorencove transformacije.

– Kao vrstan matematičar on dokazuje da Lorencove transformacije sa prostornim rotacijama formiraju matematičku grupu. Poenkare je otkrio ovu grupu i dao je naziv Lorencova grupa. Našao je generatore grupe i konstruisao Liovu algebru Lorencove grupe. Pojedini autori sa pravom smatraju da je Poenkareova teorija zasnovana na principu relativnosti i Lorencovoj grupi.

– Poenkare je otkrio nekoliko invarijanata grupe, a među njima i fundamentalnu invarijantu  $s$

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

– Otkrio je pseudo–Euklidsku geometriju određenu invarijantom  $s$ . U skladu sa tim uveo je ceo skup četvorodimenzionalnih veličina tj. kvadrivektora. Kvadrivektor je tenzorska veličina prvog reda, može biti kontravarijantni ili kovarijantni. Obeležiću ga sa  $A^i$ , i ta veličina ima četiri komponente  $A^i = (A^0, A^1, A^2, A^3)$ . Pokazao je da se kvadrivektori transformišu kao koordinate  $x, y, z$  i  $t$  pri Lorencovim transformacijama. U daljem tekstu navešću kvadrivektore koje je Poenkare prvi uveo u fiziku. Možemo slobodno reći da je razvoj četvorodimenzionog koncepta počeo sa Poenkareom. Poenkare pored prvobitnih rezultata i uspeha nije nastavio istraživanja u tom pravcu. To će biti predmet proučavanja matematičara Minkovskog (Hermann Minkowski).

– Poenkare je razmatrao proceduru sinhronizacije časovnika svetlosnim signalima. Ajnštajnova procedura sinhronizacije časovnika svetlosnim signalima veoma podseća na Poenkareovu. Poenkare je razmatrao i pitanje istovremenosti događaja. Takođe je tumačio i Lorencovo lokalno vreme, ali smatram da otkriće dilatacije vremena treba pripisati Ajštajnu. Po Ajštajnu dilatacija vremena je fizički efekat.

– Veličine kvadrivektor gustine struje  $j^i = (c\rho, \vec{j})$  i kvadrivektor potencijala  $A^i = (\varphi/c, -\vec{A})$  prvi je uveo Poenkare i pokazao zakon transformacije ovih kvadrivektora.

– Formule za transformaciju komponenta električnog i magnetnog polja koje sada pripadaju relativističkoj elektrodinamici prvi put su uvedene od strane Lorenc.

– U standardnim kursovima relativističke elektrodinamike mogu se naći dve invarijante elektromagnetnog polja  $B^2 - E^2/c^2$  i  $\vec{E}\vec{B}$ . Ove invarijante bile su otkrivene od strane Poenkarea.

$$B^2 - \frac{E^2}{c^2} = \frac{1}{2} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

$$\vec{E}\vec{B} = -\frac{c}{8} \varepsilon^{iklm} F_{ik} F_{lm}$$

– Način transformacije komponentata Lorencove sile u odnosu na Lorencove transformacije za posmatrača iz jednog inercijalnog sistema u drugi odredio je Poenkare.

– Ono što mi danas nazivamo jednačinama za relativističko slaganje (sabiranje) brzina prvi put je izvedeno od strane Poenkarea

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

– Četvoro vektor brzine i vektor sile prvi je uveo Poenkare.

– Poenkare je prvi dobio jednačine relativističke dinamike (22.1) i (22.2), gde je  $\vec{f}$  trodimenzionalni vektor sile. Primenio ih je na objašnjenje anomalija u kretanju Merkura



$$\frac{d}{dt} \left( \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \right) = \vec{f} \quad (22.1)$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \right) = \vec{f}\vec{v} \quad (22.2)$$

– Koristeći tu novu dinamiku Poenkare je čak predvideo postojanje gravitacionih talasa koji se šire brzinom svetlosti.

– Poenkare u radu iz 1900. godine bavio se konfliktom između principa akcije–reakcije i Lorencove teorije. U tom razmatranju on je koristio spoj mehanike (zakon održanja impulsa i kretanje centra mase) i elektrodinamike. On je elektromagnetno polje razmatrao kao fiktivni fluid kome je pridružio masu po jednačini  $m = E/c^2$ . Elektromagnetnom polju (fiktivnom fluidu) nije pridružio samo masu nego i impuls, i taj impuls se izračunava po Poenkareovoj jednačini

$$\vec{g} = \frac{\vec{P}}{c^2}$$

, gde  $\vec{P}$  je Pointingov vektor.

U skladu sa tim Poenkare daje primer uređaja koji zrači elektromagnetnu energiju u jednom smeru. Obzirom da elektromagnetno polje ima impuls doći će do uzmaka uređaja, kao kod artiljerijskog uređaja kada ispali granatu. Označimo sa  $m$  masu uređaja, a sa  $v$  brzinu uzmaka uređaja. Obzirom da elektromagnetno polje poseduje impuls Poenkare je korišćenjem zakona održanja impulsa izračunao brzinu uzmaka uređaja. On je uzeo da je  $p = E/c$ , gde je  $E$  energija emitovanog elektromagnetnog zračenja. Primenom zakona održanja impulsa dobio je sledeću jednačinu

$$mv = p = \left(\frac{E}{c^2}\right)c$$

Na osnovu takve analize Poenkare dolazi do zaključka da je masa, ili inercija elektromagnetnog zračenja jednaka  $E/c^2$ . Poenkare daje i numeričku vrednost brzine uzmaka uređaja, za neke konkretne vrednosti energije emitovane radijacije. On detaljno analizira taj problem–radijacioni paradoks, ali ostaje na nivou teorijskog razmatranja, bez neke šire generalizacije.

Za razliku od Poenkarea Ajnštajn je razmatrao simetričan proces, emisija elektromagnetnog zračenja se vrši u dva suprotna smera, da bi izbegao razmatranja o impulsu uzmaka. Ono što je mnogo bitnije je njegov zaključak :

”Ako neko telo emituje energiju  $E$  u formi zračenja, njegova masa se smanjuje za  $E/c^2$ ”.

Ajnštajn generalizuje ovaj rezultat na sve energetske procese, i uspostavlja princip ekvivaletnosti mase i energije. Relacija  $E = mc^2$  je već bila poznata u matematičkoj formi, ali Ajnštajnova krucijalna uloga bila je u tome što je prvi sagledao i shvatio fizičku suštinu te relacije.

– Poenkare je ekstrapolirao Lorencovu grupu na sve fizičke sile nezavisno od njihovog porekla uključujući i gravitaciju. On je verovao da sve sile prirode (ne samo sile elektromagnetizma) treba da budu invarijantne u odnosu na Lorencove transformacije.

### 23. Transformacije mehaničkih veličina sa stanovišta teorije etra

U ovom poglavlju biće reči o transformaciji fizičkih veličina iz jednog inercijalnog sistema u drugi. U razmatranje ću uvesti sisteme 1 i 2 koji se kreću duž istog pravca i smera. Sistem 1 ima apsolutnu brzinu  $u_1$ , a sistem 2 ima apsolutnu brzinu  $u_2$ . Apsolutna brzina sistema 2 veća je od apsolutne brzine sistema 1 ( $u_2 > u_1$ ).

Vremenski intervali u sistemima 1 i 2 povezani su jednačinom

$$\Delta t^{(1)} = \Delta t^{(2)} \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}} \quad (23.1)$$

Radi jednostavnije notacije jednačina uvešću veličinu  $b$

$$b = \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}} \quad (23.2)$$

, i jednačina (23.1) dobija oblik

$$\Delta t^{(1)} = \Delta t^{(2)} b \quad (23.3)$$

Jednačina (23.1) se može napisati i u sledećoj formi

$$\Delta t^{(2)} = \Delta t^{(1)} b^{-1}$$

Parametar  $b^{-1}$  je definisan na način

$$b^{-1} = \frac{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}$$

U dosadašnjem radu istakao sam da se tela prilikom kretanja (apsolutnog, relativnog) ne kontrahuju (izdužuju). Rastojanja (sopstvene dužine) se određuju na način kao što je opisano u poglavlju 5, emituje se svetlost i meri vremenski interval koji je potreban svetlosti da predje određeno rastojanje.

Neka posmatrač iz sistema 2 korišćenjem opisane procedure izmeri rastojanje  $L^{(2)}$  (sopstvenu dužinu). Za posmatrača u sistemu 1 vrednost te dužine se određuje na osnovu jednačine

$$L^{(1)} = L^{(2)} \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}} \quad (23.4)$$

Korišćenjem parametra  $b$  to se može zapisati na način

$$L^{(1)} = L^{(2)} b \quad (23.5)$$

Neka se u sistemu 2 nalazi pravougaonik. Posmatrač iz tog sistema želi odrediti vrednost površine pravougaonika. Površinu određuje istom procedurom koju je primenjivao i prilikom određivanja dužine, samo što će posmatrač u ovom slučaju emitovati svetlosne signale duž ivica pravougaonika, i izmeriti odgovarajuće vremenske intervale. Vremenski interval koji je potreban svetlosnom signalu da predje jednu ivicu pravougaonika označiću sa  $\Delta t_1^{(2)}$ , i u skladu sa tim dužina ivice pravougaonika za posmatrača u sistemu 2 je

$$x^{(2)} = c \Delta t_1^{(2)}$$

Primenjujući identičnu proceduru za dužinu druge ivice posmatrač dobija

$$y^{(2)} = c \Delta t_2^{(2)}$$

Površina pravougaonika za posmatrača u sistemu 2 ima vrednost

$$S^{(2)} = x^{(2)} y^{(2)}$$

Posmatrač u sistemu 1 površinu pravougaonika određuje na osnovu jednačine

$$S^{(1)} = S^{(2)} b^2 \quad (23.6)$$

Slična diskusija se primenjuje i u slučaju određivanja zapremine tela. Posmatrač u sistemu 2 određuje zapreminu tela predhodno opisanom procedurom, i zapremina tela ima vrednost  $V^{(2)}$ . Za posmatrača u sistemu 1 zapremina tog tela ima vrednost

$$V^{(1)} = V^{(2)} b^3 \quad (23.7)$$

U poglavlju 5 objasnio sam kako se određuje brzina čestice. Neka se u sistemu 2 duž  $x^{(2)}$  ose u istom pravcu i smeru kreću elektron i foton. Uzeću da se u početnom trenutku položi elektron i fotona poklope. Neka je fotonu potreban vremenski interval  $\Delta t_f^{(2)}$  da predje određeno rastojanje  $L^{(2)}$ . Pošto elektron ima masu njegova brzina biće manja od brzine  $c$ , i u skladu sa tim elektronu će biti potreban duži vremenski interval da predje udaljenost  $L^{(2)}$ . Taj vremenski interval označiću sa  $\Delta t_e^{(2)}$ .

Upoređivanjem vremenskih intervala  $\Delta t_f^{(2)}$  i  $\Delta t_e^{(2)}$  može se odrediti koliko puta je brzina elektrona manja od brzine svetlosti.

Neka se sada čestica (elektron) kreće duž nekog pravca, tako da ima sledeće komponente brzine  $v_x^{(2)}$ ,  $v_y^{(2)}$  i  $v_z^{(2)}$ . Komponente brzine su određene saglasno predhodno opisanoj proceduri. Postavlja se pitanje kolika je brzina čestice za posmatrača u sistemu 1? Na osnovu diskusije prezentovane u poglavlju 5 dobijaju se sledeće jednačine

$$v_x^{(1)} = v + v_x^{(2)} \quad (23.8)$$

$$v_y^{(1)} = v_y^{(2)} \quad (23.9)$$

$$v_z^{(2)} = v_z^{(2)} \quad (23.10)$$

Veličina  $v$  je relativna brzina sistema.

Ove jednačine za sabiranje brzina mogu se dobiti primenom jednačina koje povezuju koordinate dva sistema. O jednačinama za transformaciju koordinata bilo je već reči u poglavlju 5. Neka se u početnom trenutku koordinatni počeci sistema 1 i 2 poklope. U tom trenutku se aktiviraju časovnici u sistemima 1 i 2, i elektron počne da se kreće u smeru kretanja sistema brzinom  $v_x^{(2)}$ , duž  $x$  ose. Vremenski intervali koji proteknu u sistemima 1 i 2 povezani su jednačinom (23.1). Na osnovu diskusije prezentovane u poglavlju 5, lako je pokazati da elektron za posmatrača u sistemu 1 posle vremena  $\Delta t^{(1)}$  biće udaljen na rastojanje  $x^{(1)}$  od koordinatnog početka sistema 1

$$x^{(1)} = (v + v_x^{(2)})\Delta t^{(1)}$$

, odnosno

$$x^{(1)} = v\Delta t^{(1)} + v_x^{(2)}\Delta t^{(1)} \quad (23.11)$$

Na osnovu jednačine (23.1), koja povezuje vremenske intervale, jednačina (23.11) dobija oblik

$$x^{(1)} = (v\Delta t^{(2)} + v_x^{(2)}\Delta t^{(2)})b \quad (23.12)$$

Obzirom da se koordinata elektrona u sistemu 2 određuje na osnovu jednačine

$$x^{(2)} = v_x^{(2)}\Delta t^{(2)}$$

jednačina (23.12) se može dalje transformisati

$$x^{(1)} = (v\Delta t^{(2)} + x^{(2)})b \quad (23.13)$$

Koordinate  $y$  i  $z$ , saglasno proceduri opisanoj u poglavlju 5 povezane su jednačinama

$$y^{(1)} = y^{(2)}$$

$$z^{(1)} = z^{(2)}$$

Potrebno je diskutovati i jednačine za transformaciju ubrzanja. Radi jednostavnosti diskusije uzećemo da se čestica kreće pravolinijski sa konstantnim ubrzanjem. Komponente ubrzanja u sistemu 2 imaju vrednosti  $a_x^{(2)}$ ,  $a_y^{(2)}$  i  $a_z^{(2)}$ . Postavlja se pitanje kolike su komponente ubrzanja za posmatrača u sistemu 1. Saglasno definiciji ubrzanja i korišćenjem jednačine (23.3) za komponentu ubrzanja  $a_x^{(1)}$  dobijam vrednost

$$a_x^{(1)} = \frac{\Delta v_x^{(1)}}{\Delta t^{(1)}} = \frac{\Delta v_x^{(2)}}{b\Delta t^{(2)}} = \frac{a_x^{(2)}}{b} \quad (23.14)$$

Jednostavno se dokazuju i sledeće relacije

$$a_y^{(1)} = \frac{a_y^{(2)}}{b}$$

$$a_z^{(1)} = \frac{a_z^{(2)}}{b}$$

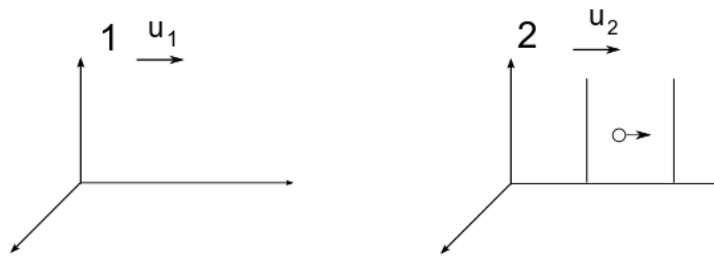
Sada ću diskutovati pitanje mase i dinamike sa stanovišta teorije etra. O pojmu mase bilo je reči u poglavlju 2. U teoriji relativnosti uvedena je relativistička masa

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (23.15)$$

Veličina  $m_0$  u jednačini (23.15), ili  $m$  u jednačini (22.1) je masa mirovanja. Postavlja se pitanje da li sa stanovišta teorije relativnosti postoji realno povećanje mase kada se čestica kreće brzinom  $v$ ? Preovladava mišljenje u savremenoj literaturi da prilikom kretanja tela (čestice) ne dolazi do povećanja njene mase, odnosno njene inernosti.

Stanovište teorije etra je u saglasnosti sa savremenim shvatanjima specijalne teorije relativnosti da se masa ne menja prilikom kretanja. Izraz (23.15) posmatran sa matematičke tačke gledišta sugerise da se pri kretanju tela masa povećava sa povećanjem brzine, međjutim to se u realnosti ne dešava.

U cilju daljeg analiziranja dinamike i transformacije mehaničkih veličina predstaviću nekoliko eksperimenata. Najpre razmatram primer predstavljen na slici 53. U sistemu 2 nalazi se pločasti kondenzator. Električno polje pločastog kondenzatora deluje konstantnom električnom silom  $\vec{f}$  na elektron. U početnom trenutku elektron se nalazio u stanju mirovanja. Pod dejstvom električnog polja elektron se ubrzava.



Slika 53

Jednačina dinamike elektrona sa stanovišta specijalne teorije relativnosti glasi

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \right) = \vec{f} \quad (23.16)$$

U predhodnom poglavlju napomenu sam da je Poenkare bio prvi koji je dobio jednačine relativističke dinamike. Elektronu se pod dejstvom električne sile povećava brzina, i ta brzina će asimptotski težiti brzini svetlosti.

Potrebno je dati određene komentare u vezi ove jednačine dinamike. Jednačina (23.16) je prihvatljiva sa stanovišta teorije etra. U krajnjem slučaju jednačine (23.15) i (23.16) dobijene su na osnovu Lorencovog i Poenkareovog razmatranja teorije etra.

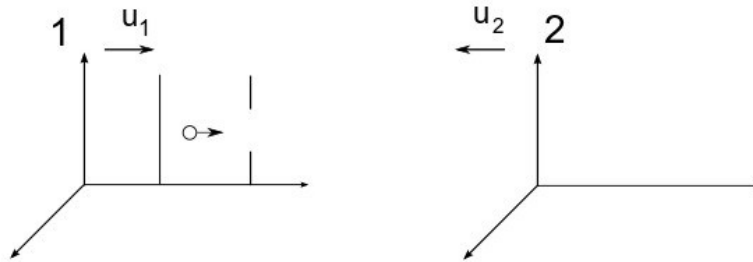
Elektron se u inercijalnom sistemu 2 pod dejstvom električnog polja ubrzava, i brzina elektrona asimptotski se približava brzini svetlosti. Za posmatrača u sistemu 1 brzina elektrona određena je jednačinom

$$v_x^{(1)} = v + v_x^{(2)} \quad (23.17)$$

Brzina  $v_x^{(1)}$  može biti veća od  $c$ , ako je relativna brzina sistema dovoljno velika. Dolazimo do situacije da čestice sa masom mogu imati brzine koje su veće od  $c$ . Takve vrednosti brzina neminovno će uticati na diskusiju dinamike, i situacija postaje znatno složenija nego što je to bio slučaj u specijalnoj teoriji relativnosti.

Kao ilustraciju složenosti situacije analizirajmo sledeći primer. Pločasti kondenzator se sada nalazi u sistemu 1. Jedna pločica kondenzatora ima mali otvor kroz koji može da prodje elektron nakon

ubrzavanja i da nastavi kretanje prema sistemu 2. Uzeću da se sistem 2 kreće ka sistemu 1. Ovakva izmenjena situacija u odnosu na predhodnu razmatranu grafički je prikazana na slici 54



Slika 54

Usled promene smera kretanja sistema 2 relativna brzina biće povećana

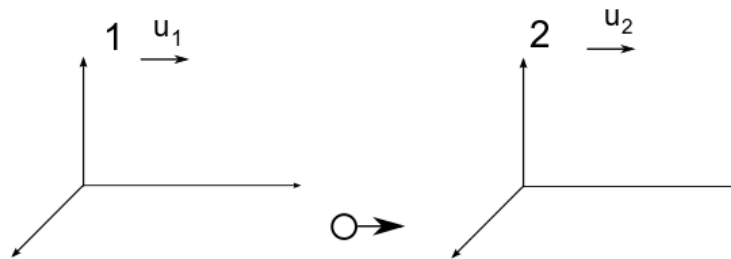
$$v = u_2 + u_1$$

Kada elektron usled ubrzavanja u kondenzatoru postigne brzinu blisku brzini svetlosti on prolazi kroz jednu pločicu kondenzatora i dospeva u sistem 2. Brzina elektrona za posmatrača u sistemu 2 data je jednačinom

$$v_x^{(2)} = v + v_x^{(1)} \quad (23.18)$$

Brzina  $v_x^{(2)}$  može biti veća od  $c$ . Kao i u predhodnom slučaju postoji mogućnost da čestica sa masom ima brzinu veću od  $c$ . Postavlja se pitanje kako treba da glase jednačine na osnovu kojih će posmatrač iz sistema 2 odrediti energiju, impuls, masu elektrona koji je dospeo u sistem 2? Ja ću u daljem tekstu pokušati da dam odgovor na postavljena pitanja. U nekim slučajevima nisam u mogućnosti da dam egzaktna izvodjenja, pa ću koristiti određene analogije koje postoje u fizici.

Pored ova dva primera koji su predstavljeni na slikama 53 i 54 moguće je uvesti i druge primere kod kojih se može postići da je brzina čestice sa masom veća od  $c$ . Uvedimo u razmatranje dva sistema, i jednu česticu koja se kreće van tih sistema. Čestica ima apsolutnu brzinu  $u_3$ . Kretanje čestice i sistema 1 i 2 prikazano je na slici 55. Može se opet postaviti pitanje kolika je energija, impuls i masa čestice, koja ima apsolutnu brzinu  $u_3$ , za posmatrača iz sistema 2, odnosno za posmatrača iz sistema 1.



Slika 55

Do sada sam uveo tri primera u cilju analize dinamike, i transformacije mehaničkih veličina. Postoji određena razlika u tim primerima. U prvom primeru predstavljenom na slici 53 imamo da elektron u sistemu 2 biva ubrzan u tom sistemu, i kao što je rečeno njegova brzina asimptotski teži brzini svetlosti. Za razliku od ovog primera imamo situaciju prikazanu na slici 54 da elektron biva ubrzan u jednom sistemu, a potom uleće u drugi sistem, i kao posledica toga može se desiti da njegova brzina bude veća od  $c$ , što je opisano jednačinom (23.18). Situacije prikazane na slikama 53 i 54 su fizički različite situacije, i pojedini zaključci biće različiti.

Kod fizičke situacije prikazane na slici 53 imamo da se čestice kreću samo u okviru jednog inercijalnog sistema, i kao ilustraciju te fizičke situacije zamislimo da se eksperiment vrši u okviru

jedne izolovane laboratorije, odnosno u tu laboratoriju ne mogu dolaziti čestice koje se nalaze van te izolovane laboratorije. Kod fizičke situacije prikazane na slici 54 imamo mogućnost da čestice koje su van inercijalnog sistema (laboratorije) mogu dospeti u tu laboratoriju.

Fizička situacija prikazana na slici 53 je donekle već bila diskutovana, i izvedeni su pojedini zaključci. Sada ću upotpuniti analizu te fizičke situacije. Razmatra se kretanje čestice u jednom inercijalnom sistemu. Imamo situaciju da se čestice kreću pod dejstvom sila, odnosno menja se njihovo dinamičko stanje. Sa stanovišta teorije etra jednačine dinamike kretanja čestice (sistema čestica) su (22.1) i (22.2). Kao posledica ovih jednačina dobija se da čestice sa masom moraju imati brzinu koja je manja od  $c$ .

Primenom jednačine (22.1) na kretanje elektrona u električnom polju kondenzatora može se na vrlo elegantan način dobiti jednačina

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (23.19)$$

Posledica ove jednačine je da elektron i kada miruje poseduje energiju koja je data jednačinom

$$E_0 = m_0 c^2 \quad (23.20)$$

Ove jednačine su mnogo puta proverene u praksi, i prihvatljive su sa stanovišta teorije etra.

Relativistički impuls je definisan relacijom

$$\vec{p} = \frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (23.21)$$

Inače takav oblik jednačine za impuls prvi put se pojavljuje u Lorencovim radovima.

Sa stanovišta teorije etra za fizičku situaciju koju razmatram (prikazana je na slici 53) prihvatljivo je važenje zakona održanja energije i impulsa, ali moram napraviti određenu digresiju u vezi primene tih zakona. Energija čestice data je jednačinom (23.19), a impuls čestice jednačinom (23.21).

Razmotrimo slučaj elastičnog sudara čestica. Neka se u sistemu 2 nalaze dva jednostavna akceleratora koji ubrzavaju elementarne čestice iz stanja mirovanja. Čestica 1 mase  $m_{01}$  nakon ubrzavanja ima brzinu  $v_1^{(2)}$  odnosno impuls  $p_1^{(2)}$ . Čestica 2 mase  $m_{02}$  nakon procesa ubrzavanja ima brzinu  $v_2^{(2)}$  odnosno impuls  $p_2^{(2)}$ . Nakon elastičnog sudara čestica 1 imaće impuls  $p_3^{(2)}$  i inergiju  $E_3^{(2)}$ , a čestica 2 imaće impuls  $p_4^{(2)}$  i energiju  $E_4^{(2)}$ .

Primenom zakona održanja impulsa i energije dobijamo jednačine

$$\vec{p}_1^{(2)} + \vec{p}_2^{(2)} = \vec{p}_3^{(2)} + \vec{p}_4^{(2)} \quad (23.22)$$

$$E_1^{(2)} + E_2^{(2)} = E_3^{(2)} + E_4^{(2)} \quad (23.23)$$

Već sam istakao da moram da napravim određenu digresiju u vezi primene zakona održanja impulsa i eneregije. Kao ilustraciju toga uzeću da čestica 1 na primer nakon ubrzavanja u akceleratoru ima brzinu  $v_1^{(2)} = 0,5 c$ , čestica 2 ima brzinu  $v_2^{(2)} = 0,6 c$ . Pošto ubrzavane čestice imaju masu njihove brzine moraju biti manje od  $c$ , i relacije za energiju i impuls neće imati imaginarne vrednosti. Na osnovu jednačina (23.19) i (23.21) dobijaju se potrebne dinamičke veličine.

Sa stanovišta teorije etra relativna brzina čestica 1 i 2 je

$$v_r^{(2)} = v_1^{(2)} + v_2^{(2)} = 1,1 c$$

, odnosno relativna brzina veća je od  $c$ . Medjutim ovaj rezultat nema uticaja na rešavanje jednačina (23.22) i (23.23), odnosno ne dobijaju se imaginarne vrednosti energije i impulsa, ako se rešavanje tih jednačina vrši u laboratorijskom sistemu. Rešavanje jednačina u laboratorijskom sistemu znači da se brzine čestica određuju u odnosu na laboratoriju, a to direktno ima za posledicu da su brzine čestica koje imaju masu manje od  $c$ , i ne dobijaju se imaginarne vrednosti energije i impulsa. U specijalnoj teoriji relativnosti za analizu sudara čestica koristi se pored laboratorijskog sistema i tzv. sistem centra mase. Sa stanovišta teorije etra ja ne preporučujem korišćenje sistema centra mase za analizu sudara,

jer sistem centra mase se zasniva na korišćenju kvadrivektora i relativističke kinematike. Relativistička kinematika se zasniva na drugom postulatu specijalne teorije relativnosti odnosno tvrdjenju da je brzina svetlosti ista u svim inercijalnim sistemima reference, a to tvrdjenje nije prihvatljivo sa stanovišta teorije etra. Sa stanovišta teorije etra dovoljno je koristi jednačine (23.19) i (23.21), i proračun vršiti u laboratorijskom sistemu.

Sada ću diskutovati fizičku situaciju prikazanu na slici 54. U sistem 1 ću dodati izvor elektromagnetnog zračenja frekvence  $\nu^{(1)}$ . Kada elektron usled ubrzavanja u kondenzatoru postigne brzinu blisku brzini svetlosti on prolazi kroz jednu pločicu kondenzatora i dospeva u sistem 2 (laboratoriju). Ova brzina u pojedinim slučajevima može biti veća od  $c$ . Znači postoji mogućnost da čestica sa masom ima brzinu veću od  $c$ . Energija i impuls, sa stanovišta posmatrača iz sistema 1, koju elektron dobija nakon prolaska kroz kondenzator date su jednačinama

$$E^{(1)} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - (v^{(1)}/c)^2}} \quad (23.24)$$

$$\vec{p}^{(1)} = \frac{m_0 \vec{v}^{(1)}}{\sqrt{1 - (v^{(1)}/c)^2}} \quad (23.25)$$

Sa stanovišta posmatrača iz sistema 2, postavlja se pitanje, kolika je energija, impuls i masa elektrona koji je dospeo u sistem 2? Ja nisam u mogućnosti da dam egzaktna izvođenja relacija za energiju i impuls elektrona koji je dospeo u sistem 2, ali ću koristiti određene analogije koje postoje u fizici, odnosno korišću pojedine rezultate iz oblasti Doplerovog efekta. U predhodnim poglavljima detaljno sam razmatrao Doplerov efekat i primenjivao sam ga na objašnjenje eksperimenata. U poglavlju 14 sam pokazao da čak i kada je relativna brzina sistema veća od  $c$  ne dobijaju se imaginarne vrednosti za frekvencu.

U cilju određivanja energije elektrona u sistemu 2 korišću sledeću relaciju za Doplerov efekat

$$\nu^{(2)} = \nu^{(1)} \left(1 + \frac{v}{c}\right) \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}} \quad (23.26)$$

Veličina  $\nu^{(2)}$  je frekvencija elektromagnetnog zračenja koju registruje posmatrač u sistemu 2. Frekvencija  $\nu^{(2)}$  je veća od frekvence  $\nu^{(1)}$  jer se sistemi približavaju jedan drugom. Korišćenjem Plankove jednačine za energiju kvanta  $E = h\nu$  jednačina (23.26) dobija oblik

$$E^{(2)} = E^{(1)} \left(1 + \frac{v}{c}\right) \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}} \quad (23.27)$$

Za posmatrača u sistemu 2 energija fotona je povećana, jer i frekvencija zračenja je povećana. Jednačina (23.27) može se dalje transformisati uvođenjem parametra  $p$ , i eksperimentalno utvrđenom činjenicom da je impuls fotona dat jednačinom  $p = E/c$ . Na osnovu toga jednačina (23.27) dobija konačni oblik

$$E^{(2)} = \frac{E^{(1)} + vp^{(1)}}{\sqrt{1 - (v/c)^2 - p}} \quad (23.28)$$

Ovo je jednačina koja važi za foton i u njoj figurišu energija i impuls fotona.

Pošto želim da odredim energiju elektrona u sistemu 2, ja ću izvršiti jedan formalni pristup u cilju dobijanja te jednačine, i korišću jednačinu (23.28). Jednačina važi za foton, ali ću pretpostaviti da jednačina važi i za elektron, mada ja za ovu pretpostavku nemam eksperimentalne dokaze. Jednačina na osnovu koje se određuje energija elektrona u sistemu 2 glasi

$$E^{(2)} = \frac{E^{(1)} + vp^{(1)}}{\sqrt{1 - (v/c)^2 - p}} \quad (23.29)$$

Veličine  $E^{(1)}$  i  $p^{(1)}$  određene su jednačinama (23.24) i (23.25).

Predhodno sprovedena procedura se može primeniti i za određivanje impulsa elektrona u sistemu 2. Frekvencija elektromagnetnog zračenja koju registruje posmatrač u sistemu 2 određena je jednačinom (23.26). Korišćenjem jednačine koja povezuje frekvenciju elektromagnetnog zračenja i impuls fotona

$$p = \frac{h\nu}{c}$$

jednačina (23.26) dobija oblik

$$p^{(2)} = p^{(1)} \left( 1 + \frac{v}{c} \right) \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}} \quad (23.30)$$

Jednačina (23.30) se dalje transformiše uvodjenjem parametra  $p$  i energije kvanta  $E = pc$

$$p^{(2)} = \frac{p^{(1)} + \frac{vE^{(1)}}{c^2}}{\sqrt{1 - (v/c)^2 - p}} \quad (23.31)$$

Jednačina (23.31) važi za foton i u njoj figurišu energija i impuls fotona. Kao i u predhodnom slučaju pretpostaviću da jednačina (23.31) važi i za elektron. Jednačina na osnovu koje se određuje impuls elektrona u sistemu 2 glasi

$$p^{(2)} = \frac{p^{(1)} + \frac{vE^{(1)}}{c^2}}{\sqrt{1 - (v/c)^2 - p}} \quad (23.32)$$

Veličine  $E^{(1)}$  i  $p^{(1)}$  određene su jednačinama (23.24) i (23.25).

Interesantno je istaći da se na osnovu jednačina (23.29) i (23.32) ne dobijaju imaginarne vrednosti za energiju i impuls elektrona. Ovo nije egzaktno izvodjenja jednačina za energiju i impuls, nego jedno razmatranje zasnovano na analogiji sa jednačinom za Doplerov efekat, i u tom smislu treba posmatrati jednačine (23.29) i (23.32).

## 24. Primena jednačina za transformaciju mehaničkih veličina sa stanovišta teorije etra

Sada ću primeniti pojedine rezultate predhodnog poglavlja na primer koji sam analizirao u poglavlju 7. U tom poglavlju bilo je reči o ekscitovanim jezgrima koja se emitovanjem gama zračenja vraćaju u osnovno stanje. Brzina gama kvanta za posmatrača u laboratoriji može imati vrednost veću od  $c$  (jednačina 7.12). Kao što sam istakao posmatrač iz sistema 1 meri brzinu, energiju i impuls gama kvanta koji je emitovan iz pokretnog jezgra. Prvenstveni cilj ovog poglavlja je da uspostavam odgovarajuće veze između tih veličina.

Za posmatrača koji se nalazi u sistemu jezgra brzina gama kvanta je jednaka  $c$ . Brzina gama kvanta za posmatrača u laboratoriji određuje se na osnovu jednačine (7.12)

$$v^{(1)} = v + c \quad (24.1)$$

, gde je  $v$  brzina jezgra u trenutku emitovanja gama kvanta. Gama kvant u sistemu 2 (sistemu jezgra) ima određeni impuls i energiju koje ću označiti sa  $p^{(2)}$  i  $E^{(2)}$ . Energija i impuls su povezane relacijom

$$E^{(2)} = p^{(2)}c \quad (24.2)$$

U poglavlju 7 uvedena je veličinu  $\delta$  na osnovu sledeće jednačine

$$\delta = \frac{v_n - c}{c}$$

Veličina  $\delta$  je uvedena za opisivanje pojava u OPERA eksperimentu. Korišćenjem veličine  $\delta$  brzina neutrina se može napisati na sledeći način

$$v_n = (1 + \delta)c$$



Analogno se može uvesti veličina  $\delta_\gamma$  za opisivanje pojava u eksperimentu sa jezgrima koja emituju gama zračenje

$$\delta_\gamma = \frac{v^{(1)} - c}{c} \quad (24.3)$$

$$v^{(1)} = (1 + \delta_\gamma)c \quad (24.4)$$

Kao što sam istakao prvenstveni cilj ovog poglavlja je da uspostavim odgovarajuće veze između brzine, energije i impulsa gama kvanta. Sa stanovišta moje teorije etra ja sam dao jednačine za Doplerov efekat, i primenio sam ih na određene fizičke pojave. Korišćenjem Plankove jednačine za energiju kvanta  $E = h\nu$  povezao sam energiju fotona za posmatrača iz dva inercijalna sistema za jedan konkretan slučaj (jednačina (23.27)).

U cilju povezivanja mehaničkih veličina između dva sistema ja sam za jedan konkretan slučaj generalizovao jednačinu (23.27), i dobio jednačinu koja važi ne samo za fotone. Ta jednačina glasi

$$E^{(2)} = \frac{E^{(1)} + vp^{(1)}}{\sqrt{1 - (v/c)^2 - p}} \quad (24.5)$$

Prilikom generalizacije koristio sam primer sa kondenzatorom predstavljenim na slici 54. Jednačina (24.5) se odnosi na taj slučaj. U sistemu 1 bio je ubrzavan elektron, a sistemi 1 i 2 kretali su se jedan ka drugom, i apsolutna brzina sistema 2 bila je veća od apsolutne brzine sistema 1. U zavisnosti od smerova kretanja sistema, i od toga u kom sistemu se nalazi elektron mogu se dobiti jednačine koje se razlikuju od jednačine (24.5).

Brzina elektrona u sistemu 1 je bila bliska brzini svetlosti. Elektron koji je bio ubrzan u sistemu 1 uleće u sistem 2, i kao posledica toga može se desiti da njegova brzina za posmatrača u sistemu 2 bude veća od  $c$ . Za posmatrača iz sistema 2 čestica sa masom (elektron) može imati brzinu veću od brzine svetlosti. Energija i impuls elektrona za posmatrača u sistemu 1 određene su jednačinama (23.24) i (23.25) respektivno. Energija elektrona za posmatrača iz sistema 2 određena je jednačinom (23.29), a impuls jednačinom (23.32). Ja sam u zaključku poglavlja 23 istakao, i ovde to opet napominjem, da jednačine (23.29) i (23.32) nisu egzaktno izvedene nego su dobijene po analogiji sa jednačinama za Doplerov efekat, i da ih u tom smislu treba posmatrati.

Kao što sam u poglavlju 7 istakao jezgru sam pridružio koordinatni sistem i na taj način dobio sam sistem reference 2. U odnosu na ovako uvedeni sistem, sistem koji je vezan za Zemlju postaje sistem 1. U koordinatnom početku sistema 1 nalazi se nepokretan izvor gama zračenja, a na udaljenosti  $L$  nalazi se detektor gama zračenja. Sistem 2 se u odnosu na sistem 1 kreće brzinom  $v$ , i to je brzina jezgra. Za posmatrača koji se nalazi u sistemu jezgra gama kvant ima brzinu  $c$ , neku energiju  $E^{(2)}$  i impuls  $p^{(2)}$ . Energija i impuls gama kvanta za posmatrača iz sistema 2 su povezani jednačinom (24.2)

$$E^{(2)} = p^{(2)}c$$

Pošto je gama zračenje elektromagnetno zračenje primenjujemo relaciju za Doplerov efekat. Za slučaj koji je razmatran u poglavlju 7 (slika 14) relacija za Doplerov efekat ima formu

$$\nu^{(1)} = \nu^{(2)} \left(1 + \frac{v}{c}\right) \frac{\sqrt{1 - ((u+v)/c)^2}}{\sqrt{1 - (u/c)^2}} \quad (24.6)$$

, gde je  $u$  apsolutna brzina Zemlje.

Relacija (24.6) se modifikuje u skladu sa Plankovim zakonom i umesto frekvence gama zračenja koristi se energija gama zračenja

$$E^{(1)} = E^{(2)} \left(1 + \frac{v}{c}\right) \frac{\sqrt{1 - ((u+v)/c)^2}}{\sqrt{1 - (u/c)^2}} \quad (24.7)$$

Ako uzmemo da brzina jezgra ima relativno malu vrednost onda jednačina (24.7) dobija aproksimativnu formu

$$E^{(1)} = E^{(2)} \frac{\left(1 + \frac{v}{c}\right)}{\sqrt{1 - (u/c)^2}} \left(1 - \frac{(u+v)^2}{2c^2}\right) \quad (24.8)$$

Jasno je da je ovo jednačina trećeg stepena, i može se napisati u obliku

$$E^{(1)} = Av^3 + Bv^2 + Dv + F \quad (24.9)$$

Koeficijenti A, B, D i F dobijaju se naposrednim računom.

U jednačinama (24.8) i (24.9) figuriše brzina jezgra. Na osnovu jednačine (24.1) brzina jezgra se može izraziti na način

$$v = v^{(1)} - c \quad (24.10)$$

Zamenom jednačine (24.10) u jednačinu (24.9) dobija se energija gama kvanta u funkciji brzine gama kvanta

$$E^{(1)} = \bar{A}(v^{(1)})^3 + \bar{B}(v^{(1)})^2 + \bar{D}v^{(1)} + \bar{F} \quad (24.11)$$

Koeficijenti koji figurišu u jednačini (24.11) takodje se dobijaju neposrednim računom.

Jednačine (24.9) i (24.11) su jednačine trećeg stepena. Ako ne zahtevamo visoku preciznost u eksperimentu jednačina (24.9) se može još pojednostaviti. To se postiže na način što se drugi član u zagradi u jednačini (24.8) zanemaruje i jednačina (24.8) dobija sledeći oblik

$$E^{(1)} = E^{(2)} \frac{\left(1 + \frac{v}{c}\right)}{\sqrt{1 - (u/c)^2}}$$

, odnosno

$$E^{(1)} = \frac{E^{(2)}}{c} \frac{(v+c)}{\sqrt{1 - (u/c)^2}}$$

Brzina gama kvanta za posmatrača u laboratoriji određuje se na osnovu jednačine (24.1)

$$v^{(1)} = v + c$$

Korišćenjem jednačine (24.1) jednačina na osnovu koje posmatrač u laboratoriji određuje energiju gama kvanta glasi

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

Ona se može napisati i u obliku

$$E^{(1)} = \alpha v^{(1)}$$

U slučaju ove aproksimativne relacije postoji linearna zavisnost izmedju brzine i energije gama kvanta, a konstanta  $\alpha$  je definisana jednačinom

$$\alpha = \frac{E^{(2)}}{c\sqrt{1 - (u/c)^2}}$$

Brzina gama kvanta i veličina  $\delta_\gamma$  povezane su jednačinom (24.4). Korišćenjem te jednačine, jednačina (24.11) za energiju gama kvanta se može izraziti i na sledeći način

$$E^{(1)} = \bar{A}\delta_\gamma^3 + \bar{B}\delta_\gamma^2 + \bar{D}\delta_\gamma + \bar{F} \quad (24.12)$$

U poglavlju 7 sam istakao da gama kvanti emitovani iz jezgra i nepokretnog izvora neće stići istovremeno u detektor. Ta vremenska razlika određuje se na osnovu jednačine (7.15). Vremenski interval  $\delta t$  se može povezati sa brzinom  $v^{(1)}$  tako da jednačina (7.15) dobija formu

$$\delta t = \frac{L}{c} - \frac{L}{v^{(1)}} \quad (24.13)$$

Odredimo koliki impuls gama kvanta detektuje posmatrač u sistemu 1. Korišćenjem jednačine (24.6) i relacije  $p = h/\lambda$  dobijam jednačinu

$$p^{(1)} = p^{(2)} \left(1 + \frac{v}{c}\right) \frac{\sqrt{1 - ((u+v)/c)^2}}{\sqrt{1 - (u/c)^2}} \quad (24.14)$$

Kao što sam istakao energija i impuls za posmatrača iz sistema 2 su povezani jednačinom

$$E^{(2)} = p^{(2)}c$$

Na osnovu jednačina (24.7) i (24.14) dobija se jednačina

$$E^{(1)} = p^{(1)}c \quad (24.15)$$

Treba istaći da pri dobijanju jednačine (24.15) nisu korišćene nikakve aproksimacije.

## 25. Analiza elektrodinamike

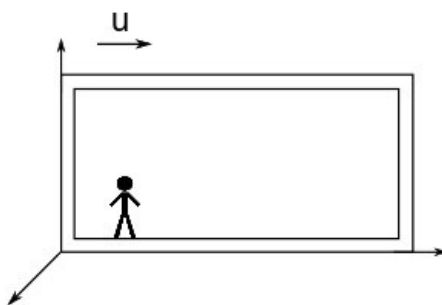
Teoreme i rezultati Maksvelove elektrodinamike pre nastanka specijalne teorije relativnosti bili su prezentovani u trodimenzionalnoj formulaciji, odnosno vektori  $\vec{E}$  i  $\vec{B}$  koji opisuju elektromagnetno polje u toj trodimenzionalnoj formulaciji imaju po tri komponente. Maksvelove jednačine za elektromagnetno polje u vakuumu u trodimenzionalnoj formulaciji imaju formu

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{E} &= \frac{\rho}{\epsilon_0} \\ \operatorname{div} \vec{B} &= 0 \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \vec{B} &= \mu_0 \left( \vec{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \end{aligned}$$

Razvoj teorije relativnosti uticao je i na elektrodinamiku, i na njenu formulaciju. Formalizam i zaključci specijalne teorije relativnosti počeli su postepeno da se primenjuju i na Maksvelovu elektrodinamiku, i to je dovelo do nastanka četvorodimenzionalne formulacije elektrodinamike. U takvoj četvorodimenzionalnoj formulaciji elektrodinamike koristi se tenzorski račun i prostor Minkovskog. Uvedeni su određeni kvadrivektori i kvadritenzori, i koriste se specijalni matematički postupci za analizu elektromagnetnog polja.

Moram odmah da napomenem da elektrodinamika kao jedna veoma kompleksna oblast fizike zahteva opširnu i studioznu analizu. Ja se neću detaljno baviti ovom kompleksnom oblašću, već ću izložiti samo neke osnovne rezultate. U ovom poglavlju baviću se pre svega pitanjem transformacije elektrodinamičkih veličina pri prelazu iz jednog inercijalnog sistema u drugi sa stanovišta teorije etra. U predhodnom poglavlju bilo je reči o transformaciji mehaničkih veličina. Da bi što kompletnije izvršio analizu transformacije mehaničkih veličina uveo sam tri primera sa inercijalnim sistemima koji su prikazani na slikama 53, 54 i 55. Slične primere koristiću i prilikom analize elektrodinamike sa stanovišta teorije etra. Kao što sam istakao postojala je određena razlika u tim primerima. Kod fizičke situacije prikazane na slici 53 imali smo da se čestice kreću samo u okviru jednog inercijalnog sistema, odnosno čestice se kreću u jednoj izolovanoj laboratoriji. Kod fizičke situacije prikazane na slici 54 postojala je mogućnost da čestice koje su van inercijalnog sistema (laboratorije) mogu dospeti u tu laboratoriju.

Sada ću razmotriti fizičku situaciju prikazanu na slici 56. Posmatrač se nalazi u inercijalnom sistemu. Posmatrač u jednom takvom inercijalnom sistemu, izolovanoj laboratoriji, vrši neke mehaničke i elektrodinamičke eksperimente.



Slika 56

Pošto je laboratorija izolovana od spoljašnjih uticaja u laboratoriju ne dolaze čestice iz spoljašnje sredine. Sa stanovišta teorije etra u ovom slučaju važe jednačine (23.19), (23.20) i (23.21). Veoma bitna posledica je da za posmatrača u toj laboratoriji čestice sa masom ne mogu dostići brzinu  $c$ .

Posmatrač ne vrši samo mehaničke eksperimente, nego vrši i elektrodinamičke eksperimente. Sa stanovišta teorije etra za posmatrača u tom inercijalnom sistemu važe Maksvelove jednačine za elektromagnetno polje u vakuumu, odnosno odgovarajuće jednačine za supstancijalnu sredinu. Ako posmatrač iz tog sistem zna gustine struja i gustine naelektrisanja on korišćenjem Maksvelovih jednačina određuje elektromagnetno polje, odnosno određuje vektore  $\vec{E}$  i  $\vec{B}$ . Maksvelova teorija je deterministička, i pruža mogućnost određivanja evolucije elektromagnetnog polja. Na osnovu Maksvelove teorije može se odrediti elektromagnetno polje u budućim trenucima vremena (u budućnosti), ali se može odrediti i elektromagnetno polje u prošlim trenucima vremena (u prošlosti). Posmatrač u tom sistemu proizvodi, ali i matematički opisuje elektromagnetne talase. Za posmatrača iz tog sistema brzina elektromagnetnog talasa u vakuumu ima vrednost  $c$ .

Ako posmatrač iz nekog drugog inercijalnog sistema posmatra elektrodinamičke eksperimente koji su vršeni u toj izolovanoj laboratoriji celokupna diskusija postaje složenija. Predpostavimo da je posmatrač u toj izolovanoj laboratoriji odredio vektore  $\vec{E}$  i  $\vec{B}$ , odnosno odredio je elektromagnetno polje. Posmatrač iz te laboratorije odredio je i druge fizičke veličine koje karakterišu elektromagnetno polje. Uvodjenjem rezultata teorije etra u elektrodinamiku dovodi do mnogih pitanja, a neka od tih pitanja su sledeća:

- Koje vrednosti imaju fizičke veličine iz izolovane laboratorije za posmatrača iz nekog drugog inercijalnog sistema?

- Ako se elektrodinamika tumači sa stanovišta teorije etra, da li će doći do modifikacije osnovnih zaključaka i teorema Maksvelove elektrodinamike?

- Ako je elektromagnetni talas opisan odgovarajućom jednačinom u izolovanoj laboratoriji, kako glasi jednačina tog talasa za posmatrača iz nekog drugog inercijalnog sistema?

Ovo su samo neka osnovna pitanja koja se prirodno javljaju. Kao što sam istakao detaljna analiza elektrodinamike je veoma kompleksan zadatak, koja postaje još kompleksniji uvođenjem rezultata koji proističu iz teorije etra.

Da bi odgovorili na pojedina pitanja podsetimo se kako se pojedine stvari tumače sa stanovišta specijalne teorije relativnosti. Istaknimo najpre da Maksvelove jednačine ne menjaju matematički oblik u odnosu na Lorencove transformacije. Ovu kovarijantnost prvi je pokazao Poenkare, i o tome je bilo reči u poglavlju 22.

Kada se elektrodinamika razmatra sa stanovišta specijalne teorije relativnosti uvode se nekoliko kvadrivektora (kvadritenzora) koji su izuzetno značajni za jednu takvu formulaciju elektrodinamike. Ti kvadrivektori su sledeći:

- Kvadrivektor potencijala

$$A^i = (\varphi/c, -\vec{A})$$

, veličina  $\varphi$  je skalarni potencijal, a  $\vec{A}$  je vektorski potencijal.

- Kvadrivektor gustine struje

$$j^i = (c\rho, \vec{j})$$

, veličina  $\rho$  je gustina naelektrisanja, a  $\vec{j}$  je gustina struje. Kao što sam istakao ove kvadrivektore prvi je uveo Poenkare i pokazao zakon transformacije tih veličina.

Uzeću da u sistemu  $\bar{S}$  postoji elektromagnetno polje, i posmatraču iz tog sistema je poznata jačina električnog polja (vektor  $\vec{E}$ ) i magnetna indukcija (vektor  $\vec{B}$ ). Relativnu brzinu sistema  $S$  i  $\bar{S}$  označiću sa  $v$ . Posmatrač iz sistema  $S$  želi da sazna kolika je jačina električnog polja i magnetna indukcija sa njegovog stanovišta. Jedan od načina određivanja tih veličina je korišćenje tenzora elektromagnetnog polja, i na osnovu takvog pristupa dobijaju se sledeći rezultati

$$E_x = \bar{E}_x \quad B_x = \bar{B}_x \quad (25.1 - 25.2)$$

$$E_y = \frac{\bar{E}_y + v\bar{B}_z}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad B_y = \frac{\bar{B}_y - (v/c^2)\bar{E}_z}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (25.3 - 25.4)$$

$$E_z = \frac{\bar{E}_z - v\bar{B}_y}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad B_z = \frac{\bar{B}_z + (v/c^2)\bar{E}_y}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (25.5 - 25.6)$$

Kvadrivektori se u elektrodinamici transformišu kao kvadrivektor položaja. Kvadrivektori  $A^i = (A^0, A^1, A^2, A^3)$  imaju sledeći zakon transformacije

$$A^0 = \frac{\bar{A}^0 + (v/c)\bar{A}^1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad A^2 = \bar{A}^2$$

$$A^1 = \frac{\bar{A}^1 + (v/c)\bar{A}^0}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad A^3 = \bar{A}^3$$

Za ovakvu formulaciju elektrodinamike može se reći da je matematički elegantna. Korišćenjem kvadrivektora uočavaju se neke relacije između fizičkih veličina, koje nisu odmah očigledne u 3-dimenzionalnoj formulaciji. Međutim moje mišljenje je da ovakva jedna formulacija ima slabosti. O problemu transformacije kvadrivektora (kvadritenzora) govorio sam u poglavlju 3. Tada sam konstatovao, a to ovde ponovo iznosim, da kada se posmatra zakon transformacije kvadrivektora (jednačine (3.5-8)) postoji proizvoljnost u odabiru sistema  $S$  (odnosno sistema  $\bar{S}$ ). U većini slučajeva ne postoji kriterijum na osnovu kojeg neki sistem proglašavamo sistemom  $S$  odnosno sistemom  $\bar{S}$ . Taj odabir sistema se u većini slučajeva vrši sasvim proizvoljno. Ta proizvoljnost je uzrokovana činjenicom da su sistemi sa stanovišta STR u potpunosti ekvivalentni. Postoje fizičke situacije kao što je razmatranje dilatacije vremena, kada se ta proizvoljnost u izboru sistema privremeno gubi.

Ne može se tvrditi da su sve relacije za transformaciju elektrodinamičkih veličina u potpunosti eksperimentalno proverene. Kao ilustraciju tog tvrdjenja uzmimo jedan primer. Neka u sistemu  $\bar{S}$  kvadrivektor gustine struje ima komponente  $\vec{j}^i = (c\bar{\rho}, \vec{\bar{j}})$ . Ako posmatrač iz sistema  $S$  želi da eksperimentalno proveri zakon transformacije kvadrivektora gustine struje, morali bi da postoje sistemi koji se kreću relativističkim brzinama, a posmatrač u sistemu  $\bar{S}$  bi morao da meri gustinu struje  $\vec{\bar{j}}$  i gustinu naelektrisanja  $\bar{\rho}$ , dok bi posmatrač u sistemu  $S$  morao da meri gustine struje  $\vec{j}$ . Tako izmerena gustine struje bi morala da se upoređi sa vrednošću koja se dobija na osnovu transformacije kvadrivektora. Iz izloženog se vidi da realizacija jednog takvog eksperimenta bi predstavljala veliki problem. Slični problemi bi se javili i u drugim slučajevima eksperimentalnog potvrđivanja validnosti transformacija kvadrivektora i kvadritenzora pri prelazu iz jednog inercijalnog sistema u drugi.

Kada se razmatra elektrodinamika sa stanovišta specijalne teorije relativnosti možemo konstatovati da je to kovarijantno formulisana teorija. Princip kovarijantnog formulisanja teorija je široko rasprostranjen u modernoj nauci. Veoma bitnu ulogu princip kovarijantnosti ima u opštoj teoriji

relativnosti, o čemu će biti reči u poglavlju 27. Ja ću se ovde prvenstveno zadržati na pitanjima vezanim za elektrodinamiku.

Neka je u inercijalnom sistemu  $S$  neki fizički zakon iz oblasti elektrodinamike napisan u obliku jednakosti dva kvadrivektora

$$A^i = B^i \quad (25.7)$$

Koordinate događaja između sistema  $S$  i  $\bar{S}$  povezane su Lorencovim transformacijama. Ako izvršimo transformaciju kvadrivektora u skladu sa rezultatima tenzorskog računa, i u skladu sa Lorencovim transformacijama dobijamo da za posmatrača u sistemu  $\bar{S}$  fizički zakon ima isti matematički oblik

$$\bar{A}^i = \bar{B}^i \quad (25.8)$$

Za ovakav zakon se kaže da je kovarijantno formulisan.

Sledeći primer koji ću diskutovati je kovarijantnost Maksvelovih jednačina. O tome je već bilo reči, ali ću sada upotpuniti tu diskusiju. U sistemu  $S$  su zadate Maksvelove jednačine. U tom sistemu fizičke koordinate koje se koriste su  $x, y, z$  i  $t$ . Taj skup koordinata se može transformisati u neke druge koordinate  $x', y', z'$  i  $t'$  korišćenjem odgovarajućih matematičkih funkcija.

U najopštijem slučaju te formule za transformaciju glase

$$\begin{aligned} x &= f(x', y', z', t') \\ y &= g(x', y', z', t') \\ z &= h(x', y', z', t') \\ t &= l(x', y', z', t') \end{aligned} \quad (25.9)$$

Postoji veoma veliki broj načina na koji se mogu izvršiti te transformacije. Sa matematičke tačke gledišta moraju biti ispunjeni određeni uslovi u vezi transformacije koordinata, ali pošto razmatramo elektrodinamiku sa stanovišta specijalne teorije relativnosti transformacije koordinata koje se koriste su Lorencove transformacije. Korišćenjem jednačina (25.9) početni sistem Maksvelovih jednačina neće više biti u funkciji veličina  $x, y, z$  i  $t$  nego u funkciji veličina  $x', y', z'$  i  $t'$ . Nakon određenih matematičkih postupaka pokazuje se da početne Maksvelove jednačine zadržavaju istu matematičku formu, ali sada u tim jednačinama ne figurišu veličine  $x, y, z$  i  $t$  nego veličine  $x', y', z'$  i  $t'$ . Ovakvim matematičkim postupkom može se pokazati invarijantnost Maksvelovih jednačina u odnosu na Lorencove transformacije.

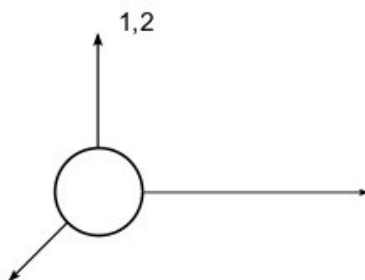
Može se razmatrati invarijantnost Maksvelovih jednačina u odnosu na Galilejeve transformacije. Jednostavno se pokazuje da Maksvelove jednačine nisu invarijantne u odnosu na Galilejeve transformacije. U pojedinim radovima se razmatra elektrodinamika sa aspekta Galilejevih transformacija. Pokazuje se da takav pristup elektrodinamici omogućuje objašnjenje pojedinih fizičkih fenomena.

Detaljnija diskusija principa kovarijantnosti biće data u poglavlju posvećenom opštoj teoriji relativnosti, ali ovde ću samo napomenuti da taj princip nije prihvatljiv sa stanovišta teorije etra. Princip kovarijantnosti ne predstavlja fundamentalni zakon prirode. Sada ću ukratko obrazložiti ovo moje tvrdjenje. Krenimo najpre od Galilejevog principa relativnosti kretanja po kome u inercijalnim sistemima referencije mehaničke pojave se dešavaju na isti način, odnosno zakoni mehanike imaju isti matematički oblik. Galilejev princip relativnosti kretanja kasnije je proširen od strane Poenkarea i Ajnštajna na sve fizičke pojave. U diskusiji trećeg postulata teorije etra ja sam naznačio da se fizičke pojave u inercijalnim sistemima referencije dešavaju na isti način, odnosno matematički zakoni tih fizičkih pojava imaju isti oblik u svim inercijalnim sistemima referencije. Takođe sam istakao da sistem koji apsolutno miruje je inercijalan sistem referencije, i on je ekvivalentan sa inercijalnim sistemima koji se apsolutno kreću. Ja ne zahtevam da matematički zakoni ostani isti u inercijalnim sistemima pri proizvoljnim transformacijama koordinata.

Sa stanovišta teorije etra važi i sledeća konstatacija. Za posmatrača u nekom inercijalnom sistemu važe Maksvelove jednačine, na osnovu kojih on opisuje elektrodinamičke pojave, ali i za posmatrača iz nekog drugog inercijalnog sistema važe Maksvelove jednačine koje on takodje koristi za opisivanje elektrodinamičkih pojava u svom sistemu.

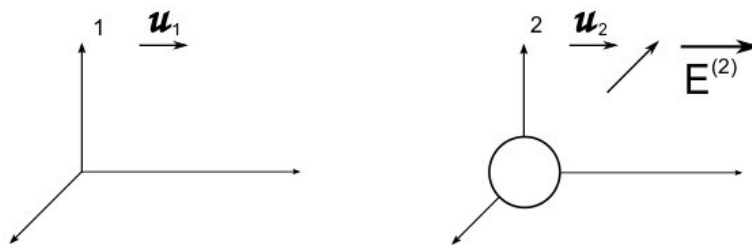
Sada ću diskutovati sa stanovišta moje teorije etra određena pitanja iz oblasti elektrodinamike. Već sam istakao da je elektrodinamika jedna veoma kompleksna oblast fizike koja zahteva opširnu i studioznu analizu. U daljem radu ja ću se baviti nekim osnovnim pitanjima iz oblasti elektrodinamike, a jedno od njih je transformacija elektrodinamičkih veličina pri prelazu iz jednog inercijalnog sistema u drugi sa stanovišta teorije etra.

Uzeću veoma jednostavan slučaj. U koordinatnom početku sistema 2 nalazi se metalna kugla poluprečnika  $R$ . Sistemi 1 i 2 se kreću u istom pravcu i smeru. Uzeću da je apsolutna brzina sistema 2 veća od apsolutne brzine sistema 1. Pošto će se problem razmatrati i sa stanovišta specijalne teorije relativnosti, i sa stanovišta teorije etra sistem 2 se može označiti kao sistem  $\bar{S}$ , a sistem 1 kao sistem  $S$ . Relativnu brzinu sistema sa stanovišta teorije etra označiću sa  $v$ , a relativnu brzinu sistema sa stanovišta specijalne teorije relativnosti označiću sa  $v_r$ . Količina naelektrisanja koja se nalazi na površini kugle je  $Q$ . U početnom trenutku koordinatni počeci sistema 1 i 2 se poklapaju, i aktiviraju se časovnici u sistemima 1 i 2 (slika 57).



Slika 57

Posle nekog vremenskog intervala postoji neko rastojanje izmedju koordinatnih početaka sistema 1 i 2, jer relativna brzina izmedju tih sistema različita je od nule (slika 58)



Slika 58

Naelektrisanje u prostoru oko kugle stvara električno polje. Jačina električnog polja u sistemu 2 se jednostavno određuje na osnovu Gausovog zakona tj. na osnovu Maksvelove jednačine

$$\text{div} \vec{E}^{(2)} = \frac{\rho^{(2)}}{\epsilon_0}$$

Jačina električnog polja se pomoću radijus vektora  $\vec{r}^{(2)}$  izražava na sledeći način

$$\vec{E} = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{r}^{(2)}}{(r^{(2)})^3} \quad (25.10)$$

Ovakav rezultat se dobija i sa stanovišta specijalne teorije relativnosti, i sa stanovišta teorije etra. Posmatrač u sistemu 2 želi da odredi električno polje najpre sa stanovišta specijalne teorije relativnosti. Da bi to uradio dovoljno je da koristi samo jednu Maksvelovu jednačinu. Medjutim u

sistemu 2 može se desiti neka složenija elektrodinamička pojava koja će zahtevati korišćenje celokupnog sistema Maksvelovih jednačina. Obzirom da sa stanovišta specijalne teorije relativnosti u inercijalnim sistemima važe Maksvelove jednačine, posmatrač iz sistema 2 će ih iskoristiti i rešiti elektrodinamički problem.

Kao što sam u predhodnom tekstu istakao i sa stanovišta teorije etra u inercijalnim sistemima reference važe Maksvelove jednačine, i kao posledica toga posmatrač iz sistema 2 dobija identičan rezultat za jačinu električnog polja.

Ako posmatrač iz sistema 1 (sistema  $S$ ) želi da odredi kolika je za njega jačina električnog polja koje stvara kugla naelektrisanja  $Q$  primenom metoda specijalne teorije relativnosti dobiće rezultat koji se razlikuje od rezultata koji je dobijen primenom metoda teorije etra.

Prvo ću primeniti metode specijalne teorije relativnosti u cilju određivanja jačine električnog polja sa stanovišta posmatrača iz sistema  $S$ . Kao što sam već istakao sistem 1 se može označiti i kao sistem  $S$ , a sistem 2 kao sistem  $\bar{S}$ . Ovakvo označavanje sistema sam uveo iz razloga jer se elektrodinamičke pojave razmatraju i sa stanovišta specijalne teorije relativnosti, i sa stanovišta teorije etra. Kada se problem razmatra sa stanovišta STR koriste se oznake  $S$  i  $\bar{S}$  za sisteme, a kada se problem razmatra sa stanovišta teorije etra koriste se oznake 1 i 2.

Posmatrač iz sistema  $S$  može određivati polje koje stvara kugla naelektrisanja  $Q$  kada se sistemi  $S$  i  $\bar{S}$  poklapaju. Poklapanje sistema se desilo u početnom trenutku, a fizička situacija je prikazana na slici 57. Posmatrač iz sistema  $S$  može određivati polje kada se sistemi nalaze na nekom rastojanju. Ta fizička situacija je prikazana na slici 58. Pošto je fizička situacija prikazana na slici 58 generalnija od situacije prikazane na slici 57, jer uključuje i vremensku zavisnost, ja ću razmatrati fizičku situaciju prikazanu na slici 58.

U sistemu  $\bar{S}$  postoji samo električno polje, a njegove komponente se određuju na osnovu jednačine (25.10). Komponente električnog i magnetnog polja za posmatrača u sistemu  $S$  određuju se saglasno jednačinama (25.1–6). Ja ću najpre u eksplicitnom obliku napisati jednačinu za  $x$  komponentu jačine električnog polja

$$E_x = \bar{E}_x$$

, odnosno

$$E_x = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\bar{x}}{(\bar{x}^2 + \bar{y}^2 + \bar{z}^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (25.11)$$

Za  $y$  komponentu jačine električnog polja možemo napisati sledeću jednačinu

$$E_y = \frac{\bar{E}_y}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_r}{c}\right)^2}}$$

, odnosno

$$E_y = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\bar{y}}{(\bar{x}^2 + \bar{y}^2 + \bar{z}^2)^{\frac{3}{2}} \sqrt{1 - (v_r/c)^2}} \quad (25.12)$$

Primenom Lorencovih transformacija jednačina (25.11) dobija oblik

$$E_x = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \frac{(x - v_r t)}{\left[ \frac{(x - v_r t)^2}{(1 - (v_r/c)^2)} + y^2 + z^2 \right]^{\frac{3}{2}} \sqrt{1 - (v_r/c)^2}} \quad (25.13)$$

Sada ću ovaj primer razmatrati sa stanovišta teorije etra. Metalna kugla u sistemu 2 miruje, i u tom sistemu generiše elektrostatičko polje. Potrebno je odrediti jačinu električnog polja za posmatrača iz sistema 1 sa stanovišta teorije etra. U cilju rešavanja tog problema ja predlažem sledeći pristup. Posmatrač iz sistema 1 može primeniti Maksvelove jednačine na fizičku pojavu koja se dešava u sistemu 2. Za njega se fizička pojava ne dešava na isti način kao za posmatrača iz sistema 2. Sa stanovišta posmatrača iz sistema 1 metalna kugla se kreće određenom brzinom, koja je jednaka relativnoj brzini sistema 1 i 2, dok za posmatrača iz sistema 2 metalna kugla miruje. Posmatraču u



sistemu 2 bilo je potrebno samo da analizira električno polje metalne kugle, jer magnetno polje je jednako nuli. Medjutim posmatrač iz sistema 1 mora pored električnog polja kugle analizirati i magnetno polje.

Ako pretpostavimo da za posmatrača iz sistema 1 važe Maksvelove jednačine onda će on njihovom primenom dobiti da je jačina električnog polja kugle određena relacijom

$$\vec{E}^{(1)} = \frac{Q^{(1)}}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{r}^{(1)}}{(r^{(1)})^3} \quad (25.14)$$

Komponenta  $E_x^{(1)}$  glasi

$$E_x^{(1)} = \frac{Q^{(1)}}{4\pi\epsilon_0} \frac{x^{(1)}}{[(x^{(1)})^2 + (y^{(1)})^2 + (z^{(1)})^2]^{\frac{3}{2}}} \quad (25.15)$$

Rastojanje izmedju koordinatnih početaka dobija se na osnovu jednačine

$$x^{(1)} = vt^{(1)} \quad (25.16)$$

Jednačina (25.14) dobijena je korišćenjem Maksvelove jednačine  $div\vec{E}^{(1)} = \rho^{(1)}/\epsilon_0$  i pretpostavke da je količina naelektrisanja invarijantna veličina. Ako posmatrač u sistemu 2 utvrdi da je kugla naelektrisana količinom naelektrisanja  $Q^{(2)}$ , onda će i posmatrač u sistemu 1 tvrditi da je kugla naelektrisana istom količinom naelektrisanja tj.

$$Q^{(1)} = Q^{(2)}$$

Posmatrač iz sistema 1 može korišćenjem Maksvelovih jednačina odrediti magnetno polje koje nastaje usled kretanja kugle. Jednačina (25.15) koja je dobijena na osnovu teorije etra ne poklapa se sa jednačinom (25.13) dobijenom na osnovu specijalne teorije relativnosti.

Ovde je razmatran veoma jednostavan slučaj. U sistemu 2 mirovala je kugla. Medjutim mogući su daleko složeniji slučajevi elektrodinamičkih pojava u sistemu 2. Da bi posmatrač iz sistema 1 odredio elektrodinamičke veličine iz sistema 2 on ponekad mora znati vrednosti kinematičkih veličina iz sistema 2, a zatim primenjuje Maksvelove jednačine. Kao ilustraciju ovog tvrdjenja uzmimo situaciju da se u sistemu 2 kreću  $N$  naelektrisanih čestica (tela). Radijus vektor i brzinu neke  $i$ -te čestice u sistemu 2 označicu sa  $\vec{r}_i^{(2)}$  i  $\vec{v}_i^{(2)}$ . Za posmatrača u sistemu 1 položaj i brzina  $i$ -te čestice je opisana vektorima  $\vec{r}_i^{(1)}$  i  $\vec{v}_i^{(1)}$ . Ako smo u mogućnosti da odredimo veličine  $\vec{r}_i^{(1)}$  i  $\vec{v}_i^{(1)}$  možemo formalno smatrati da se  $N$  čestica kreću u sistemu 1. Nakon transformacija mehaničkih veličina i formalnog stanovišta da se čestice (tela) kreću u sistemu 1, primenjujemo Maksvelove jednačine i analiziramo elektromagnetno polje.

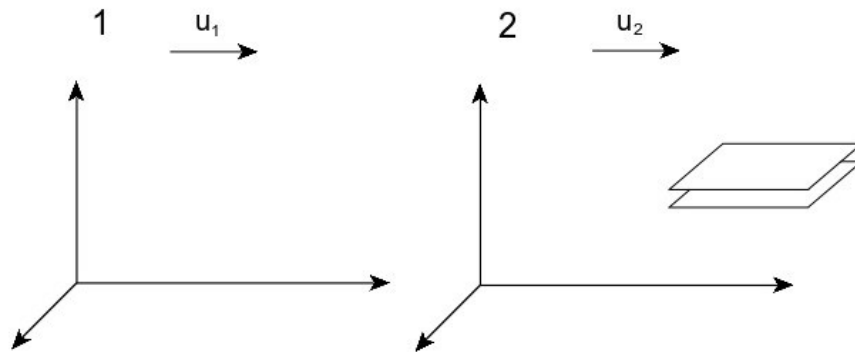
Ja sam prezentovao najopštiji postupak rešavanja elektrodinamičkih problema sa stanovišta posmatrača u sistemu 1. Centralna ideja ovog postupka je da posmatrač iz sistema 1 kada analizira elektrodinamičku pojavu koja se odigrava u sistemu 2 primenjuje Maksvelove jednačine. Kao što je već više puta rečeno, i posmatrač iz sistema 2 primenjuje Maksvelove jednačine u cilju analize elektromagnetnog polja. Ovakav pristup teorije etra se razlikuje od pristupa iz specijalne teorije relativnosti.

Pristup specijalne teorije relativnosti se zasniva na sledećem. U sistemu 2 se dešava neka elektromagnetna pojava. Posmatrač iz sistema 2 najpre na osnovu Maksvelovih jednačina opiše elektromagnetno polje, odnosno odredi odgovarajuće fizičke veličine. Ako posmatrač iz sistema 1 želi da odredi vrednosti tih fizičkih veličina, on će koristiti odgovarajuće transformacije za kvadrivektore i kvadritenzore. Pristup specijalne teorije relativnosti totalno se razlikuje od pristupa teorije etra. U pristupu specijalne teorije relativnosti postoje generalne jednačine za transformaciju fizičkih veličina (jednačine 25.1-6).

U teoriji etra takvih generalnih jednačina nema. Za svaki konkretan slučaj moramo da nadjemo jednačine koje će povezati jačinu električnog i magnetnog polja koju je odredio posmatrač u sistemu 2, sa jačinom električnog i magnetnog polja koju je odredio posmatrač iz sistema 1.

Analizirajuću još jedan primer. Neka se u sistemu  $\bar{S}$  (sistemu 2) nalazi kondenzator. Ovaj kondenzator bio je priključen na izvor jednosmernog napona. Zbog korišćenja električnog izvora

pločice kondenzatora naelektrisane su odgovarajućim količinama naelektrisanja suprotnog znaka. Jedna pločica kondenzatora naelektrisana je količinom naelektrisanja  $+Q$ , a druga količinom naelektrisanja  $-Q$ . Kao posledica naelektrisanja pločica kondenzatora stvoreno je homogeno električno polje. Električno polje van kondenzatora jednako je nuli. Fizička situacija prikazana je na slici 59.



Slika 59

Analiziraću ovaj primer najpre sa stanovišta specijalne teorije relativnosti. Sa stanovišta posmatrača u sistemu  $\bar{S}$  površinska gustina naelektrisanja određena je jednačinom

$$\bar{\sigma} = \frac{\bar{Q}}{\bar{S}} \quad (25.17)$$

Veličina  $\bar{Q}$  je naelektrisanje jedne pločice, a  $\bar{S}$  je površina pločice. Primenom Gausove teoreme može se pokazati da se jačina električnog polja između pločica kondenzatora određuje na osnovu jednačine

$$\bar{E} = \frac{\bar{\sigma}}{\epsilon_0} \quad (25.18)$$

Može se postaviti pitanje kolika je jačina električnog polja sa stanovišta posmatrača u sistemu  $S$  (u sistemu 1)? Za posmatrača iz sistema  $S$  pločica kondenzatora je naelektrisana količinom naelektrisanja  $Q = \bar{Q}$ , ali površina pločice je smanjena za faktor  $\sqrt{1 - (v/c)^2}$  usled kontrakcije jedne ivice pločice kondenzatora. Zbog efekta kontrakcije dužine, posmatrač u sistemu  $S$  će tvrditi da se površinska gustina naelektrisanja na pločici kondenzatora određuje na osnovu jednačine

$$\sigma = \frac{\bar{\sigma}}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (25.19)$$

Za posmatrača u sistemu  $S$  jačina električnog polja između pločica kondenzatora ima vrednost

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{\bar{\sigma}}{\epsilon_0 \sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (25.20)$$

Na osnovu jednačina (25.18) i (25.20) možemo povezati jačine električnih polja

$$E = \frac{\bar{E}}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (25.21)$$

Ova jednačina se mogla dobiti direktno primenom jednačina za transformaciju komponenta električnog polja, konkretno jednačine (25.3).

Razmotrimo ovaj primer sa stanovišta teorije etra. Za posmatrača u sistemu 2 neelektrisanje pločice je  $Q^{(2)}$ , površina pločice je  $S^{(2)}$ . Površinska gustina naelektrisanja određuje se na osnovu definicije te veličine

$$\sigma^{(2)} = \frac{Q^{(2)}}{S^{(2)}} \quad (25.22)$$

, a jačina električnog polja između pločica kondenzatora određuje se primenom Gausove teoreme

$$E^{(2)} = \frac{\sigma^{(2)}}{\varepsilon_0} \quad (25.23)$$

Da bi posmatrač iz sistema 1 odredio jačinu električnog polja između pločica kondenzatora on najpre primenjuje Maksvelovu jednačinu

$$\operatorname{div} \vec{E}^{(1)} = \frac{\rho^{(1)}}{\varepsilon_0} \quad (25.24)$$

na pozitivnu naelektrisanu pločicu kondenzatora. Primenom Maksvelove jednačine posmatrač iz sistema 1 zaključuje da pozitivna pločica stvara električno polje jačine

$$E_1^{(1)} = \frac{\sigma^{(1)}}{2\varepsilon_0}$$

Primenom Maksvelove jednačine na negativno naelektrisanu pločicu posmatrač iz sistema 1 nalazi da ona stvara električno polje jačine

$$E_2^{(1)} = \frac{\sigma^{(1)}}{2\varepsilon_0}$$

Ukupno električno polje  $E^{(1)}$  dobija se kao zbir polja  $E_1^{(1)}$  i  $E_2^{(1)}$

$$E^{(1)} = \frac{\sigma^{(1)}}{\varepsilon_0} \quad (25.25)$$

Porebno je još povezati veličine  $E^{(1)}$  i  $E^{(2)}$ . Deobom jednačina (25.25) i (25.23) i korišćenjem definicije za površinsku gustinu naelektrisanja dobijamo jednačinu

$$\frac{E^{(1)}}{E^{(2)}} = \frac{\sigma^{(1)}}{\sigma^{(2)}} = \frac{S^{(2)}}{S^{(1)}} \quad (25.26)$$

Veličine  $S^{(1)}$  i  $S^{(2)}$  povezane su jednačinom (23.6). Korišćenjem jednačina (25.26) i (23.6) dobijam rezultat

$$E^{(1)} = \frac{E^{(2)}}{b^2} \quad (25.27)$$

, koji se razlikuje od rezultata specijalne teorije relativnosti.

Ovim primerom ja bih završio elementarnu analizu elektrodinamike. Kao što sam istakao elektrodinamika je kompleksna oblast i zahteva ozbiljnu analizu. Ja sam ovde razmatrao samo neke elementarne primere, i izveo sam osnovne zaključke. Potrebna je dalja analiza elektrodinamike. Ta buduća analiza možda će korigovati, ili čak revidirati zaključke koje sam prezentovao u ovom poglavlju.

## 26. Prostor i vreme sa stanovišta Njutnove mehanike

Sada ću analizirati pojedine rezultate Njutnove mehanike. Baviću se pre svega pitanjem prostora, vremena i inercijalnih sila. U svom diplomskom radu [8] prezentovao sam detaljniju analizu Njutnove mehanike. Pozivanje na Njutnovu mehaniku potrebno mi je da bi upotpunio izlaganje teorije etra. Pojedini zaključci Njutnove mehanike mogu se vrlo lako inkorporirati u teoriju etra, a izvesni zaključci čak i ne zahtevaju nikakvu modifikaciju, i direktno se primenjuju u teoriji etra. Njutn je u svojim analizama koristi etar. Etarski medijum je postulao u svom delu *Opticks* iz 1704. godine. Njutnu je etar pre svega bio potreban u cilju objašnjenja optičkih fenomena, kao što su prelamanje svetlosti, totalna refleksija i difrakcija svetlosti.

Najznačajnijom knjigom fizike možemo smatrati Njutново delo "Matematički principi filozofije prirode" (koju ćemo shodno običaju nazivati "Principi"). Ova knjiga predstavlja Njutново kapitalno delo. Preko četiri decenije Njutn je radio na doterivanju svog dela.

Njutnova mehanika je odigrala neobičnu važnu ulogu ne samo u razvoju fizike, već takodje i u razvoju matematike i filozofije. Primenom tih teorijskih principa u praksi dovelo je do neverovatnog razvoja tehnike, što nam je olakšalo svakodnevni život. Njutnova mehanika za oko trista godina postojanja razvila se u skladnu i matematički rigoroznu disciplinu. Njutnova mehanika je postala prototip po kome su se gradile i ostale fizičke teorije.

Pri razmatranju Njutnovih "Principa" mogući su razni pristupi. Ja ću se ovde prvenstveno zadržati na predgovoru "Principa" jer su tu definisani pojmovi bitni za moje razmatranje. O aksiomatici u Njutnovim "Principima" postoje pojedini radovi. Neki autori stavljaju primedbe na njegovu aksiomatiku i postavljaju pitanje osnovnog sistema aksioma. Pojedini autori čak formulišu sistem aksioma koji je po njihovom mišljenju "pravi" sistem aksioma mehanike.

Njutnov predgovor prvom izdanju "Principa" sadrži neka mišljenja o predmetu njegovog dela i metodu kojim ga je stvarao. Sam početak uvoda pokazuje koliko se tokom istorije menjao sadržaj onoga što se nazivalo mehanika i filozofija. Sam pojam–racionalna mehanika susreće se dakle kod Njutna, po kome je ona deo filozofije prirode, i on ovako definiše njen zadatak:

"U tom smislu racionalna mehanika biće nauka i o kretanju proizvedenom ma kakvim silama i o silama neophodnim za ma kakva kretanja. Tu ćemo nauku razviti i rigorozno dokazati (u ovoj knjizi)"

Dakle pojam–racionalna mehanika prvi je upotrebio Njutn. Predmet racionalne mehanike je kretanje, i sila definisana kao njen uzrok. Tako počinje jedan period u istorijskom razvoju fizike koji se karakteriše uvodjenjem egzaktnog opisa fizičkih procesa. U nastavku Njutn definiše svoj metod:

"U stvari, sve poteškoće filozofije izgleda da se sastoje u traženju sila prirode, polazeći od pojava kretanja koje one uzrokuju i zatim u dokazivanju drugih pojava polazeći od tih sila.

Mi polazimo od nebeskih pojava i pomoću propozicija, matematički dokazanih u prethodnim knjigama, izvodimo sile teže koje čine da tela teže prema Suncu i svakoj planeti. Iz tih sila, zatim, pomoću matematičkih propozicija, izvodimo kretanja planeta, kometa, Meseca i mora".

Ovo je Aristotelov induktivno–deduktivni metod. U induktivnom pristupu polazi se od iskustva i empirijskih činjenica i dolazi do aksioma. U deduktivnom pristupu koriste se dobijeni aksiomi u cilju objašnjenja novih pojava. Njutn to naziva metodom analize i sinteze.

Ovde ću napraviti i digresiju o vezi matematike i Njutnovih "Principa". On u "Principima" ne koristi infinitezimalni račun, već uglavnom grčku matematiku, geometriju i algebru. Valja istaći da su Njutn i Lajbnic nezavisno jedan od drugog došli do tog otkrića.

U "Beleški" koja se nalazi na kraju "Definicija" Njutn definiše apsolutno i relativno vreme, prostor i kretanje:

" Apsolutno, istinsko, i matematičko vreme po svojoj prirodi teče ujednačeno bez odnosa sa ma čim spoljnim i drugi naziv mu je trajanje. Relativno, prividno, i obično vreme je neka osetna i spoljna (bilo tačna ili neujednačena) mera trajanja pomoću kretanja, koja se obično koristi umesto istinskog vremena. To su sat, dan, mesec i godina ...

Apsolutno vreme se, u astronomiji, razlikuje od relativnog, po jednačini ili korekciji prividnog vremena. Jer, prirodni dani su u stvari nejednaki, iako se obično smatraju jednakim, i koriste za merenje vremena. Astronomi koriguju tu nejednakost da bi mogli meriti nebeska kretanja tačnijim vremenom. Moguće je da ne postoji takva stvar kao što je ujednačeno kretanje, pomoću kojeg se vreme može precizno meriti. Sva kretanja bi mogla biti ubrzana ili usporena, ali proticanje apsolutnog vremena nije podložno nikakvoj promeni ".

U osnovi Njutnove mehanike je ugrađeno postojanje jednog jedinstvenog vremena, istog za celu vasionu. U svim sistemima reference časovnici pokazuju isti trenutak vremena, odnosno isti trenutak vremena u vasioni. Ovo ima za posledicu da ako je izmereni vremenski interval u nekom sistemu reference  $\Delta t$ , onda će taj vremenski interval biti jednak u svim sistemima reference, nezavisno od njihovog kretanja. Što se tiče merenja vremena u Njutnovo mehanici iz izloženog se vidi da nam tu mogućnost pruža rotacija Zemlje oko svoje ose, i oko Sunca, ali ova rotacije nisu idealne i podložne su stalnim astronomskim korekcijama.

"Apsolutni prostor, po svojoj prirodi, bez odnosa sa ma čim spoljnim, ostaje uvek isti i nepokretan. Relativni prostor je neka pokretna dimenzija ili mera apsolutnog prostora. Njega naša čula određuju po njegovom položaju prema telima, on se obično uzima za nepokretni prostor. Takva je

dimenzija zemaljskog, vazdušnog ili nebeskog prostora u odnosu na Zemlju. Apsolutni i relativni prostor isti su po figuri i veličini, ali oni ne ostaju uvek numerički isti. Jer, ako se Zemlja, na primer, kreće, jedan prostor našeg vazduha (koji relativno i u odnosu na našu Zemlju ostaje uvek isti) biće u jedno vreme deo apsolutnog prostora u koji ulazi vazduh, a u drugo vreme biće u drugom delu, i tako, apsolutno gledano, on se stalno menja."

"Mesto je deo prostora koji zauzima neko telo i prema prostoru može biti apsolutno ili relativno".

"Apsolutno kretanje je translacija tela iz jednog apsolutnog mesta u drugo, a relativno kretanje je translacija iz jednog relativnog mesta u drugo ...

Pošto se delovi prostora ne mogu videti, niti čulima razlikovati jedan od drugoga, umesto toga upotrebljavamo osetna merenja. Jer, iz položaja i udaljenosti stvari od ma kog tela smatranog nepokretnim definišemo sva mesta. Zatim, u odnosu na takva mesta ocenjujemo sva kretanja ... Tako, umesto apsolutnih mesta i kretanja koristimo relativna. To ne izaziva nikakve nepogodnosti u svakodnevnom životu. Ali u filozofskim raspravama treba da apstrahujemo čula i posmatramo same stvari, različite od onoga što su samo osetne mere njih. Jer, može biti da nema tela koje zaista miruje, prema kome se mogu ravnati ostala mesta i kretanja".

Razmotrimo izneta Njutnova tvrdjenjima o apsolutnom, relativnom prostoru kombinujući ih sa shvatanjem opšte teorije relativnosti, da masivna tela deformišu prostor, odnosno metrika prostora u okolini masivnih tela postaje neeuklidska. Posmatrajmo određenu oblast u intergalaktičkom prostoru. Metrika ove oblasti se može smatrati euklidskom. Neka u određenoj tački te oblasti dospe neki masivni astronomski objekat (planeta). U daljoj diskusiji gotovo analogna situacija može da se uspostavi sa kretanjem Zemlje oko Sunca. Usled velike mase dolazi do deformacije prostora, te prvobitni euklidski prostor prelazi u neeuklidski prostor. Tu oblast deformisanog prostora oko objekta možemo smatrati relativnim prostorom. Usled apsolutnog kretanja objekat napušta taj trenutni početni položaj i udaljava se od njega. Kada se dovoljno daleko objekat udalji od tog početnog položaja (tako da se može zanemariti njegov gravitacioni potencijal u tački početnog položaja) možemo smatrati da se prostor vratio u prvobitno stanje euklidske metrike. Kao što je rečeno oblast deformisanog prostora oko objekta možemo smatrati relativnim prostorom. Objekat usled apsolutnog kretanja ima određenu putanju. Izabraćemo nekoliko tačaka na toj putanji. Svakoj tački putanje odgovara pojedini relativni prostor, tako da dobijamo niz relativnih prostora.

Posmatrač na toj planeti vrši jednostavan mehanički eksperiment. On želi da prouči kretanje tela (npr. kosi hitac) u odnosu na referentno telo vezano za planetu. Za posmatrača u ovom eksperimentu dovoljno je poznavanje relativnog kretanja tela u odnosu na referentno telo. Jasno je da u svakodnevnom životu u ogromnom procentu je dovoljno poznavanje tih relativnih kretanja, a razmatranje apsolutnog kretanja gotovo da nema nikakav interes za svakodnevni život.

Neka u ovu oblast intergalaktičkog prostora dospe raketa sa komorom u kojoj se nalazi posmatrač. Komora (raketa) se kreće ravnomerno pravolinijski u odnosu na apsolutni prostor, i nema rotacije ose komore. Posmatrač u komori lebdi. On vrši neki trivijalni mehanički eksperiment. Za referentno telo on može uzeti pod komore. U ovom slučaju za posmatrača u komori relativni prostor predstavlja komora. U predhodnom slučaju kada je postojala deformacija prostora koja je bila prouzrokovana prisustvom planete relativnim prostorom je smatrana oblast deformisanog prostora oko planete.

Uzmimo sledeći primer. Neka se eksperiment vrši u laboratoriji na Zemlji. Za koordinatni sistem možemo uzeti trijedar ivica zidova laboratorije. U ovom slučaju relativni prostor predstavlja laboratorija.

Prostor Njutnove mehanike je euklidski. Metrika je definisana relacijom

$$ds^2 = x^2 + y^2 + z^2$$

i ostaje invarijantna pri prelazu iz jednog sistema u drugi. Sa čisto geometrijskog stanovišta prostor Njutnove mehanike je trodimenzionalni euklidski kontinuum, homogen i izotropan. Sa druge strane i vreme se smatra kao kontinuum, ali samo jednodimenzioni, i uzima se da ono teče sasvim nezavisno od prostora (tj.apsolutno). Pitanje merenja prostora, klasična mehanika je rešavala sa pozicija predpostavki

postojanja neke standardne dužine, koja je ostala nepromenljiva u svim kretanjima, tj. merenje prostora se zasnivalo na postojanju apsolutno krutog tela.

Njutn konstatuje da se pravo (apsolutno) kretanje može promeniti samo delovanjem sile.

”Uzroci po kojima se može razlikovati istinska i relativna kretanja jesu sile primenjene na tela radi stvaranja kretanja. Pravo kretanje se ne može proizvesti niti izmeniti, ni na kakav način izuzev primenom sile na dato telo. Medjutim, relativno kretanje se može proizvesti ili izmeniti bez primene ma kakve sile na dato telo. Dovoljno je primeniti silu na druga tela sa kojima se dato telo upoređuje...”

Kao ilustraciju Njutnovog izlaganja vratimo se na predhodno navedeni primer ravnomernog kretanja rakete (u kojoj se nalazi komora) u određenoj oblasti intergalaktičkog prostora. Posmatrač u komori lebdi. Ako se uključe motori pod dejstvom potisne sile dolazi do ubrzavanja rakete. Posmatrač konstatuje relativno kretanje između njega i zidova komore, i ako na njega nije delovala nikakva sila. Na osnovu opšte teorije relativnosti posmatrač bi konstatovao da je stvoreno gravitaciono polje u komori.

Po Njutnovom učenju apsolutno kretanje (tj. kretanje u odnosu na apsolutni prostor) je pravo, primarno kretanje. Promenu stanja apsolutnog kretanja tela možemo izvršiti jedino dejstvom sile na telo. Poseban slučaj apsolutnog kretanja je apsolutno mirovanje. Medjutim Njutn postavlja pitanje da li uopšte postoje tela koja apsolutno miruju. Čak i kada bi smo kojim slučajem došli do tela u vasioni za koje predpostavljamo da apsolutno miruje bilo bi teško utvrditi da li ona zaista apsolutno miruju. Medjutim ova konstatacija ne umanjuje značaj Njutnove mehanike.

Njutn je pripisivao kako prostoru tako i vremenu izvesnu transcendentnu egzistenciju, koja je nezavisna od samih pojava u prirodi. Ta transcendentna egzistencija prostora i vremena, kao i činjenica da se apsolutni prostor ne može čulno saznati izazvala je kritički stav pojedinih naučnika i filozofa prema Njutnovom stvaralaštvu. Među njima treba spomenuti Hajgensa i Lajbnica, kojima se kasnije pridružuju Berkli i Mah. Njutn ima intuitivni osećaj da apsolutni prostor i vreme mora da postoje, bez obzira da li čovek može da se uveri u njihovu egzistenciju.

Ovakve konstrukcije apsolutnog prostora i vremena nisu onemogućavale istraživanje i postizanje dragocenih naučnih rezultata. Kretanje rakete dovoljno je proučiti u odnosu na neki sistem vezan za Zemlju.

Prvi deo Njutnovih "Principa" sadrži aksiomatski izložene zakone kretanja:

"I Svako telo ostaje u stanju mirovanja ili ravnomernog pravolinijskog kretanja, ukoliko nije prinudjeno da izmeni to stanje nekom silom primenjenom na njega."

"II Promena kretanja srazmerna je primenjenoj pokretačkoj sili. Vršiti se u smeru primenjene sile."

"III Svakoju akciji uvek se suprotstavlja jednaka reakcija, ili medjusobne akcije dva tela jedno na drugo uvek su jednake i usmerene ka suprotnim delovima."

Fizički gledano zakoni kretanja pokazali su se kao kompletan instrument za rešavanje problema kretanja pri brzinama koje su male u odnosu na brzinu svetlosti.

Ne umanjujući ni najmanje značaj i ulogu Njutna, moramo istaći da je veliki doprinos u naučnom utemeljenju fundamentalnih mehaničkih zakona imao i Galileo Galilej (Galileo Galilei). Galilej je prvi utemeljio zakon o inerciji, i uspostavio egzistenciju inercijalnih sistema referencije. Galilej izlaže koncept inercije preko empirijskih elemenata. On je došao do zaključka da su svi inercijalni sistemi referencije u prirodi medjusobno ravnopravni, tj. uspostavio je stav o ekvivalenciji inercijalnih sistema referencije. Galilej je mnogo pre Njutna formulisao zakon o inerciji na sledeći način:

"U prirodi postoje neki sistemi referencije u odnosu na koje se materijalni objekti, koji su oslobođeni spoljašnjih uticaja, kreću pravolinijski sa vektorom brzine, koji je konstantan, uključujući i vrednost nule".

Da bi smo ovo ilustrovali prenesimo se u mislima u već pominjanu oblast intergalaktičkog prostora. Podjimo od činjenice da se Njutnova mehanika oslanja na koncepciju apsolutnog prostora, odnosno dopušta postojanje sistema referencije koji miruju u odnosu na taj apsolutni prostor. Takve sisteme referencije zvaćemo apsolutno nepokretni sistemi. Moguće je konstruisati ne jedan već proizvoljno mnogo apsolutno nepokretnih sistema. Možemo uvesti sisteme koji se u odnosu na

apsolutno nepokretni sistem kreću ravnomerno pravolinijski i bez izmene orijentacije osa sa vremenom. Tako uvedeni sistemi su inercijalni sistemi referencije.

Posmatrajmo kretanje nekog tela na koje ne deluju sile. Telo se kreće ravnomerno pravolinijski brzinom  $v$  u odnosu na neki apsolutno nepokretni sistemi. Jednačina kretanja ovog tela za posmatrača iz nekog inercijalnog sistema glasi

$$\vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{v}_0 t \quad (26.1)$$

, gde su  $\vec{r}_0$  i  $\vec{v}_0$  konstantni vektori. Napisana relacija pokazuje da se za posmatrača iz nekog inercijalnog sistema izolovano telo kreće uniformno (konstantnom brzinom po pravolinijskoj trajektoriji). Posmatrač iz nekog drugog inercijalnog sistema na osnovu Galilejevih transformacija dobija sledeću jednačinu kretanja tela

$$\vec{r}' = \vec{r}_0' + \vec{v}_0' t \quad (26.2)$$

, gde je  $\vec{v}_0'$  brzina relativnog kretanja tela i tog inercijalnog sistema. Postoji mogućnost da u nekom inercijalnom sistemu reference telo miruje, što se može shvatiti kao poseban slučaj uniformnog kretanja brzinom jednakom nuli.

Uzeli smo u razmatranje telo koje se kreće ravnomerno pravolinijski brzinom  $v$  u odnosu na neki apsolutno nepokretni sistemi. Brzina  $v$  je apsolutna brzina tela, odnosno brzina tela u odnosu na apsolutni prostor. Telo se kreće po inerciji u odnosu na apsolutni prostor. Kretanje tog tela se može opisivati ne samo iz apsolutno nepokretnog sistema, već i iz raznih inercijalnih sistema.

Neka na ovo telo deluje sila u nekom relativno kratkom vremenskom intervalu. Već je rečeno, da samo sila može promeniti apsolutno kretanje. Nakon prestanka delovanja sile telo nastavlja i dalje da se kreće ravnomerno pravolinijski, odnosno nastavlja da se kreće po inerciji u odnosu na apsolutni prostor. Smatram da pojavu inercije trebamo posmatrati u vezi sa apsolutnim prostorom, odnosno etrom. Ja u mojoj teoriji etra uspostavljam ekvivalenciju između apsolutnog prostora i etra. Ova digresija o ekvivalenciji apsolutnog prostora i etra je data u cilju pronalaženja veze između inercije i etra. O inkorporiranju stavova Njutnove mehanike u teoriju etra biće više reči pri kraju ovog poglavlja.

Telo se kretalo u odnosu na neki apsolutno nepokretni sistem tj. u odnosu na apsolutni prostor. Ono se kretalo po inerciji, i takvo stanje kretanja moglo se održavati neograničeno dugo. Neka je na telo delovala sila i promenila vrednost apsolutne brzine tela. Nakon prestanka delovanja sile telo nastavlja i dalje da se kreće ravnomerno pravolinijski, odnosno nastavlja da se kreće po inerciji. O inerciji možemo govoriti kao težnji tela da se kreće ravnomerno pravolinijski u odnosu na apsolutni prostor, tj. u odnosu na etar, a ako hoćemo da promenimo inercijalni oblik kretanja tela moramo delovati na telo silom.

Kao što je istaknuto posmatrači iz raznih inercijalnih sistema mogu opisivati kretanje tog tela. Za posmatrača iz svih inercijalnih sistema kretanje tela je ravnomerno pravolinijsko, sa brzinom koja se u principu razlikuje od brzine  $v$ . U vezi kretanja tela u odnosu na apsolutni prostor i inercijalnih sistema treba istaći pojedine stvari. Podsetimo se najpre da kretanje tela u odnosu na apsolutni prostor (etar) je jedino pravo kretanje. Telo koje je imalo apsolutnu brzinu  $v$  kretalo se ravnomerno pravolinijski u odnosu na apsolutni prostor, odnosno kretalo se po inerciji i takvo kretanje moglo bi trajati neograničeno dugo. Posmatrači iz inercijalnih sistema mogu imati uticaj na kretanje tela, ako deluju silama na telo. Kada se na telo deluje silom ono će se kretati nekim ubrzanjem u odnosu na apsolutni prostor. Naravno i posmatrači iz apsolutno nepokretnog sistema može delovati silom na telo, i kao posledica toga telo će se kretati nekim ubrzanjem u odnosu na apsolutni prostor. Mnogo je bitniji slučaj kada posmatrači iz inercijalnih i apsolutno nepokretnog sistema ne deluju silama na telo. U tom slučaju telo se kreće ravnomerno pravolinijski u odnosu na apsolutni prostor, a posmatrači iz inercijalnih sistema referencije samo registruju to kretanje, i konstatuju da se to kretanje sa njihovog stanovišta može opisati jednačinom (26.1), ili jednačinom (26.2). Kretanje tog tela je u odnosu na apsolutni prostor, i to kretanje postoji nezavisno od egzistencije inercijalnih sistema i posmatrača u njima. Telo se kreće po inerciji, i takvo stanje ravnomerno pravolinijskog kretanja u odnosu na apsolutni prostor telo bi održavalo neograničeno dugo, pod uslovom da sile ne deluju na njega.

Ovaj primer inercijalnog kretanja tela možemo posmatrati i sa sledećeg stanovišta. Telo se kretalo brzinom  $v$  u odnosu na apsolutni prostor, i u skladu sa tim imalo je neku kinetičku energiju. Telo se kretalo po inerciji, i to stanje ravnomernog pravolinijskog kretanja u odnosu na apsolutni prostor održavalo bi se neograničeno dugo, i nije logično pretpostaviti da telo odjedared, samo od sebe, bez delovanja ikakvih spoljnih faktora (sila) poveća vrednost apsolutne brzine, odnosno kinetičke energije. Takvo ponašanje tela bilo bi u suprotnosti sa zakonom održanja energije.

Na osnovu ovakvih razmatranja zaključujem da je inercija tela neraskidivo povezana sa apsolutnim prostorom (etrom).

Često se vezuje pojam mase za pojam inercije, što nije ispravno. Težnju da se uniformno kreću u odnosu na apsolutni prostor nakon prestanka delovanja sile imaju sva tela nezavisno od vrednosti njihovih masa. Čak i foton kao čestica bez mase kretao bi se po inerciji nakon emitovanja. Kada bismo delovali istom silom na tela različitih masa zapazili bi da se tela različitih masa različito opiru promeni stanja kretanja. Na osnovu ovakve analize uveden je pojam inertnosti koji označava opiranje promeni stanja kretanja. Veličina koja predstavlja kvantitativnu meru za inertnost nekog tela naziva se masa. Da nema ovog suprostavljanja onda bi relativno malim silama izazvali velike promene brzine tela, a masivna tela bi mogla biti pomerena delovanjem relativno malim silama.

U ovom slučaju posmatranje kretanja tela vršili smo iz inercijalnih sistema. Medjutim razmatrani slučaj bio je idealizovani slučaj. Pri svakodnevnom proučavanju mehničkih pojava situacija je dosta složena. Pitanje inercijalnog sistema je staro koliko i mehanika. Postavlja se pitanje koji bi sistem reference bio približno idealni inercijalni sistem. Za taj sistem možemo proglasiti (uslovno) heliocentrični sistem reference čiji se koordinatni početak nalazi u centru mase Sunčevog sistema, a tri međusobno ortogonalne koordinatne ose su usmerene na tri zvezde "nekretnice". Medjutim i za ovakav sistem može se postaviti pitanje inercijalnosti.

Kao što je demonstrirano u predhodnom primeru inercijalni oblik kretanja tela posmatran je iz raznih inercijalnih sistema. Posmatranje možemo vršiti iz tzv. neinercijalnih sistema reference, ali to nam nije od neke koristi. Na primer u slučaju da posmatramo kretanje tela iz sistema koji rotira i kreće se ubrzano, putanja tela za posmatrača iz tog sistema bila bi neka složena kriva. Pri rešavanju praktičnih problema iz mehanike mi koristimo približno inercijalne sisteme, i u zavisnosti od preciznosti proučavanja neke mehničke pojave tražimo manje ili više idealni sistem.

Može se reći da je egzistencija inercijalnog sistema u mehanici postulatno prihvaćena. Medjutim da se težilo idealnom inercijalnom sistemu razvoj mehanike bi bio onemogućen. Potraga za ovim idealnim inercijalnim sistemom nije završena. Što smo u mogućnosti da bolje odredimo inercijalni sistem to ćemo bolje proučiti da li je neko kretanje inercijalno ili ne. Pitanje mogućnosti proučavanja da li je neko kretanje inercijalno ili ne u velikoj meri je uslovljeno stepenom inercijalnosti našeg sistema. Da li je sistem inercijalan preostaje nam da utvrdimo samo eksperimentalnim putem. I tako dodjismo do toga da umesto očiglednog i lakog problema treba proučavati težak i nedovoljno jasan problem.

U prethodnoj diskusiji spomenu sam i neinercijalne sisteme. To su sistemi koji se kreću ubrzano, ili krivolinijski, ili njihove ose vrše promenu orjenatacije sa vremenom u odnosu na apsolutno mirujuć sistem. Za posmatrača u neinercijalnom sistemu reference osnovni dinamički zakon glasi:

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \vec{F} + \vec{R} - m \left( \vec{a}_0 + \frac{d\vec{\omega}}{dt} \times \vec{r} + \vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{r}) - 2m\vec{\omega} \times \frac{d\vec{r}}{dt} \right) \quad (26.3)$$

Posmatrač iz neinercijalnog sistema reference da bi opisao kretanje tela prinudjen je, da pored aktivnih sila  $\vec{F}$ , i sila veza  $\vec{R}$  uvede i tzv. inercijalne sile. Vektor  $\vec{r}$  je radijus vektor čestice (tela) za posmatrača iz neinercijalnog sistema referencije. Karakteristično je za Njutnovu mehaniku da veličine  $\vec{a}_0$  i  $\vec{\omega}$  koje karakterišu neinercijalnost datog sistema reference su iste za posmatrača u svim inercijalnim sistemima.

Da bi objasnio fizičko poreklo inercijalnih sila Njtn daje primer posude sa vodom koja rotira. Taj eksperiment Lj. Novaković u svojoj knjizi [2] opisuje na sledeći način:

"Da bi objasnio svoje shvatanje Njtn je predlagao sledeći eksperiment. Pretpostavimo da smo kofu napunjenu vodom vezali na dugačak konopac i zatim gornjim krajem učvrstili za tavanicu. Ako



sada konopac zajedno s kofom zavrtnemo oko vertikalne osovine i naglo otpustimo kofu onda će, pod uticajem torzionih sila konopca, zidovi kofe da rotiraju oko vertikalne osovine u suprotnom smeru od smera zavrtnja. U početku površina vode ostaje ravna jer je količina vode nepokretna. Time se postiže maksimalno relativno kretanje vode u odnosu na zidove kofe dok je apsolutno kretanje jednako nuli. Medjutim, kada zidovi kofe povuku vodu za sobom, usled sila unutrašnjeg trenja izmedju metalne površine i vodenih slojeva, relativno kretanje u odnosu na zidove kofe nestaje postepeno, dok apsolutno kretanje postaje maksimalno. Na kraju površina vode se deformiše i dobija oblik rotacionog paraboloida. Prema tome apsolutno kretanje, odnosno kretanje prema apsolutnom prostoru predstavlja u Njutnovom učenju jedino istinsko kretanje."

U početku imamo da je relativno kretanje kofe u odnosu na vodu maksimalno. Voda ne rotira u odnosu na prostor i površina vode je ravna. Ali usled unutrašnjeg trenja izmedju površine kofe i vodenih slojeva postepeno dolazi do rotacije vode. Vremenom se povećava količina vode (masa vode) koja rotira i dolazi do deformacije površine vode. Usled toga što voda počinje da rotira smanjuje se relativna brzina izmedju vode i kofe, i u jednom trenutku postignuto je stanje da je relativna brzina jednaka nuli. Tada voda i kofa čine jedinstvenu celinu i rotiraju istom ugaonom brzinom, odnosno svi delići vode i kofe imaju istu ugaonu brzinu. U tom trenutku relativna brzina izmedju vode i kofe jednaka je nuli, a površina vode je maksimalno deformisana. Površina vode dobija oblik konkavnog paraboloida.

Ako bi uzeli neku tečnost kod koje je sila unutrašnjeg trenja izmedju površine kofe i tečnosti mnogo manja nego kod vode, manje tečnosti bi bilo dovedeno u stanje rotacije usled delovanja unutrašnjeg trenja, i kao posledica toga površina te tečnosti bila bi manje deformisana nego površina vode. Ja sam uzeo u razmatranje slučaj da je eksperimentalno postignuto stanje da je relativna brzina izmedju vode i kofe jednaka nuli, i u tom tom trenutku voda i kofa rotiraju istom ugaonom brzinom. Prirodno se javlja pitanje zašto dolazi do deformacije površine vode?

Možemo zaključiti da što je veća ugaona brzina rotacije vode površina vode je deformisanija, i stepen deformisanosti površine vode ne zavisi od relativne brzine kretanja kofe u odnosu na vodu. U ovom rotirajućem sistemu (neinercijalnom sistemu) pojavila se inercijalna sila, i efekat inercijalne sile je krivljenje površine vode. Po Njutnovom učenju pojava inercijalnih sila nije vezana za relativno kretanje tela u odnosu na ostala tela, već je povezana sa ubrzanjem tela u odnosu na apsolutni prostor. U ovom konkretnom slučaju centrifugalna sila nije nastala zbog rotacije vode u odnosu na okolna tela nego zbog rotacije (ubranog kretanja) vode u odnosu na apsolutni prostor.

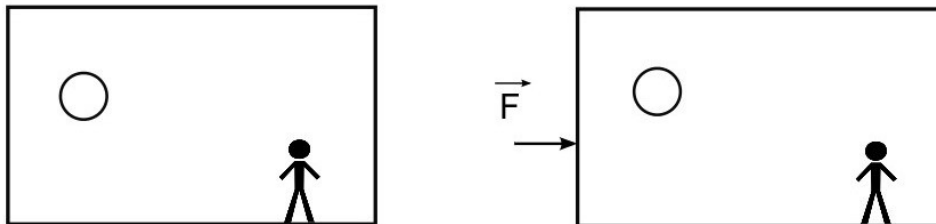
Njuttin ističe činjenicu da je teško u praksi razlikovati apsolutna od relativnih kretanja, ali u svom delu predlaže načine i metode u cilju prevazilaženja tog problema:

"Zaista je veoma teško otkriti i razlikovati istinska od prividnih kretanja pojedinih tela, jer delovi nepokretnog prostora u kome se ta kretanja dešavaju nisu nikako dostupna našim čulima. Stvar ipak nije potpuno beznadežna ... Na primer, ako dve lopte povezane užetom kruže oko zajedničkog centra teže, možemo po naponu užeta zaključiti da lopte nastoje da se udalje i iz toga izračunati količinu njihovog kružnog kretanja..."

Njuttin ide korak dalje u odnosu na eksperiment sa kofom. On uvodi u razmatranje dva tela povezana konopcem koja mogu da rotiraju oko njihovog centra mase. Za razliku od eksperimenta sa kofom, Njuttin ova dva tela povezana konopcem postavlja u oblast veoma udaljenu od gravitacionog polja Zemlje i zvezda. Dva tela povezana konopcem će rotirati istom ugaonom brzinom oko zajedničkog centra mase, i nastaće zatezanje konopca usled delovanja centrifugalnih sila na tela. Za razliku od predhodnog slučaja ne postoje referentna tela u odnosu na koja bi posmatrali rotaciju. I u ovom slučaju nastanak inercijalne sile se objašnjava rotacijom (ubranim kretanjem) tela u odnosu na apsolutni prostor.

Posmatrač iz neinercijalnog sistema reference koristi jednačinu (26.3) da bi opisao mehaničku pojavu u svom sistemu. Medjutim i posmatrač iz nekog inercijalnog sistema može opisati mehaničku pojavu koja se dešava u neinercijalnom sistemu reference, ali on ne uvodi inercijalne sile u cilju opisivanja mehaničke pojave. Da bi to ilustrovao vratimo se razmatranom primeru gde su uvedeni sistemi koji apsolutno miruju i sistemi koji se u odnosu na njih kreću ravnomerno pravolinijski. Neka

se u jednom takvom posmatranom inercijalnom sistemu (komori) nalazi elastična lopta tankih zidova (balon). Masu lopte označimo sa  $m$ , a masu komore sa  $m_k$ . Uzećemo da se lopta ne kreće u odnosu na inercijalni sistem. U komori se nalazi posmatrač (slika 60.). Ovaj primer mi je potreban radi diskusije inercijalnih sila.



Slika 60

Na sistem (komoru) deluje se nekom silom  $\vec{F}$  i komora se ubrzava konstantnim ubrzanjem, tj. postaje neinercijalni sistem. Posmatrač iz neinercijalnog sistema da bi opisao kretanje lopte u odnosu na komoru mora koristiti jednačinu (26.3) koja za ovaj slučaj glasi

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -m\vec{a}_0$$

Sa  $a_0$  je označen intenzitet apsolutnog ubrzanja kretanja komore.

Rešenje ove diferencijalne jednačine je

$$\vec{v} = -\vec{a}_0 t \quad (26.4)$$

, obzirom da je početna brzina lopte bila jednaka nuli.

Sa stanovišta posmatrača iz nekog inercijalnog sistema reference na loptu ne deluje nikakva sila, i u skladu sa tim diferencijalna jednačina kretanja lopte glasi

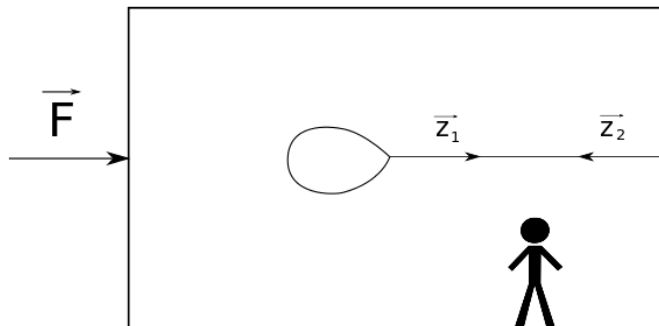
$$m \frac{d\vec{v}'}{dt} = 0$$

odnosno

$$\vec{v}' = \overline{const.} \quad (26.5)$$

Sa  $v'$  sam označio intenzitet brzine kretanja lopte za posmatrača iz nekog inercijalnog sistema. Za njega lopta nastavlja da se kreće ravnomerno pravolinijski brzinom nepromenjenog inteziteta  $v'$ .

Sada ću razmatrati slučaj da je posmatrač loptu vezao nekom niti za zid komore. Na komoru kao i u prvom slučaju deluje neka sila  $\vec{F}$  i saopštava joj konstantno ubrzanje.



Slika 61

Za posmatrača iz neinercijalnog sistema reference diferencijalna jednačina kretanja lopte glasi

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{Z}_1 - m\vec{a}_0 \quad (26.6)$$

Veličina  $\vec{a}_0$  je ubrzanje komore, i ima istu vrednost kao i u prethodnom slučaju, a  $\vec{Z}_1$  je sila zatezanja niti. Obzirom da se lopta ne kreće jednačina (26.6) dobija oblik

$$m\vec{a}_0 = \vec{Z}_1$$

Iz deformisanosti lopte posmatrač u komori zaključuje da na loptu deluje inercijalna sila. Intenzitet inercijalne sile je

$$F_i = ma_0 \quad (26.7)$$

Medjutim i posmatrač iz nekog inercijalnog sistema reference može razmatrati ovu mehaničku pojavu i nakon elementarne analize dobiće sledeću jednačinu

$$\vec{F} = (m + m_k)\vec{a}_0 \quad (26.8)$$

Sada ću objasniti proceduru kako je dobijena jednačinu (26.8). Komora i balon predstavljaju dva tela povezana jednom niti. Sa stanovišta posmatrača iz nekog inercijalnog sistema reference komora se kreće ubrzanjem  $\vec{a}_0$ , a na komoru deluju sile  $\vec{F}$  i  $\vec{Z}_2$ , i u skladu sa tim dinamička jednačina kretanja komore glasi

$$m_k\vec{a}_0 = \vec{F} + \vec{Z}_2 \quad (26.9)$$

Za posmatrača iz inercijalnog sistema lopta se kreće ubrzanjem  $\vec{a}_0$ , a na nju deluje sila  $\vec{Z}_1$

$$m\vec{a}_0 = \vec{Z}_1 \quad (26.10)$$

Takodje važe i relacije

$$\vec{Z}_1 = -\vec{Z}_2 \quad (26.11)$$

$$|\vec{Z}_1| = |-\vec{Z}_2|$$

Sabiranjem relacija (26.9) i (26.10) i korišćenjem relacije (26.11) dobijam rezultat

$$\vec{a}_0 = \frac{\vec{F}}{(m + m_k)} \quad (26.12)$$

Sada ću uporediti fizičke situacije predstavljene na slikama 60 i 61. Sa stanovišta posmatrač iz inercijalnog sistema reference u slučaju fizičke situacije predstavljene na slici 60 na balon ne deluje nikakva sila, i on se kreće po inerciji u odnosu na apsolutni prostor. Intenzitet apsolutne brzine balona nije se promenio i pored delovanja sile na komoru. Ne postoji deformacija balona. Da bi balon promenio apsolutno kretanje potrebno je delovanje realne sile na njega. Posmatrač iz neinercijalnog sistema reference da bi opisao kretanje balona bio je prinudjen da uvede inercijalnu silu. Intenzitet te inercijalne sile određuje se na osnovu jednačine (26.7). Uvedimo sada mogućnost da je posmatrač nekim sigurnosnim pojasom pričvršćen za zid komore. Pošto se komora ubrzava on će osetiti dejstvo inercijalne sile. Takvo dejstvo inercijalne sile osećamo u svakodnevnom saobraćaju kada prevozno sredstvo polazi iz stanja mirovanja, ili se zaustavlja. Posmatrač će zaista osetiti dejstvo inercijalne sile i snagom svojih mišića će morati da se suprostavi njenom delovanju. Šta se u stvari u ovom slučaju desilo. Na balon nije delovala nikakva realna sila, i on je nastavio da se kreće po inerciji u odnosu na apsolutni prostor, ali na komoru je delovala sila i povećala vrednost njene apsolutne brzine, odnosno pojavilo se relativno kretanje između komore i balona.

Sada ću diskutovati fizičku situaciju predstavljenu na slici 61. Sa stanovišta posmatrača iz inercijalnog sistema reference u ovom slučaju na balon deluje sila zatezanja niti  $\vec{Z}_1$ , i to je realna sila. Zbog dejstva sile  $\vec{Z}_1$  balon se kreće ubrzano u odnosu na apsolutni prostor tj. intenzitet apsolutne brzine balona se povećao zbog delovanja sile. U ovom slučaju postoji deformacija balona. Posmatrač iz neinercijalnog sistema reference je bio prinudjen da uvede u razmatranje inercijalnu silu. Uzeću u razmatranje neki mali maseni element balona  $\Delta m$ . Na taj maseni element  $\Delta m$  deluje inercijalna sila

$$F_i = \Delta ma_0$$

, i ona izaziva deformaciju balona. Inercijalnoj sili koja deluje na balon suprostavlja se sila elastičnosti balona. Ove dve sile se uravnotežavaju, dobijamo jedno statičko stanje, i balon je deformisan. Kada balon ne bi bio vezan nekom niti za zid komore na maseni element balona  $\Delta m$  ne bi delovala sila  $F_i = \Delta ma_0$  i balon bi imao sferni oblik.

Na osnovu prezentovane diskusije zaključujem da su fizički pojmovi inercija, inercijalni sistem, neinercijalni sistem, inercijalne sile neraskidivo povezanosti sa apsolutnim prostorom.

Na početku poglavlja ja sam istakao da se pojedini zaključci Njutnove mehanike mogu vrlo lako inkorporirati u teoriju etra, a izvesni zaključci čak i ne zahtevaju nikakvu modifikaciju, i direktno se primenjuju u teoriji etra. Takodje sam naznačio da uspostavljam ekvivalenciju izmedju apsolutnog prostora i etra. Etar ispunjava svu vasionu. Ja sam prilikom gradjenja teorije morao da uvedem neke karakteristike etra. U poglavlju 4 istakao sam da je to jedan intuitivni pristup. Prinudjen sam da odredjene karakteristike etra uvodim na osnovu intuitivnog pristupa, jer ne postoji dovoljno eksperimentalnim podataka iz te oblasti. Ali bez obzira na taj nedostatak eksperimentalnih podataka i literature, uspevam da objasnim eksperimente od kojih većina pripada STR. U poglavlju 4 naznačio sam da o etru treba govoriti kao o supstanci, i da etar poseduje energiju. Etar (prostor) može postojati kao samostalni entitet. Postojanje etra nije uslovljeno ni masivnim telima, ni gravitacionim poljima, ni elektromagnetnim poljima. Ja uzimam takav koncept po kome je etar apsolutno nepokretan. Kretanjem tela kroz etar ne vrši se nikakvo međusobno trenje.

Povezivanje sa Njutnovom mehanikom je u pojedinim slučajevima više nego očigledno. Masivna tela, ili jaka elektromagnetna polja mogu deformisati etar. U skladu sa Njutnovim učenjem možemo uvesti u teoriju etra pojam relativnog prostora. Relativni prostor bi bio odredjena oblast oko Zemlje, ali u tom slučaju etar je deformisan, i prostor je neeuklidski. Primer za relativni prostor bi bila i laboratorija u kojoj se vrši neki mehanički eksperiment.

Ja sam postulirao i apsolutno vreme, ali tok apsolutnog vremena u odredjenim oblastima se može menjati. Kada se neki sistem kreće u odnosu na etar u tom sistemu manje vremena protiče nego u sistemu koji apsolutno miruje. Gravitaciono polje takodje utiče na brzinu proticanja vremena. Smatram da jako elektromagnetno polje izaziva deformaciju etra, i u skladu sa tim vreme će različito proticati u oblasti u kojoj je izazvana deformacije etra, od oblasti u kojoj nije izazvana deformacija.

U Njutnovom učenju postoji napomena o problemu odredjivanja apsolutnog položaja i apsolutnog kretanja. Medjutim kao što je već istaknuto takve konstrukcije apsolutnog prostora i vremena karakteristične za klasičnu mehaniku nisu onemogućavale istraživanje i postizanje dragocenih naučnih rezultata. Kretanje rakete dovoljno je proučiti u odnosu na neki sistem vezan za Zemlju. U svakodnevnom životu u ogromnom procentu dovoljno je poznavanje relativnih kretanja, a razmatranje apsolutnog kretanja gotovo da nema nikakav interes za svakodnevni život. Ovakav stav se primenjuje i u teoriji etra. Kada se na primer vrši teorijska analiza i praktična primena u oblastima kao što su mehanika i elektrodinamika u većini slučajeva dovoljno je poznavanje relativnog kretanja izmedju tela (čestica).

Vratimo se ponovo na primer kretanja tela u nekoj oblasti intergalaktičkog prostora. Telo se kreće kroz oblast koja se nalazi van uticaja gravitacionih polja, a prostor ima euklidsku geometriju. Ovo je primer za tzv. izdvojenu oblast koju sam uveo u razmatranje u poglavlju 4. Telo se kreće ravnomerno pravolinijski brzinom  $v$  u odnosu na apsolutni prostor (etar). Sa stanovišta teorije etra prihvatljiv je zaključak Njutnove mehanike da se samo delovanjem sile na telo može promeniti apsolutna brzina tela.

Znači razmatramo slučaj ravnomerno pravolinijskog kretanja tela u odnosu na apsolutni prostor (etar). Takvo kretanje je po inerciji, i takvo kretanja tela bi se održavalo neograničeno dugo, pod uslovom da sile ne deluju na njega. Inercijalno kretanje tela je u odnosu na apsolutni prostor (etar), i to kretanje postoji nezavisno od egzistencije inercijalnih sistema i posmatrača u njima.

Inercijalni sistem se jednostavno dobija ako telu koje se kreće ravnomerno pravolinijski u izdvojenoj oblasti dodamo koordinatni sistem. Kao što je inercija tela neraskidivo povezana sa apsolutnim prostorom (etrom), i inercijalni sistem je povezan sa etrom. U predhodnoj diskusiji istakao sam važnost inercijalnog sistema, ali sam konstatovao da se samo eksperimentalnim putem može utvrditi da li je sistem inercijalan ili ne.

Ako inercijalni sistem počne da se kreće ubrzano u odnosu na apsolutni prostor (etar) dobija se neinercijalni sistem reference. Posmatrač iz neinercijalnog sistema reference da bi opisao mehaničke pojave mora pored realnih sila uvesti i inercijalne sile.

Objašnjenje porekla inercijalnih sila u teoriji etra se poklapa sa Njutnovim učenjem. Pojava inercijalnih sila nije vezana za relativno kretanje tela u odnosu na ostala tela, već je povezana sa ubrzanjem tela u odnosu na apsolutni prostor – etar.

## *27. Analiza opšte teorije relativnosti. Objasnjenje pojedinih eksperimenata zasnovano na primeni optike i elektrodinamike*

Diskusiju prezentovanu u predhodnom poglavlju koristiću za analizu osnova i pojedinih rezultata opšte teorije relativnosti. Mnogi stavovi iz Njutnove mehanike mogu se direktno primeniti u teoriju etra. Sa druge strane teorija etra po mnogim pitanjima nije u saglasnosti sa opštom teorijom relativnosti. U daljem tekstu ja ću obrazložiti taj stav.

Ajnštajn je trebalo preko deset godina da oformi opštu teoriju relativnosti (OTR) koju je postepeno razvijao i objavljivao. Izmedju prve ideje o značaju jednakosti gravitacione i inercijalne mase, i misanog eksperimenta o posmatraču u slobodnom padu, i kompletne teorije prezentovane u novembru 1915. godine u Pruskoj akademiji nauka ima dvadesetak publikacija i istupanja na seminarima. Ajnštajn ide postepeno, a novi radovi se oslanjaju na prethodne. Na osnovu tih radova može se pratiti prirodan razvoj te teorije.

Bez obzira na uspeh STR u objašnjenju mnogih pojava Ajnštajn ističe njenu ograničenost, jer važi samo za inercijalne sisteme. Ubrzana kretanja i gravitacija ostali su po strani u okviru STR. On želi da inkorporira gravitaciju u njegov relativistički sistem.

Ajnštajn svoje učenje dobrim delom zasniva na filozofskim stavovima austrijskog filozofa Ernesta Maha (Ernst Mach). Mah je krajem devetnaestog veka dao veoma snažnu kritiku Njutnovog apsolutnog prostora, uopšte kritiku osnovnih koncepcija Njutnove mehanike. Takodje je dao i svoje shvatanje tih problema.

Ajnštajn zahteva novi unapredjeniji pristup prostoru i vremenu u odnosu na stanovište STR. Nalazi problem u prirodi samog prostora. Sa stanovišta klasične mehanike prostor deluje na tela, ali na sam prostor tela ne mogu delovati. On izjavljuje sledeće:

”Tromost se odupire ubrzanju, no ubrzanju prema čemu. U okvirima klasične mehanike jedini je odgovor tromost se odupire ubrzanju prema prostoru. To je fizičko svojstvo prostora, prostor utiče na tela u njemu, no telo ne utiču na njega. To je verovatno dublje značenje Njutnove izjave prostor je apsolutan”.

Pauli se nadovezuje na tu izjavu tako da u svojoj knjizi o OTR izjavljuje sledeće:

”Otpor protiv ubrzanja u odnosu na apsolutni prostor je bez fizičkog smisla”.

Ajnštajn pored zahteva daljeg povezivanja prostorno–vremenskog kontinuuma sa telima u prirodi postavlja sebi zadatak koji mora da ispuni njegova teorija:

“Teorija čije će jednačine važiti za ma kakav referentni sistem i u ma kakvom stanju kretanja se on nalazio”.

Za matematičko tretiranje prostorno vremenskog–kontinuuma koristi se poseban matematički formalizam. Zbog složenosti tog matematičkog formalizma prvenstveno ću se baviti fizičkom stranom i osnovama opšte teorije relativnosti.

Ajnštajn započinje stvaranje OTR od preciznih eksperimentalnih rezultata. Eksperimenti su pokazali da je ubrzanje u gravitacionom polju nezavisno od mase i prirode tela. Drugi eksperimentalni rezultat je ekvivalentnost gravitacione i inercijalne mase. Postoji više eksperimenata koji su izvršeni u cilju provere te ekvivalentnosti.

Još je Njutn tražio odnos izmedju inercijalne i gravitacione mase. On je bio ubedjen u jednakost inercijalne i gravitacione mase na osnovu činjenice da sva tela imaju jednako ubrzanja pri slobodnom

padanju u vakuumu. Treba spomenuti i merenja Rolanda Etveša (Loránd Eötvös) koji je svojom preciznom torzionom vagom došao do rezultata da su te dve mase međusobno jednake. Merenja su vršena i u najnovije vreme, i sa visokom preciznošću dokazana je ta ekvivalentnost.

Eksperimentalna je činjenica da u gravitacionom polju sva tela imaju isto ubrzanje kada se kreću u vakuumu, i to ubrzanje je nezavisno od veličine njihovih masa. Sa druge strane u neinercijalnim sistemima reference tela imaju ubrzanje nezavisno od njihovih masa. Po ovoj osobini (nezavisnost ubrzanja od mase tela) kako je Ajnštajn primetio gravitacione i inercijalne sile su jednake. Ajnštajn o tome govori na sledeći način:

"Prema Njutnovom zakonu kretanja je

$$(Sila) = (troma\ masa)(ubrzanje)$$

pri čemu je "troma masa" karakteristična konstanta ubrzavanog tela. Ako je sad ubrzavajuća sila sila teža, to jest gravitacija, tada taj zakon ima oblik

$$(Sila) = (teška\ masa)(jačina\ gravitacionog\ polja)$$

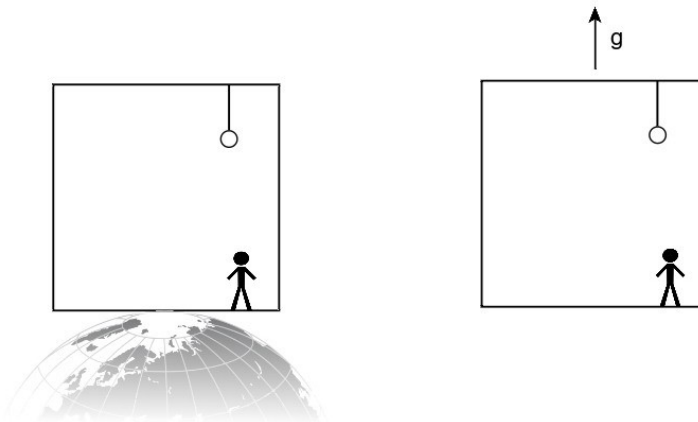
pri čemu je "teška masa" takodje neka, za telo karakteristična konstanta. Iz ove dve relacije sledi:

$$(ubrzanje) = \frac{(teška\ masa)}{(troma\ masa)} (intenzitet\ gravit.\ polja).$$

Ako sada, kako proizilazi iz iskustva, pri zadanom gravitacijskom polju mora ubrzanje uvek biti isto i nezavisno o prirode i stanja tela, tada mora odnos između teške i tromе mase biti takodje za sva tela isti. Prikladnim izborom jedinica može ovaj odnos postati jednak jedinici, tada vredi ovaj stav:

Teška masa i troma masa nekog tela su jednake."

U toj prvoj fazi razvoja OTR ključnu ulogu imaju misaoni eksperimenti. Navešću neke od njih. Ajnštajn uvodi u razmatranje kabinu sa posmatračem koja se nalazi u homogenom gravitacionom polju Zemlje. On uvodi u razmatranje i identičnu kabinu koja se nalazi u prostoru bez gravitacije i za nju predpostavlja da se ubrzava. Kabina se nalazi u svemirskom brodu, i ubrzavanje kabine se može realizovati korišćenjem raketnih motora svemirskog broda (slika 62)



slika 62

Ubrzanje kabine neka je jednako ubrzanju zemljine teže. Posmatrač u kabini će izgledati kao da miruje u polju teže. Ako posmatrač ispusti neki predmet, on će se kretati u smeru suprotnom od ubrzanja kabine. Ajnštajn izvodi sledeći zaključak:

"Pojave u inercijalnom sistemu, koji se nalazi u homogenom gravitacionom polju, i u neinercijalnom sistemu koji se kreće ubrzanjem stalnog intenziteta i pravca dešavaju se na isti način."

Ova tvrdjenje naziva se princip ekvivalencije. Ajnštajn je princip ekvivalencije ugradio u temelj svoje opšte teorije relativnosti. U literaturi se mogu naći pojmovi kao što su slab i jak princip ekvivalencije. Medjutim za dalju analizu principa ekvivalencije dovoljno je zadržati se na ovom misaonom eksperimentu.

Postoji više tih misaonih eksperimenata koje Ajnštajn koristi pri zasnivanju opšte teorije relativnosti. Najpre ću prezentovati zaključke i stavove koji su dobijeni na osnovu tih misaonih eksperimenata, a kasnije ću ih analizirati na osnovu teorije etra.

Jedan od Ajnštajnovih misaonih eksperimenata je i kabina sa posmatračem koja slobodno pada u gravitacionom polju Zemlje. U toj kabini se osim posmatrača mogu nalaziti i neka tela. Kabina, posmatrač i sve ostalo što se nalazi u kabini imaće isto ubrzanje nezavisno od mase. Posmatrač unutar kabine može zaključiti da se kabina kreće po inerciji negde u prostoru van gravitacionih sila. Iako se kreće u polju gravitacije, njemu izgleda kao da je njeno polje nestalo.

Neka je  $S$  inercijalni sistem u prostoru van gravitacionih polja. U tom sistemu se emituje zrak svetlosti koji se prostire pravolinijski konstantnom brzinom  $c$ . Zamislimo da se sada u tom prostoru ubrzava neka kabina koju ću označiti sa  $S'$ . Pravac kretanja kabine i pravac emitovanog zraka svetlosti su okomiti. Svetlost kroz otvor na bočnoj strani kabine dospeva u kabinu. Svetlost se kreće pravolinijski u sistemu  $S$ , a posmatrač u kabini  $S'$  uočiće da se svetlost skreće u suprotnom smeru od kretanja kabine. Pošto po principu ekvivalencije u komori je generisano gravitaciono polje Ajnštajn zaključuje da se putanja svetlosti savija u gravitacionom polju.

Navedimo i primer rotirajućeg diska (platforme). Zamislimo neki veliki disk koji brzo rotira u odnosu na neki inercijalni sistem. Posmatrač koji se nalazi na platformi osetiće dejstvo centrifugalne sile. Ako pak kuglicu vežemo za oprugu koja je učvršćena za platformu može se meriti intenzitet centrifugalne sile. Ajnštajn saglasno svom principu ekvivalencije objašnjava ovu situaciju na sledeći način:

"On shvata silu, koja deluje na njega i na sva tela što miruju u odnosu na ploču, kao delovanje nekog gravitacionog polja. Ipak, prostorna raspodela ovog gravitacionog polja je takve vrste kakva ne bi bila moguća prema Njutnovoј teoriji gravitacije. Polje je nula u središtu ploče, a raste srazmerno udaljenosti od središta kako se pomičemo prema ivici."

Ajnštajn je princip ekvivalencije ugradio u temelj OTR, u skladu sa tim on daje sledeće tvrdjenje.

"Tačno je, dakle, da putnik u železničkom vagonu koji koči oseća zbog tog kočenja trzaj prema napred te na osnovu toga zaključuje o nejednolikom kretanju (usporavanju) vagona. Ali niko ga ne prisiljava da iz trzaja zaključi o "stvarnom" ubrzanju (u ovom slučaju usporavanju) vagona. Može on taj događaj protumačiti i ovako: Moje referentno telo (vagon) je i dalje na miru. U odnosu na njega pojavilo se, međjutim, (za vreme trajanja kočenja) neko prema napred usmereno vremenski promenljivo gravitaciono polje. Zbog delovanja tog polja kreće se pružni nasip zajedno sa Zemljom na taj način da njegova prvobitna, unatrag usmerena, brzina sve više opada. Ovo gravitaciono polje je takodje ono koje izaziva trzaj kod putnika".

Navešću i nekoliko varijanti principa ekvivalencije:

"Ekvivalentnost neinercijalnog sistema reference i gravitacionog polja predstavlja suštinu principa ekvivalencije".

"Neinercijalni sistem reference se nikakvim eksperimentom ne može lokalno razlikovati od gravitacionog polja".

U specijalnoj teoriji relativnosti jedino se razmatraju inercijalni sistemi reference. Ostali sistemi reference su ostali po strani. Jedno od važnih obeležja STR je nepromenljivosti matematičkih jednačina pojedinih zakona mehanike i elektrodinamike u odnosu na Lorencove transformacije.

Ajnštajn traži formulaciju fizičkih zakona koje će imati isti oblik u svim sistemima reference bez obzira na stanje kretanja referentnih sistema. On je želeo da princip kovarijantnosti fizičkih zakona sa inercijalnih sistema reference proširi na sve sisteme.

Galilej je prvi uveo princip relativnosti kretanja, i taj princip se samo odnosio na mehaničke pojave. Ajnštajn i Poenkare proširuju taj princip sa mehaničkih na sve fizičke pojave. Ajnštajn ide korak dalje i proširuje princip relativnosti sa inercijalnih sistema na neinercijalne sisteme i dobija prošireni (opšti) princip relativnosti koji se sastoji u sledećem:

"Oblik fizičkih zakona je isti u svim sistemima reference".

Može se shvatiti potreba za takvim uopštavanjem obzirom na probleme koji se javljaju kada želimo da odredimo da li je neki sistem inercijalan.

Za formulaciju jednačina koje u matematičkom obliku izražavaju fizičke zakone u datom sistemu reference koriste se određene kordinate. Pošto je prostorno–vremenski kontinuum četvero dimenzioni kordinate su tri prostorne i jedna vremenska ( $x, y, z$  i  $t$ ). Te kordinate trpe transformacije pri prelazu iz jednog sistema reference u drugi. Opšti princip relativnosti je povezan sa principom kovarijantnosti koji glasi:

"Jednačine prirodnih zakona moraju biti kovarijantne prema svim kontinuiranim transformacijama koordinata".

Znači postulati OTR zahtevaju da matematičke relacije za fizičke zakone imaju isti oblik u svim sistemima reference, i da ti fizički zakoni ostanu isti-kovarijantni pri proizvoljnim transformacijama koordinata.

U literaturi postoje različita mišljenja u vezi pitanja koji su osnovni principi opšte teorije relativnosti. Postoje različita mišljenja, ali preovladava stav da su princip ekvivalencije i princip kovarijantnosti osnovni principi opšte teorije relativnosti. Broj osnovnih principa kod pojedinih autora varira, a neki autori u osnovne principe ubrajaju i opšti princip relativnosti i Mahov princip. Pojedini principi nisu međusobno nezavisni, i u skladu sa tim analizira se veza medju njima. Situacija se dodatno komplikuje i time što svaki princip ima određene varijante. Treba istaći da je Ajnštajn prilikom formulisanja svoje teorije menjao sistem osnovnih principa. Ajnštajn u određenoj etapi razvoja svoje teorije je zanemario princip kovarijantnosti, da bi mu se kasnije opet vratio.

Jedan od cileva ovog poglavlja je i analiza osnova OTR sa stanovišta teorije etra. Ja ću analizirati najpre princip kovarijantnosti sa stanovišta teorije etra. Analiza principa kovarijantnosti biće pre svega uradjena sa matematičke tačke gledišta. Ja primenjujem takav pristup jer smatram da princip kovarijantnosti je pre svega matematički, a ne fizički zahtev.

Uzmimo u razmatranje jedan mehanički zakon. Taj mehanički zakon u referentnom sistemu  $S$  ima odgovarajuću matematičku formulaciju. U tom sistemu fizičke kordinate koje se koriste su  $x, y, z$  i  $t$ . Taj skup koordinata se može transformisati u neke druge kordinate  $x', y', z'$  i  $t'$  korišćenjem odgovarajućih matematičkih funkcija. Referentni sistem u kome se koriste kordinate  $x', y', z'$  i  $t'$  označiću sa  $S'$ . Interesuje nas kako će glasiti taj matematički zakon za posmatrača u referentnom sistemu  $S'$ . Kao što je rečeno u najopštijem slučaju formule za transformaciju koordinata glase

$$\begin{aligned}x &= f(x', y', z', t') \\y &= g(x', y', z', t') \\z &= h(x', y', z', t') \\t &= l(x', y', z', t')\end{aligned}\tag{27.1}$$

Postoji veoma veliki broj načina na koji se mogu izvršiti te transformacije. Sa matematičke tačke gledišta moraju biti ispunjeni određeni uslovi u vezi transformacije koordinata. Situacija koju ovde razmatram je generalnija nego situacija koja je razmatrana u poglavlju 25. U poglavlju 25 sam razmatrao elektrodinamiku sa stanovišta specijalne teorije relativnosti, i u skladu sa tim referentni sistemi su bili inercijalni sistemi, a transformacije koordinata koje se povezivale te sisteme bile su Lorencove transformacije. Situacija u opštoj teoriji relativnosti je složenija jer sistemi  $S$  i  $S'$  mogu biti inercijalni, neinercijalni, sistemi u gravitacionom polju itd. U opštoj teoriji relativnosti uzima se da su svi sistemi ekvivalentni, dok sa stanovišta teorije etra ne postoji ekvivalencija medju svim sistemima. Razlozi zbog kojih pojedini sistemi nisu ekvivalentni sa stanovišta teorije etra biće objašnjeni kasnije. Transformacije izmedju koordinata date su jednačinama (27.1). Kada se analiza vrši u okviru opšte teorije relativnosti transformacije mogu biti mnogo složenije u odnosu na Lorencove transformacije. Obzirom da sistemi  $S$  i  $S'$  mogu vršiti sasvim proizvoljna kretanja broj tih transformacija biće veliki.

Moj prigovor na princip kovarijantnosti sastoji se u sledećem. U sistemu  $S$  mehanički zakon ima odgovarajuću matematičku formulaciju. Veze izmedju koordinata sistema  $S$  i  $S'$  date su jednačinama (27.1). U skladu sa principom kovarijantnosti treba očekivati da mehanički zakon ima istu matematičku formulaciju u sistemu  $S'$ . Ovo treba da važi za bilo kakve transformacije koordinata i za bilo kakve sisteme reference. Ovde je razmatran slučaj sistema  $S$  i sistema  $S'$ . Neka sistem  $S$  zadrži svoje stanje kretanja, a pored sistema  $S'$  uvedimo još  $n$  referentnih sistema. Njih ću označiti sa  $S_1, S_2,$



$S_3, \dots, S_n$ , i oni su povezani sa sistemom  $S$  odgovarajućim jednačinama za transformaciju koordinata, koje imaju formu jednačina (27.1). U sistemu  $S$  mehanički zakon ima odgovarajuću matematičku formulaciju. Izvršimo transformaciju koordinata između sistema  $S$  i  $S_1$  i proverimo da li mehanički zakon ima istu matematičku formulaciju u sistemu  $S_1$ . Proceduru ponovimo i za sisteme  $S_2, S_3, \dots$  i  $S_n$ . Saglasno principu kovarijantnosti treba očekivati da u svim sistemima ostane isti matematički oblik mehaničkog zakona. Međutim ja se sa takvim stanovištem ne slažem, jer ako uzmemo dovoljan broj sistema (dovoljan broj transformacionih jednačina oblika (27.1)) smatram da u većini slučajeva matematička formulacija fizičkog zakona neće ostati ista, mada u pojedinim slučajevima matematička formulacija fizičkog zakona ostaje ista. Nije realno očekivati da kada uzimamo proizvoljan broj puta transformacije koordinata oblika (27.1) da uvek matematička formulacija fizičkog zakona ostane ista. U nekim slučajevima matematička formulacija fizičkog zakona ostaće ista, ali u većini slučajeva neće.

Sa stanovišta teorije etra princip kovarijantnosti nije uvek ispunjen. Ja smatram da kada se analiziraju fizičke situacije u opštoj teoriji relativnosti da u pojedinim slučajevima (pri određenom izboru referentnih sistema odnosno transformacionih jednačina) princip kovarijantnosti će važiti, odnosno pojedine jednačine će zaista održati istu matematičku formu, ali u većini slučajeva to neće biti ispunjeno, odnosno matematičke jednačine neće ostati invarijantne. Ja u svojoj teoriji ne postavljam zahtev da matematički zakoni ostanu isti u referentnim sistemima pri proizvoljnim transformacijama koordinata. Princip kovarijantnosti ne predstavlja fundamentalni zakon prirode, i to je pre svega matematički, a ne fizički zahtev.

Sada ću dati dodatna obrazloženja za ova moja tvrdjenja. Krenimo najpre od Galilejevog principa relativnosti kretanja po kome u inercijalnim sistemima referencije mehaničke pojave se dešavaju na isti način, odnosno zakoni mehanike imaju isti matematički oblik u svim inercijalnim sistemima reference. Galilejev princip relativnosti je najpre od strane Poenkarea, a kasnije i od strane Ajnštajna u specijalnoj teoriji relativnosti proširen na sve fizičke pojave. Možemo smatrati da je princip relativnosti eksperimentalno dobro proveren. Princip relativnosti zahteva da fizički zakoni imaju isti matematički oblik u svim inercijalnim sistemima reference, ali ne zahteva da matematički oblik fizičkih zakona ostane isti pri proizvoljnim transformacijama koordinata. Takav zahtev postavlja princip kovarijantnosti.

Kada je razmatrana elektrodinamika sa stanovišta specijalne teorije relativnosti pokazano je da se zaista matematički oblici fizičkih zakona ne menjaju prilikom korišćenja Lorencovih transformacija, ali to ne znači da ako je princip kovarijantnosti bio ispunjen u specijalnoj teoriji relativnosti da princip kovarijantnosti mora da važi za bilo kakve transformacije koordinata, za bilo kakve sile i sisteme referencije.

Ajnštajn u svojoj OTR napušta Euklidovu geometriju. Za slučaj gravitacionih polja, sistema u rotaciji, ubrzanih sistema ne važi Euklidova geometrija tj. geometrijske relacije prestaju da zadovoljavaju Euklidove aksiome. Ako fiksiramo vreme i posmatramo samo prostor, metrika prostora ovih sistema ne određuje se po relaciji

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$$

Neeuklidska geometrija je u matematici razvijena od strane Rimana, Gausa, Lobačevskog. Riman je proširio Gausovu teoriju površina na mnogo dimenzija. Zatim su Riči i Levi-Čivita razvili teoriju u obliku tenzorskog računa.

Kao što je rečeno sa stanovišta OTR geometrijske relacije prestaju da zadovoljavaju Euklidove aksiome. Da bi to ilustrirao Ajnštajn daje primer velikog diska (sistem  $K'$ ) koji rotira u odnosu na neki inercijalni sistem  $K$ . Evo tog čuvenog Ajnštajnovog primera.

”Osim toga, i definicija prostornih koordinata nailazi ovde na nesavladive poteškoće. Postavi li, naime posmatrač koje se kreće s rotirajućom pločom svoj merni štap (koji je malen u odnosu na poluprečnik ploče) na ivicu ploče i to tangencijalno na nju, tada je štap, posmatrano iz Galilejevog iskustva, dužine manje od 1, budući da se tela u kretanju skraćuju u smeru kretanja, što smo objasnili. Položi li on, međutim, svoj merni štap ne tangencijalno već u smeru radijusa, u tom slučaju, prosudjujući iz  $K$ , štap ne trpi nikakvo skraćivanje. Meri li dakle posmatrač pomoću svog mernog štapa prvo obim ploče, a zatim poluprečnik ploče i podeli li ova dva merna rezultata, ne dobija kao

koeficijent poznati broj  $\pi = 3,14 \dots$ , već neki veći broj, dok bi se na nekoj ploči, mirnoj u odnosu na K, moralo prilikom ove merno–računske operacije dobiti, dakle tačno  $\pi$ . Ovo dokazuje da postavke Euklidske geometrije ne mogu tačno vredeti na rotirajućoj ploči, a time i opšte u nekom gravitacionom polju, barem ne ako štapu pripisujemo dužinu 1 u svim položajima i pri svakoj orijentaciji”.

Znači kod platforme koja rotira dužina obima se menja, a dužina prečnika ostaje ista, pa nastaje konflikt sa Euklidskom geometrijom. Ovde se opet poteže pitanje da li je kontrakcija mernog štapa prividna ili stvarna sa stanovišta specijalne teorije relativnosti.

”Na sličan način dolazi i do teškoća sa vremenom. Neka posmatrač ima dva identična časovnika, pa jedan stavi u centar diska, gde i on sedi, a drugi u neku tačku na periferiji diska. Ovaj časovnik na periferiji diska, sa tačke gledišta posmatrača iz centra diska ići će sporije nego časovnik u centru (saglasno efektu dilatacije vremena iz STR). Dakle i vreme na telu koje rotira trpi promene”.

Ajnštajn taj zaključak generalizuje:

”Na našoj kružnoj ploči, odnosno sasvim uopšteno uzevši u svakom gravitacionom polju, neki će časovnik dakle ići brže odnosno sporije, zavisno od mesta u kojem je časovnik (miran ) postavljen”.

Na osnovu ovog primera izvode se zaključci :

”Jedinstveno definisanje vremena za ceo prostor je nemoguće ”.

”Prostorne koordinatne linije nemaju neposrednu fizičku interpretaciju u slučaju postojanja gravitacionog polja. Ono što se može uraditi jeste da se rastojanje između dve tačke definiše pokazivanjem lenjira koji se nalazi tamo gde su te tačke. Fizički smisao imaju samo metričke relacije. To isto važi kad se u igru uvede vremenska koordinata: vremenski interval se meri ne razlikom vremenske koordinate dva događaja, već pokazivanjem standardnog časovnika, koji se nalazi na mestu događaja”.

Kao što je već napomenuto za slučaj gravitacionih polja, sistema u rotaciji, ubrzanih sistema ne važi Euklidova geometrija. Najvažnije mesto dodira između Gausove (Rimanove) teorije površina i OTR leži u metričkim osobinama na kojima su obe teorije zasnovane.

U osnovi opšte teorije relativnosti su sledeći kvaliteti:

1. Prostorno–vremenski kontinuum je četvorodimenzionalni Rimanov prostor.
2. Metrika Rimanovog prostora određuje se relacijom

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (27.2)$$

Gravitaciono polje i prostorno vremenski kontinuum opisuju se u OTR funkcijama  $g_{\mu\nu}$ . Fundamentalni tenzor  $g_{\mu\nu}$  određuje metrička svojstva i prostora i gravitacionog polja.

3. Trajektorije probnih materijalnih objekata su geodezijske linije u prostorno vremenskom kontinuumu sa metričkim tenzorom  $g_{\mu\nu}$ , a pod dejstvom samo inercije i gravitacije one su opisane pomoću jednačina

$$\frac{d^2 x^\sigma}{ds^2} + \Gamma_{\mu\nu}^\sigma \frac{dx^\mu}{ds} \frac{dx^\nu}{ds} = 0 \quad (27.3)$$

4. Ajnštajnovе jednačine gravitacionog polja, koje opisuju vezu između prostorno–vremenskog kontinuumu i raspodele materije u prostoru imaju oblik

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = -k T_{\mu\nu} \quad (27.4)$$

Ovde je  $T_{\mu\nu}$  tenzor gustine energije, a  $k$  je konstanta. Jednačina (27.4) ima elegantnu formu, međutim rešavanje Ajnštajnovе jednačine je težak zadatak. Za neke fizičke interesantne situacije ovaj zadatak uspešno je rešen.

Kao što sam već istakao u svom razmatranju etar poistovećujem sa prostorom. Etar (prostor) može postojati kao samostalni entitet. Između ova dva pojma uspostavljам ekvivalenciju. Postojanje prostora (etra) nije uslovljeno ni masivnim telima, ni gravitacionim, elektromagnetnim poljima, ali to ne znači da masivna tela, elektromagnetna polja ne utiču na etar, deformišu ga. U opštoj teoriji relativnosti metrika prostora je uslovljena raspodelom masa, a sam prostor je neuklidski. Sa stanovišta teorije etra prihvatljivo je da velike mase deformišu prostor (etar).

Sada ću analizirati princip ekvivalencije. U predhodnom tekstu citirao sam pojedine stavove opšte teorije relativnosti o principu ekvivalencije. Jedan od takvih stavova je sledeći:

”Ekvivalentnost neinercijalnog sistema reference i gravitacionog polja predstavlja suštinu principa ekvivalencije”.

Sa stanovišta OTR u neinercijalnom sistemu reference dolazi do generisanja gravitacionog polja (prostorno–vremenski promenljivog). Sa stanovišta teorije etra princip ekvivalencije nije prihvatljiv.

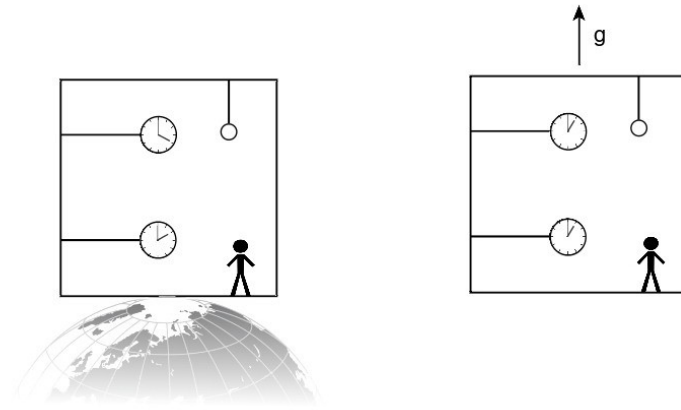
Uzmimo primer nekog inercijalnog sistem koji počne da se kreće ubrzano u odnosu na apsolutni prostor. Usled ubrzanog kretanja u odnosu na apsolutni prostor taj sistem postaće neinercijalni sistem, i posmatrač mora uvesti inercijalne sile da bi opisao mehaničke pojave. Medjutim sa stanovišta teorije etra nije došlo do generisanja gravitacionog polja u neinercijalnom sistemu reference. U daljem tekstu ja ću obrazložiti to moje tvrdjenje.

Tačno je da ubrzanje tela u gravitacionom polju ne zavisi od mase tela. Kada na telo deluje inercijalna sila ubrzanje koje telo dobija njenim dejstvom takodje ne zavisi od mase tela. Po ovoj osobini ove dve sile su formalno slične, ali se razlikuju po mnogim karakteristikama. Kao što sam istakao sa stanovišta etarske hipoteze prihvatljivo je da velike mase deformišu prostor (etar), i u skladu sa tim izvodim zaključak da gravitacija nastaje usled deformacije etra. Ovaj zaključak je u skladu sa učenjem OTR da je gravitacija posledica deformisanosti prostorno-vremenskog kontinuuma. Moram naglasiti da u savremenoj nauci poreklo gravitacione sile nije u potpunosti objašnjeno, bez obzira na pojedine zaključke i rezultate opšte teorije relativnosti. Zaključak koji sam izneo da gravitacija nastaje usled deformacije etra je na nivou hipoteze. To je jedno moje početno razmišljanje u cilju utvrđivanja porekla gravitacione sile.

Inercijalna sila ima savim drugačije poreklo u odnosu na gravitacionu silu. U neinercijalom sistemu reference posmatrač mora uvesti inercijalnu silu da bi mogao da opiše kretanje tela. Stanovište teorije etra se poklapa sa Njutnovim učenjem da pojava inercijalnih sila je povezana sa ubrzanjem tela u odnosu na apsolutni prostor (etar). Kada se referentni sistem (telo) kreće ubrzano u odnosu na apsolutni prostor nastaje inercijalna sila. Inercijalna sila će nastati i kada se telo kreće ubrzano u odnosu na nedeformisani etar tj. prostor sa euklidskom metrikom, ali će nastati i kada se telo kreće ubrzano u odnosu na deformisani etar, odnosno prostor sa neeuklidskom metrikom. Znači i pored postojanja formalne sličnosti inercijalne sile sa gravitacionom silom, koja se ogleda u osobini da ubrzanje koje te sile saopštavaju telima ne zavisi od mase, inercijalna i gravitaciona sila su potpuno fizički različite sile.

Princip ekvivalencije je već naveden u dosadašnjem tekstu, i grafički je prikazan na slici 62. Sada ću razmatrati slučaj koji je malo modifikovan od onog prikazanog na slici 62. Modifikacija u odnosu na predhodni slučaj se ogleda u tome što se sada u komorama nalaze identični časovnici. U sistemu (komori) koji se nalazi u homogenom gravitacionom polju Zemlje nalazi se posmatrač, i dva identična časovnika na visinama  $h_1$  i  $h_2$  od poda komore. Posmatrač je obesio kuglicu o neistegljivu nit, tako da je ona zateže.

Saglasno primeru za objašnjenje principa ekvivalencije uvodi se i identična komora koja se nalazi u oblasti van gravitacionog polja, i ubrzanje se delovanjem neke sile. U komori se nalaze dva identična časovnika na visinama  $h_3$  i  $h_4$ , i kuglica koja je obešena od plafon komore. Ubrzanje komore je konstantnog intenziteta pravca i smera. Uzećemo da intenzitet ubrzanje komore ima vrednost  $g$ . Ovaj primer sa komorama je grafički prikazana na slici 63.



Slika 63

Posmatrač u komori koja se nalazi u oblasti van gravitacionog polja je obesio kuglicu o neistegljivu nit. Kuglica će zatezati nit kao da se nalazi u gravitacionom polju. Presecanjem niti kuglica pada na pod komore. Sa stanovišta teorije etra kretanje kuglice nakon prekidanja niti se objašnjava na sledeći način. Nakon prekidanja niti kuglica nastavlja da se kreće po inerciji sa brzinom (u odnosu na etar) koju je imala u trenutku presecanja niti. Pod komore je sustiže jer se kreće ravnomerno ubrzano u odnosu na etar. Ovaj primer kretanje kuglice predstavlja jednostavan mehanički eksperiment.

Što se tiče jednostavnih mehaničkih eksperimenata (koji ne zahtevaju visoku preciznost) može se uzeti da se za oba posmatrača u komorama eksperimenti dešavaju na isti način. Međutim sa stanovišta teorije etra ova dva sistema (komore) nisu ekvivalentni sistemi. U komori koja se ubrzava ne postoji gravitaciono polje. U toj komori na kuglicu i posmatrača deluje inercijalna sila. Ako je masa kuglice  $m$  intenzitet inercijalne sile ima vrednost

$$F_i = mg$$

Sledeća bitna razlika koja postoji između ta dva sistema (dve komore) povezana je sa dilatacijom vremena. Najpre razmatram komoru koja se nalazi u homogenom gravitacionom polju Zemlje. Časovnici koji se nalaze na visinama  $h_1$  i  $h_2$  bili su sinhronizovani, odnosno pokazivali su isti trenutak vremena. Posle određenog vremenskog intervala doći će do određene razlike u pokazivanju časovnika. Ta pojava se objašnjava u okviru opšte teorije relativnosti (jednačina 19.3). Označimo sa  $\Delta t_1$  vremenski interval koji je izmerio časovnik koji se nalazi na visini  $h_1$ , a sa  $\Delta t_2$  označimo vremenski interval koji je izmerio časovnik koji se nalazi na visini  $h_2$ . Saglasno rezultatu opšte teorije relativnosti ti vremenski intervali biće povezani jednačinom

$$\Delta t_2 = \Delta t_1 \left( 1 + \frac{g(h_2 - h_1)}{c^2} \right) \quad (27.5)$$

Definišimo razliku u pokazivanju časovnika na sledeći način

$$\Delta t_2 - \Delta t_1 = \Delta t_1 \frac{g(h_2 - h_1)}{c^2} \quad (27.6)$$

Ta razlika se može eksperimentalno meriti. Takodje može se eksperimentalno demonstrirati i gravitacioni crveni pomak korišćenjem metode zasnovane na Mezbauerovom efektu.

Posmatrajmo sada sistem (komoru) koja se ubrzava van gravitacionog polja. Časovnici se nalaze na visinama  $h_3$  i  $h_4$ . Saglasno opštoj teoriji relativnosti u toj komori se generiše gravitaciono polje. Metrika prostora u ubrzanom komori se određuje na osnovu relacije

$$ds^2 = \left( 1 + \frac{gx}{c^2} \right)^2 c^2 dt^2 - x^2 - y^2 - z^2 \quad (27.7)$$

, a metrički tenzor ima komponente

$$g_{\mu\nu} = \left[ \left( 1 + \frac{gx}{c^2} \right)^2, -1, -1, -1 \right] \quad (27.8)$$

Sa  $x, y, z$  i  $t$  označene su prostorne i vremenske koordinate u komori koja se ubrzava. Korišćenjem metričkog tenzora može se pokazati da će se javiti razlika u pokazivanju časovnika koji se nalaze na visinama  $h_3$  i  $h_4$ . Označimo sa  $\Delta t_3$  vremenski interval koji je izmerio časovnik koji se nalazi na visini  $h_3$ , a sa  $\Delta t_4$  vremenski interval koji je izmerio časovnik koji se nalazi na visini  $h_4$ . Saglasno rezultatu opšte teorije relativnosti vremenski intervali  $\Delta t_3$  i  $\Delta t_4$  biće povezani jednačinom

$$\Delta t_4 = \Delta t_3 \left( 1 + \frac{g(h_4 - h_3)}{c^2} \right) \quad (27.9)$$

Može se postaviti pitanje da li je u komori koja se ubrzava došlo do deformacije prostora (etra)? Sa stanovišta teorije etra prostor unutar komore ostaće euklidski tj. nedeformisan.

Bez obzira što je jednačina (27.5) eksperimentalno proverena, i što je jednačina (27.9) dobijena istim metodama opšte teorije relativnosti smatram da neće postojati razlika u pokazivanju časovnika u komori koja se ubrzava. Sa stanovišta teorije etra časovnici koji su u gravitacionom polju Zemlje nalaze se u deformisanom prostoru (etru), a časovnici u ubrzanoj komori nalaze se u nedeformisanom etru.

Kod časovnika u komori koja se ubrzava ne dolazi do razlike u njihovom pokazivanju, jer u svakom trenutku imaju istu apsolutnu brzinu. Podrazumeva se da su ti časovnici identični i sinhronizovani.

U cilju dalje analize principa ekvivalencije sa stanovišta teorije etra navodim još nekoliko primera.

Podsetimo se već navedenog primera inercijalnog sistema u kome se emituje svetlost. Svetlost se emituje u pravcu kretanja sistema. Za posmatrača u tom sistemu kretanje svetlosti je ravnomerno pravolinijsko sa konstantnom brzinom  $c$ . Neka se sistem  $K'$  ubrzava u odnosu na sistem  $K$ . Sistem  $K'$  je neinercijalan sistem. Pravac kretanja sistema  $K'$  je normalan na pravac prostiranja svetlosti. Neka u određenom trenutku svetlost koja je emitovana iz sistemu  $K$  dospe u unutrašnjost sistema  $K'$  kroz otvor na bočnoj strani. Za posmatrača u sistemu  $K'$  kretanje svetlosti je krivolinijsko. Sistem  $K'$  je neinercijalan, i u skladu sa stanovištem OTR u sistemu  $K'$  je generisano gravitaciono polje koje iskrivljuje putanju svetlosti. Sa stanovišta teorije etra nije prihvatljivo da se na tako trivijalan način proizvede jako gravitaciono polje koje deluje na putanju svetlosti.

Sa ovim "gravitacionim poljem" imamo problem u svakodnevom saobraćaju.

Na disku koji ravnomerno rotira dobija se gravitaciono polje čija je jačina proporcionalna rastojanju od centra diska. Može se postaviti pitanje kako se treba kretati sistem da bi jačina gravitacionog polja bila proporcionalna  $1/r^2$ , kao što je to slučaj kod gravitacionog polja Zemlje.

Pored misaonog eksperimenta sa komorama koji je uveden u cilju demonstracije principa ekvivalencije, Ajnštajn koristi i druge misaone eksperimente pri zasnivanju opšte teorije relativnosti. Jedan od tih misaonih eksperimenata je i kabina (lift) sa posmatračem koja slobodno pada u gravitacionom polju Zemlje. U toj kabini se osim posmatrača mogu nalaziti i neka tela. Kabina, posmatrač i sve ostalo što se nalazi u kabini imaće isto ubrzanje nezavisno od mase. Posmatrač u takvom sistemu konstatuje da lebdi, ne vrši pritisak na pod lifta (slika 64)



Slika 64

Posmatrač unutar kabine mogao bi zaključiti da se kabina kreće po inerciji negde u prostoru van gravitacionih sila. Iako se kreće u polju gravitacije, njemu izgleda kao da je polje nestalo. Ovakvi zaključci su svojstveni opštoj teoriji relativnosti. Navedimo još neke zaključke opšte teorije relativnosti u vezi ovog misaonog eksperimenta:

”Takav sistem koji predstavlja lift nazivamo skoro inercijalni sistem prema tome, možemo reći da je Ajnštajnov idealizovani eksperiment ukazao na jedan skoro inercijalni sistem ”.

”Telo se uvek kreće po inerciji nezavisno od toga da li se nalazi u gravitacionom polju ili izvan njega”.

U vezi ovih zaključaka moram dati određene komentare. Spomenuti su pojmovi inercijalan sistem i inercija, i da bi izvršili što potpuniju analizu tih pojmova u okviru opšte teorije relativnosti, nije na odmet podsetiti se kako su oni tumačeni u poglavlju 26. U tom poglavlju razmatrao sam primer ravnomerno pravolinijskog kretanja tela u odnosu na apsolutni prostor (etar) u tzv. izdvojenim oblastima. Izdvojene oblasti su uvedene u razmatranje u poglavlju 4, i najjednostavnije se mogu opisati kao oblasti u kojima ne postoji gravitaciono polje, a prostor je euklidski. Inercijalni sistem bi mogla biti komora koja se kreće ravnomerno pravolinijski u odnosu na apsolutni prostor (etar). Uzmimo da se u toj komori nalazi čovek. On će lebdeti u toj komori. Ako rasporedimio nekoliko časovnika na različitim položajima u komori, oni će pokazivati isti trenutak vremena, pod uslovom da su bili predhodno sinhronizovani. Prostor unutar i van komore je euklidski. Ne postoji privilegovani pravac u prostoru. Ako posmatrač emituje svetlost u različitim pravcima, ona će se prostirati pravolinijski i imaće istu vrednost brzine. Komora i posmatrač se u stvari kreću po inerciji. Ako se deluje nekom silom na komoru ona će se ubrzati u odnosu na apsolutni prostor i postaće neinercijalan sistem. Možemo uvesti u razmatranje i balon (gumenu loptu). Ako na loptu ne deluje sila ona će se kretati po inerciji, i lopta neće biti deformisana.

Mi većinu eksperimenata vršimo na Zemlji, pa u skladu sa tim nameće se potreba uvođenja inercijalnog sistema. Kao praktičnu realizaciju inercijalnog sistema na Zemlji uzećemo jednu platformu koja se kreće ravnomerno pravolinijski po putu. Sile trenja i svi faktori koji mogu da utiču da sistem postane neinercijalan su redukovani. Takodje fizičke eksperimente na toj platformi vršićemo u relativno kratkom vremenskom intervalu, da ne bi došli do izražaja efekti izazvani rotacijom Zemlje. Pošto se sistem kreće ravnomerno pravolinijski u tom sistemu ne postoje inercijalne sile. Medjutim ovaj inercijalni sistem se razlikuje od inercijalnog sistema u izdvojenim oblastima. Platforma koja se kreće ravnomerno pravolinijski po putu nalazi se u gravitacionom polju Zemlje, odnosno nalazi se u deformisanom prostoru, a inercijalni sistem (komora) u izdvojenoj oblasti nalazi se u nedeformisanom (euklidskom prostoru). To će imati određene posledice. U sistemu platforme postoji gravitaciono

polje, dok u sistemu komore ne postoji. U sistemu platforme vreme ne protiče isto u svim tačkama. Časovnik koji se nalazi na visini  $h$  iznad površine platforme pokazivaće duži vremenski interval nego časovnik koji se nalazi na površini platforme. Rezultat svojstven opštoj teoriji relativnosti. Ovaj efekat gravitacione vremenske dilatacije u slučaju jednostavnih eksperimenata se može zanemariti, odnosno smatrati da u svim tačkama u sistemu komore vreme jednako protiče.

Uzmimo sada da se na platformi nalazi sto čija površina ima izuzetno mali koeficijent trenja. Posmatrač na platformi želi da prouči elastične sudare kugli koje se kreću po površini stola. Ovakav mehanički eksperiment bi se mogao izvršiti i u komori, odnosno posmatrali bi se elastični sudari kugli koje se kreću u jednoj ravni. Ovaj eksperiment bi se odvijao na isti način kao na Zemlji. Osnovna sličnost ova dva sistema (sistema platforme i sistema komore) je u tome što u sistemima ne postoje inercijalne sile. Inercijalne sile nisu ni mogle nastati jer sistemi se ne kreću ubrzano u odnosu na prostor.

Ova diskusija o inercijalnim sistemima potrebno mi je da bi izvršio što potpuniju analizu primera komore koja slobodno pada u gravitacionom polju Zemlje. U toj komori se osim posmatrača mogu nalaziti i neka tela. Razmotrimo najpre tvrdjenje da se komora može smatrati inercijalnim sistemom. Kada komora slobodno pada posmatrač i sve ostalo što se nalazi u komori imaće isto ubrzanje nezavisno od mase. Posmatrač u komori konstatuje da lebdi, on ne vrši pritisak na pod lifta. Sličnu situaciju imali smo u slučaju kretanja inercijalnog sistema u izdvojenoj oblasti. Medjutim postoji suštinska razlika između ova dva sistema. Komora koja pada u gravitacionom polju kreće se kroz deformisani prostor, a inercijalni sistem u izdvojenoj oblasti kretao se kroz euklidski prostor. Takodje i platforma koja se kretala ravnomerno pravolinijski nalazila se u gravitacionom polju Zemlje, odnosno nalazila se u deformisanom prostoru. Kao što sam objasnio to je imalo određene posledice. U sistemu platforme postoji gravitaciono polje, i u skladu sa tim vreme ne protiče isto u svim tačkama. Rezultat svojstven opštoj teoriji relativnosti. Na osnovu tog rezultata donosim zaključak da vreme u sistemu komore koja slobodno pada neće proticati isto u svim tačkama komore.

Da bi obrazložio to moje tvrdjenje zamislimo da je jedan časovnik postavljen na pod komore, a drugi na visini  $h$ . Predpostavimo da su časovnici bili sinhronizovani. Slučaj komore koja slobodno pada razlikuje se od slučaja platforme u sledećem. U slučaju platforme časovnici su se nalazili stalno na istim visinama, odnosno nisu menjali položaj u gravitacionom polju. U slučaju komore koja slobodno pada časovnici neprekidno menjaju položaje u gravitacionom polju, ali rastojanje između časovnika ostaje isto i iznosi  $h$ . Smatram da časovnik koji se nalazi na podu komore će izmeriti kraći vremenski interval od časovnika koji se nalazi na visini  $h$ . Ovo bi trebalo i matematički dokazati. Ja ovom prilikom to neću uraditi, ali upućujem na način na koji bi se to moglo uraditi.

Slična situacija postoji kod eksperimenta koji su izvršili Hafel i Kiting (Joseph Hafele, Richard Keating) 1971. godine u cilju provere teorije relativnost, odnosno efekta dilatacije vremena. Njihov eksperiment se sastojao u tome što su ukrkali atomske časovnike u putničke avione i leteli oko sveta dva puta, jednom u smeru rotacije Zemlje, a drugi put u suprotnom smeru. Oni su upoređivali pokazivanje atomskih časovnika koji su bili u avionima sa atomskim časovnicima koji su bili stacionirani na Zemlji. Primetili su da postoji određena vremenska razlika u pokazivanju atomskih časovnika, koju su interpretirali na osnovu teorije relativnosti. Oni su uzimali u razmatranje u obzir i efekat vremenske dilatacije sa stanovišta STR, i sa stanovišta OTR. Sa stanovišta STR u sistemu časovnika koji se nalazi u avionu manje će vremena proteći, nego u sistemu časovnika koji se nalazi stacioniran na Zemlji. Medjutim sa stanovišta OTR dešava se suprotan efekat, odnosno više će vremena proteći u sistemu časovnika koji se nalazi u avionu, nego u sistemu časovnika koji se nalazi stacioniran na Zemlji. Ova dva međusobno suprotna efekta ne kompenzuju se u potpunosti. Ovi efekti dovode do toga da kada se uporedi pokazivanje atomskog časovnika koji je bio u avionu, sa atomskim časovnikom na Zemlji, očuva se određena vremenska razlika u pokazivanju tih časovnika.

U skladu sa opisanim eksperimentom, i zaključkom da se javljaju efekti vremenske dilatacije iz oblasti STR i iz oblasti OTR možemo tumačiti i primer komore koja slobodno pada u gravitacionom polju. Časovnici imaju istu vrednost brzine u svakom trenutku, a njihova relativna brzina je jednaka

nuli, i sa stanovišta STR neće nastati razlika u pokazivanju časovnika. Bez obzira što se časovnici kreću u gravitacionom polju Zemlje oni se nikada u istom trenutku (računato sa stanovišta posmatrača na površini Zemlje) ne nalaze u istoj tački gravitacionog polja, jer postoji visinska razlika između časovnika. Smatram da će postojati razlika u pokazivanju časovnika, odnosno manje vremena će proteći u sistemu časovnika koji se nalazi na podu komore. Ovaj zaključak se može generalizovati, i glasi da u sistemu komore vreme na protiče isto u svim tačkama komore.

Medjutim ovaj efekat gravitacione vremenske dilatacije u slučaju jednostavnih eksperimenata se može zanemariti. Zanemarivanje tog efekta smo izvršili i u slučaju platforme koja se kretala ravnomerno pravolinijski. Ako posmatrač koji se nalazi u komori koja slobodno pada u gravitacionom polju vrši neke jednostavne mehaničke eksperimente, recimo proučava elastične sudare kugli on može zanemariti efekat gravitacione vremenske dilatacije, i smatrati da u sistemu komore vreme protiče isto u svim tačkama komore. Čovek koji se nalazi u komori može odgurnuti knjigu od sebe, odnosno saopštiti je neku brzinu. Knjiga će se kretati u odnosu na njega (komoru) ravnomerno pravolinijski. Na osnovu takvih jednostavnih eksperimenata on ne bi mogao da utvrdi da li se i dalje kreće ravnomerno pravolinijski u izdvojenoj oblasti, ili pada u gravitacionom polju Zemlje. Medjutim ako vrši neke sofisticiranije eksperimente doći će do izražaja efekti koji su izazvani deformacijom prostora. U eksperimentu sa časovnicima javio bi se efekat gravitacione vremenske dilatacije. Ne treba da čudi pojava tog efekata jer časovnici se sve vreme nalazi u deformisanom prostoru.

Posmatrač koji se nalazi u komori koja slobodno pada u gravitacionom polju Zemlje, može na osnovu kretanja svetlosti u njegovom sistemu doći do određenih zaključaka. Neka se na bočnoj strani komore nalazi otvor, kroz koji svetlost iz okoline dospeva u komoru. Pravac prostiranja svetlosti emitovane iz nekog inercijalnog sistema, i pravac kretanja komore su međusobno okomiti. U komoru kroz otvor na bočnoj strani dospeva svetlost iz okoline. Postavlja se pitanje kakva će biti putanja svetlost za posmatrača u komori? Za posmatrača u komori kretanje svetlosti biće po zakrivljenoj putanji, po paraboličnoj putanji, sa smerom suprotnim od smera kretanja komore.

Uzmimo slučaj da se svetlosni zrak emituje sa unutrašnje strane komore. Pravac emitovane svetlosti u početnom trenutku je okomit na pravac kretanja komore. Kakav oblik putanje će imati svetlost za posmatrača u komori? Putanja svetlosti biće po zakrivljenoj liniji. Ovakvi eksperimenti bi mogli poslužiti posmatraču da utvrdi da li je dospeo u oblast u kojoj postoji gravitaciono polje.

Predpostavimo da je posmatrač u komori koja se nalazi u izdvojenoj oblasti izvršio identične eksperimente. U prvom slučaju svetlost dolazi iz spoljašnje oblasti u komoru, a u drugom slučaju svetlost je emitovana iz unutrašnjosti komore. Posmatrač kod oba tipa eksperimenta, je zaključio da je putanja svetlosti pravolinijska.

Već je istaknuto da u inercijalnom sistemu u izolovanoj oblasti ne postoje inercijalne sile. Inercijalne sile ne postoje ni u sistemu komore koja slobodno pada. Ali ako se deluje realnim silama na tela mogu se pojaviti inercijalne sile. Posmatrač na plafon komore koja slobodno pada u gravitacionom polju zakači jednu oprugu na čijem kraju se nalazi mali teg. Opruga neće biti istegnuta. Neka na komoru počne da deluje konstantna sila u smeru suprotnom od kretanja komore. Ova sila će izazvati smanjenje brzine komore. U komori će se registrovati pojava inercijalne sile pomoću opruge na čijem kraju se nalazi teg. Opruga će se istegnuti i mi zaključujemo da se u sistemu pojavila inercijalna sila. Posmatrač je registrovao pojavu inercijalne sile, i na osnovu opšte teorije relativnosti mogao bi predpostaviti da se pojavilo dodatno gravitaciono polje, pored gravitacionog polja Zemlje. Sa stanovišta teorije etra nije se pojavilo dodatno gravitaciono polje, već u komori postoji samo gravitaciono polje Zemlje.

U predhodnom tekstu citirao sam tvrdjenje opšte teorije relativnosti:

”Telo se uvek kreće po inerciji nezavisno od toga da li se nalazi u gravitacionom polju ili izvan njega”.

Ovo tvrdjenje treba pažljivo analizirati. Telo pod određenim okolnostima zaista može da se kreće po inerciji u gravitacionom polju Zemlje, ali postavlja se pitanje koji uslovi treba da budu

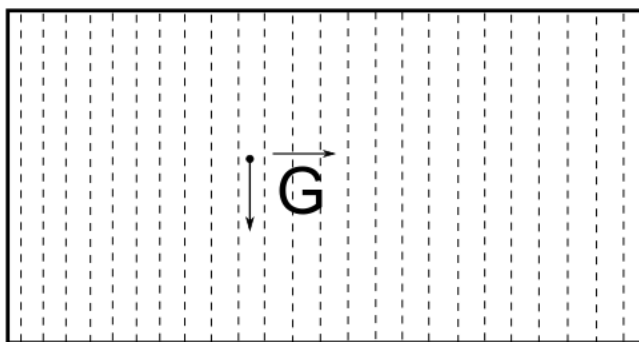


ispunjeni da bi se telo kretalo po inerciji. Ovo je vrlo kompleksno pitanje, i da bi došao do određenih zaključaka analiziraću kretanje tela u homogenom gravitacionom polju Zemlje.

U poglavlju 26 analizirana je pojava inercije. Uzeto je u razmatranje telo koje se kretalo ravnomerno pravolinijski u odnosu na apsolutni prostor. Prostor je bio nedeformisan (euklidski). Telo može biti balon (elastična lopta) i ono je prilikom kretanja bilo nedeformisano, jer na telo nisu delovale sile. Kretanje tela je u odnosu na apsolutni prostor (etar), i to kretanje postoji nezavisno od egzistencije inercijalnih sistema i posmatrača u njima. Takvo stanje ravnomerno pravolinijskog kretanja tela u odnosu na apsolutni prostor (etar) telo bi održavalo neograničeno dugo, pod uslovom da sile ne deluju na njega. U poglavlju 26 zaključio sam da je pojava inercije neraskidivo povezana sa apsolutnim prostorom (etrom).

U toj diskusiji uzeto je da je prostor nedeformisan, i analizirana je pojava inercije. Potrebno je analizirati kretanje tela po inerciji kada se ono nalazi u gravitacionom polju Zemlje, odnosno kada se nalazi u deformisanom prostoru. Kao što sam istakao da bi došli do određenih zaključaka o inerciji tela u gravitacionom polju analiziraću najpre kretanje tela u homogenom gravitacionom polju Zemlje. Kada se razmatra kretanje tela u homogenom gravitacionom polju Zemlje uvode se određene pretpostavke. Jedina sila koja deluje na telo je gravitaciona sila, a delovanje ostalih sila se zanemaruje. Uzima se da je gravitaciono ubrzanje konstantno. Zbog preciznosti analize uzimam da se telo kreće u vakuumu. Postoji nekoliko slučajeva kretanja tela u homogenom gravitacionom polju Zemlje, a to su: slobodni pad, vertikalni, horizontalni i kosi hitac.

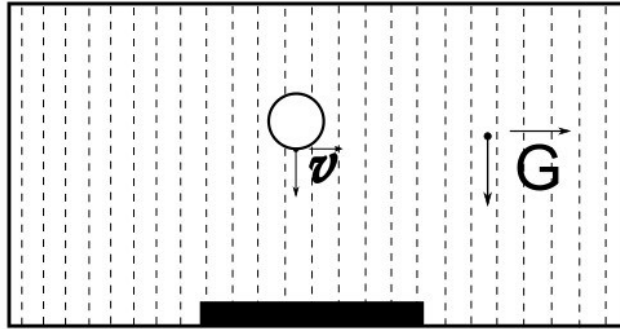
Veoma korisno u daljoj analizi biće geometrijsko prikazivanje polja, odnosno korišćenje linija sila polja. Pošto je polje homogeno linije sila gravitacionog polja su međusobno paralelne, i nalaze se na međusobno jednakim rastojanjima. Na slici 65 prikazane su te linije sile polja, i vektor jačine gravitacionog polja, koji je označen sa  $\vec{G}$ .



Slika 65

Pošto je polje homogeno intenzitet vektora jačine gravitacionog polja u svakoj tački ima istu vrednost, i brojno je jednak gravitacionom ubrzanju. Inače koncept linija sila polja široko je rasprostranjen u elektrodinamici, dok je u teoriji gravitacije manje zastupljen.

Izvršimo najpre analizu za slučaj slobodnog pada. Na slici 66 prikazan je balon (gumena lopta) koja se kreće u homogenom gravitacionom polju. Početna brzina lopte je jednaka nuli.



Slika 66

Za posmatrača na Zemlji lopta se ubrzava, ali moramo da imamo na umu da se ona kreće u deformisanom prostoru.

Lopta se kreće u vakuumu, i lopta neće biti deformisana u toku kretanja. Ako uvedemo posmatrača u sistemu lopte on neće registrovati postojanje inercijane sile. Ja smatram da je slobodni pad kretanje po inerciji. Ja ne mogu dati neki matematički dokaz za ovu moju tvrdnju. Moje zaključivanje se sastoji u upoređivanju kretanja tela u slučaju slobodnog pada sa ravnomerno pravolinijskim kretanjem tela u izolovanoj oblasti. U oba slučaja ne postoji deformacija tela (balona). Na osnovu te analogije ja izvodim zaključak da telo kada vrši slobodni pad se kreće po inerciji.

Medjutim postoje određene razlike u kretanju ovog tela, i tela koje se kreće ravnomerno pravolinijski u izdvojenoj oblasti. Pridružimo telu koje se kreće ravnomerno pravolinijski u izdvojenoj oblasti neki časovnik, odnosno telo i časovnik čine jedinstvenu celinu. Pošto se apsolutna brzina tela (časovnika) ne menja u toku kretanja vreme će jednoliko proticati u tom sistemu. Pridružimo sada telu koje slobodno pada u gravitacionom polju časovnik. U sistemu tela (časovnika) vreme neće jednoliko proticati, i tu se javljaju dva efekta vremenske dilatacije. Kao što je već objašnjeno jedan efekat nastaje usled kretanja tela, kinematički efekat, odnosno efekat svojstven specijalnoj teoriji relativnosti, a drugi efekat vremenske dilatacije nastaje jer se menja položaj tela (časovnika) u gravitacionom polju.

Kao ilustraciju predhodno navedene diskusije uzmimo dva identična časovnika, od kojih se jedan nalazi na visini  $h$ , a drugi na površini Zemlje. Časovnici su sinhronizovani. Neka časovnik koji se u početnom trenutku nalazio na visini  $h$  počne da pada. Kada se nadje na visini  $h_1$  on neće pokazivati isti trenutak vremena kao časovnik koji se nalazi na površini Zemlje.

Lopta može postati deformisana, i prestati da se kreće po inerciji ako u toku padanja na nju delujemo silom. Ako delujemo silom u smeru kretanja lopte, brzina lopte će se povećati, i lopta će se deformisati, i neće se više kretati po inerciji. Naravno deformacija lopte se postiže i ako silom delujemo u smeru suprotnom od smera kretanja lopte. Kada sila počne da deluje na loptu ona se više ne kreće po inerciji.

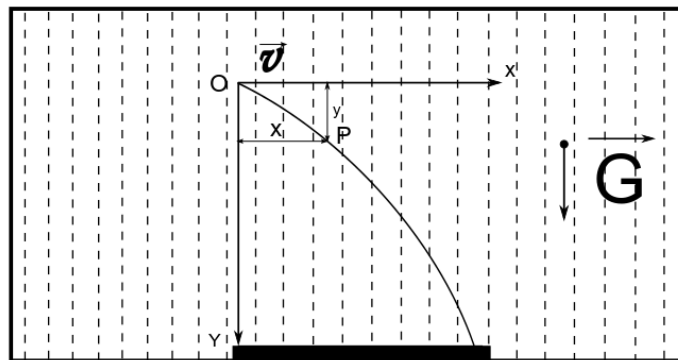
Diskusiju o slobodnom padu tela možemo povezati i sa diskusijom o komori koja slobodno pada. Čovek i tela koja se nalaze u komori kada slobodno padaju kreću se po inerciji. Kao što je istaknuto u slučaju jednostavnih mehaničkih eksperimenata mogu se zanemariti efekti deformacije prostora, i smatrati da se pojave dešavaju kao u inercijalnom sistemu koji se nalazi u izdvojenoj oblasti. Medjutim kao što sam istakao kod složenijih eksperimenata dolaze do izražaja efekti izazvani deformacijom prostora.

Povežimo sada kretanje tela sa slikom 66. Na slici 66 prikazane su linije sile homogenog polja, i vektor jačine gravitacionog polja. Kada telo vrši slobodni pad ono se kreće po liniji sile gravitacionog polja.

Sledeće kretanje koje treba analizirati je vertikalni hitac. U slučaju vertikalnog hica telo se kreće vertikalno naviše, i u početnom trenutku telo ima neku početnu brzinu  $v_0$ . Podrazumeva se da se kretanje vrši u homogenom gravitacionom polju. Kretanje tela je duž linije sile. Ja mislim da ovaj tip

kretanja tela u gravitacionom polju nije kretanje po inerciji. Kada sam razmatramo slučaj ravnomerno pravolinijskog kretanja tela u odnosu na apsolutni prostor (etar) konstatovao sam da takvo kretanja tela u odnosu na apsolutni prostor bi se održavalo neograničeno dugo. Medjutim u slučaju vertikalnog hica telo se posle izvesnog vremena zaustavlja. Da bi telo nastavilo da se kreće potrebno je delovanje spoljašnje sile. Kada se telo kreće po inerciji njemu nije potrebno delovanje spoljašnje sile da bi održavalo takvo stanje kretanja, i na osnovu ovog argumenta zaključujem da vertikalni hitac ne predstavlja inercijalni oblik kretanja. Još jedan argument ide u prilog ovoj mojoj tvrdnji. Ako bi smo uveli posmatrača u sistemu tela (elastične lopte) posmatrač bi registrovao postojanje inercijane sile. U slučaju tela koje slobodno pada posmatrač u sistemu tela ne registruje postojanje inercijane sile.

Sledeće kretanje koje ću analizirati je horizontalni hitac. Na slici 67 prikazane su linije sile polja, a isprekidanom linijom prikazana je putanja koje opisuje telo u toku kretanja koje se naziva horizontalni hitac.



Slika 67

Horizontalni hitac je kretanje koje nastaje kada telo u početnom trenutku ima brzinu u horizontalnom pravcu, i na njega u toku kretanja deluje samo gravitaciona sila Zemlje. Sa slike 67 vidimo da se telo ne kreće duž linije sile gravitacionog polja, odnosno kreće se po paraboličnoj putanji u homogenom gravitacionom polju. U slučaju slobodnog pada telo se kretalo po liniji sile gravitacionog polja, i to kretanje bilo je inercijalno kretanje. U slučaju slobodnog pada lopta nije bila deformisana.

U slučaju horizontalnog hica, kada se posmatra kretanje lopte primetiće se da ona u toku kretanja postaje deformisana. Deformacija lopte nije velika, ali se može primetiti. Ako uvedemo posmatrača u sistemu lopte on će registrovati postojanje inercijane sile. Inercijalnoj sili koja izaziva deformisanost lopte suprotstavljaju se sile elastičnosti lopte. Horizontalni hitac nije inercijalni oblik kretanja, i to možemo zaključiti iz samog oblika putanje kretanja tela. Kao što sam već istakao kada se telo kretalo po liniji sile polja (slobodni pad) takvo kretanje bilo je inercijalno. Medjutim u slučaju horizontalnog hica putanja tela je po paraboličnoj putanji, odnosno telo se ne kreće po liniji sile polja. U sistemu lopte javlja se inercijalna sila i ona izaziva deformaciju lopte. Inercijalna sila (centrifugalna sila) je povezana sa krivolinijskim oblikom putanje tela u homogenom gravitacionom polju. Telo se kreće po paraboličnoj putanji koja je prikazana na slici 67, i u većini tačaka putanje poluprečnik krivine putanje  $R$  je različit od nule. Poluprečnik krivine putanje  $R$  se može izračunati na osnovu Frenelovih jednačina. Posmatrač koji se nalazi u sistemu lopte konstatuje da na element mase  $\Delta m$  deluje centrifugalna (inercijalna) sila

$$F_{cf} = \frac{\Delta m v^2}{R}$$

, i ona izaziva deformaciju lopte (balona). U ovim proračunima uzimao sam da je poluprečnik lopte relativno mali i da se centar mase lopte kreće po paraboličnoj putanji.

Slična situacija je i u slučaju kosog hica. I u slučaju kosog hica imamo da se telo ne kreće duž linije sile gravitacionog polja. Ako uvedemo posmatrača u sistemu lopte on će konstatovati inercijalnu

silu, koja izaziva deformaciju lopte. Na osnovu ovih argumenata i primenom iste analize kao u slučaju horizontalnog hica izvodim zaključak da kosi hitac nije inercijalni oblik kretanja tela u gravitacionom polju.

Veoma interesantan slučaj za ovu analizu je primer kosmičkog broda koji se kreće u orbiti oko Zemlje. Astronauti tada lebde unutar broda. I u ovom slučaju kao i u predhodno razmatranim možemo postaviti isto pitanje da li se astronauti kreću po inerciji? Jačina gravitacionog polja u kosmičkom brodu je manja nego na površini Zemlje. U prostoriji u kojoj se nalaze astronauti gravitaciono polje možemo smatrati homogenim. Kosmički brod (prostorija) u kojoj se nalaze astronauti je neinercijalan sistem, jer se kreće po kružnoj putanji oko Zemlje, i u skladu sa tim analizu vršimo sa stanovišta posmatrača iz neinercijalnog sistema reference. Na astronauta deluje inercijalna (centrifugalna sila) i gravitaciona sila. Te dve sile su jednake po intenzitetu i astronaut lebdi u prostoriji. Astronaut se ne kreće duž linije sile gravitacionog polja. Pretpostavimo da astronaut određeni vremenski interval miruje u odnosu na komoru. U toku tog vremenskog intervala možemo smatrati da se on kreće duž pravca koji je normalan na linije sile gravitacionog polja. Međutim čak i u slučaju kada se astronaut kreće unutar komore njegovo kretanje nije duž linije sile gravitacionog polja. U slučaju horizontalnog i kosog hica kretanje tela nije bilo duž linije sile polja, i zaključio sam da takva kretanja nisu inercijalna. Na osnovu analogije sa tim primerima zaključujem da se astronauti, tela u toj prostoriji ne kreću po inerciji.

U slučaju nedeformisanog (euklidskog) prostora diskusija o inerciji bila je jednostavnija. Pitanje inercijalnog kretanja u gravitacionom polju je kompleksno pitanje, i da bi pojednostavio diskusiju, razmatrao sam kretanja tela u homogenom gravitacionom polju. Moj zaključak je sledeći: samo u slučaju kada telo slobodno pada u homogenom gravitacionom polju (sa ili bez početne brzine) telo se kreće po inerciji, u ostalim slučajevima koje sam razmatrao kretanje tela nije po inerciji.

Generalnija diskusija bi zahtevala uvođenje polja kod kojih se gravitaciono ubrzanje menja sa visinom (nehomogena polja), kao i slučajeve kada su prisutna nekoliko tela koja stvaraju ukupno gravitaciono polje. Za pojedine slučajeve kretanja tela u nehomogenom gravitacionom polju mogu se izvući određeni zaključci o pitanju da li se telo kreće po inerciji u gravitacionom polju. Kao ilustraciju te tvrdnje analizirajmo slučaj tela koje se nalazi na nekoj visini  $h$  u gravitacionom polju Zemlje. Pustimo to telo da pada bez početne brzine. Saglasno Njutnovom zakonu gravitacije ubrzanje gravitacionog polja se menja sa visinom, ali telo se kreće po liniji sile gravitacionog polja, odnosno telo se kreće po inerciji.

Ajnštajn je u okviru OTR analizirao pojmove inercije i inercijalne sile. Veliki uticaj na Ajnštajna imao je austrijski filozof Ernest Mah. Mah je krajem devetnestog veka dao veoma snažnu kritiku Njutnovog shvatanja inercije i apsolutnog prostora i izneo svoje shvatanje tih problema. U dosadašnjoj analizi istakao sam da u literaturi postoje različita mišljenja u vezi pitanja koji su osnovni principi opšte teorije relativnosti. Postoje različita mišljenja, ali prevladava stav da su princip ekvivalencije i princip kovarijantnosti osnovni principi opšte teorije relativnosti. Te principe sam analizirao sa stanovišta teorije etra. Broj osnovnih principa kod pojedinih autora varira, a neki autori u osnovne principe ubrajaju i opšti princip relativnosti i Mahov princip. Mahovom principu posvećujem pažnju u daljem tekstu jer je imao veliki stimulativni efekat u razvoju koncepcija OTR.

Termin Mahov princip u teorijsku fiziku uveo je Ajnštajn. Mahov princip se pre svega koristi u teorijama koje se bave gravitacijom. Ne postoji jedinstvena formulacija Mahovog principa, ali se može naći jedna zajednička karakteristika, a to je da u skladu sa Mahovim učenjem inercija (masa) nekog tela je određena interakcijom tog tela sa svim masama u svemiru. Mah koristi isti princip da bi objasnio i pojavu inercijalnih sila u neinercijalnim sistemima. Po njemu inercijalne sile nastaju usled interakcije neinercijalnih sistema sa svim masama u svemiru. U skladu sa Mahovim učenjem dolazi do interakcije tela (neinercijalnih sistema) sa masama astronomskih objekata kao što su galaksije, zvezde itd. Uzima se interakcija sa astronomskim objektima koji mogu biti udaljeni milionima svetlosnih godina od nas. Prirodno se javlja pitanje kakva je priroda te interakcije. Jedina interakcija koju možemo uzeti u razmatranje je gravitaciona interakcija. Gravitacioni uticaj astronomskih objekata koji se nalaze na tako

velikim rastojanjima je u potpunosti zanemarljiv, tako da ostaje uticaj pre svega astronomskih objekata u našem Solarnom sistemu. Međutim po Mahu baš najudaljeniji objekti imaju najveći uticaj. U skladu sa Mahovim učenjem da bi dobili zadovoljavajuće razumevanje dinamike probnog tela treba da uključimo ceo univerzum u naša razmatranja.

Ajnštajn je bio pod uticajem Mahovih ideja, međutim u kasnijem periodu njegovog rada na opštoj teoriji relativnosti napustio je taj princip. Ajnštajn je smatrao da su u pojedinim fizičkim slučajevima realizovane određene Mahove ideje. Međutim i pored Ajnštajnovog zanemarivanja tog principa i dalje postoji diskusija o Mahovom principu od strane pojedinih istraživača.

Jasno je iz ove elementarne analize da je Mahov princip totalno neprihvatljiv sa stanovišta teorije etra, ali nastaviću diskusiju o njemu zbog posledica i stimulativnog efekta koji je imao u opštoj teoriji relativnosti.

Jedno od Mahovih shvatanja je da prostor sam po sebi ne postoji, i da je to jedna apstrakcija, i da prostor treba definisati pomoću tela koja postoje u svemiru. U Mahovoj mehanici apsolutni prostor i vreme su apstraktni pojmovi, a svi položaji i sve brzine su relativne. Mah traži da pomeraj treba da bude nešto observabilno, na primer pomeraj u odnosu na drugo referentno telo, a vreme treba da bude izvedeno na osnovu nekih promena, na primer na osnovu rotacije Zemlje određujemo dužinu dana.

Kritika Njutnovog stvaralaštva na osnovu ovakvih i sličnih argumenata bila je prisutna još u Njutnovom vremenu. Kao što sam istakao Lajbnic je bio jedan od prvih ozbiljnih kritičara. Mah se razlikuje od ostalih kritičara po tome što on smatra da inercija (masa) nekog tela je određena interakcijom tog tela sa svim masama u svemiru. Ovakvo stanovište bilo je potpuno revolucionarno.

Telo mase  $m$  u Mahovoj mehanici ne kreće se u odnosu na apsolutni prostor već u odnosu na centar masa svemira. Radijus vektor centra masa određuje se saglasno definiciji iz klasične mehanike. Da bi odredili položaj centra masa svemira trebali bi znati mase svih tela u svemiru, i radijus vektore položaja tih tela. I bez nekog daljeg objašnjenja jasno je da takva definicija kretanja tela nema nikakvu teorijsku i praktičnu vrednost. Bez obzira na sve probleme Mah traži da dinamika bude opisana pomoću opservabilnih veličina. U skladu sa Mahovim učenjem da bi dobili zadovoljavajuće razumevanje dinamike probnog tela treba da uključimo ceo univerzum u naša razmatranja.

U poglavlju 26 sam naveo Njutnov eksperiment sa kofom napunjenom vodom koja može da rotira. Njutn je uveo taj eksperiment da bi objasnio poreklo inercijalnih sila. Po Njutnovom učenju pojava inercijalnih sila nije vezana za relativno kretanje tela u odnosu na ostala tela, već je povezana sa ubrzanjem tela u odnosu na apsolutni prostor. U slučaju kofe napunjene vodom centrifugalna sila nije nastala zbog rotacije vode u odnosu na okolna tela nego zbog rotacije (ubranog kretanja) vode u odnosu na apsolutni prostor.

Berkli je kritikovao Njutna, u smislu da treba razmatrati kretanje vode u odnosu na neko referentno telo, a ne u odnosu na apsolutni prostor. Berkli predlaže da rotaciju tela (vode) treba razmatrati u odnosu na sistem nepokretnih zvezda. Za zvezde se pretpostavlja da su nepokretne, ali se i one kreću. Međutim ovakav pristup kretanja tela u odnosu na sistem nepokretnih zvezda se koristi u pojedinim savremenim naučnim eksperimentima.

Ajnštajn je obavio analizu svojih jednačina za slučaj slabog gravitacionog polja i razmatrao pitanje ispunjenosti Mahovih ideja u okviru njegove teorije. On dolazi do sledećih zaključaka:

”Inercija jednog tela mora se povećati kada se teške mase nagomilavaju u njegovoj blizini. I zaista, inertna masa je proporcionalna veličini  $(1 + \sigma)$ , u jednom pogodno izabranom sistemu jedinica, i povećava se kada teške mase se nagomilavaju u blizini tzv. probne čestice”.

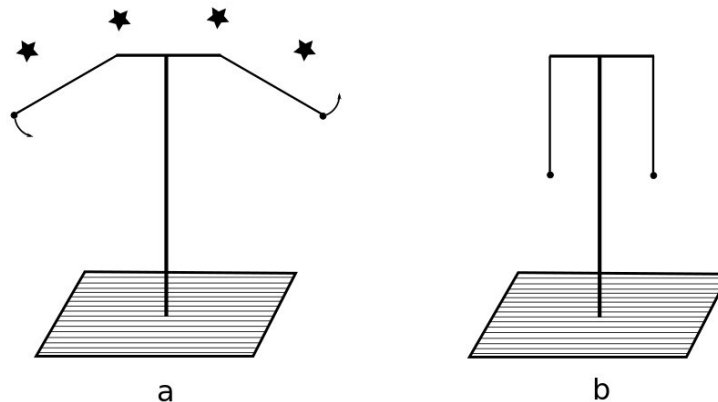
Sada ću analizirati ovo tvrdjenje. U definiciji Mahovog principa ravnopravno se koriste termini inercija, odnosno masa. U skladu sa Mahovim principom inercija odnosno masa nekog tela je određena interakcijom tog tela sa svim masama u svemiru. Ovde treba razdvojiti pojedini stvari. Inercija je osobina tela koja ne zavisi od mase. Svakodnevno iskustvo nam to potvrđuje.

Neka se probno telo (metalna kugla) mase  $m$  nalazi na površini Zemlje. Ako otklonimo uticaje sila mi ćemo primetiti njena inercijalna svojstva, konkretno ako pustimo metalnu kuglu da se kreće po ledu ona bi se kretala veoma dugo. Neka se sada metalna kugla nalazi u oblasti intergalaktičkog prostora. Ako kugli saopštimo izvesnu brzinu ona će se kretati ravnomerno pravolinijski (po inerciji) u

odnosu na apsolutni prostor. Predhodno navedeni Ajnštajnov rezultat o promeni inercije tela kada se mase nagomilavaju (udaljavaju) u njegovoj blizini, možemo tumačiti na način da u ovom slučaju treba očekivati smanjenje inercije (mase), jer metalna kugla je veoma udaljena od ostalih tela, nalazi se u intergalaktičkom prostoru. Predpostavimo da smo u mogućnosti da telo što više udaljimo od ostalih galaksija, smanjujemo uticaj masa. Pošto se telo udaljuje od masa, iz toga bi sledilo da telo gubi inercijalna svojstva, pa može se postaviti pitanje da ako telo (metalnu kuglu) dovoljno udaljimo od ostalih tela, da li će inercijalna osobina tela nestati. Da li to znači da moramo da se vratimo na Aristotelovo tumačenje da kada delujemo silom na telo ono se kreće, ali čim prestane delovanje sile telo miruje.

Sada ću analizirati pitanje inercijalnih sila i Mahovog principa. U cilju te analize navodim jedan ilustrativni primer kako se objašnjava poreklo inercijalnih sila na osnovu Mahovog principa. Na slici 6b a prikazana je jedna rotirajuća platforma. Na krajevima niti nalaze se identične kuglice. Neka se rotirajuća platforma najpre nalazi na Zemlji. Zbog rotacije platforme doći će od odklona niti iz vertikalnog položaja. Što je veća ugaona brzina rotacije platforme biće veći ugao odklona niti, odnosno na kuglice delovaće jače centrifugalne sile.

Kao i u predhodnom primeru sa metalnom kuglom, prenesimo rotirajuću platformu u neki intergalaktički prostor, i zarotirajmo je. Pošto je rotirajuća platforma veoma udaljena od galaksija možemo smatrati da ne postoji gravitaciona interakcija na platformu od strane ostalih tela. Saglasno Njutnovom učenju zbog rotacije platforme (kuglica) u odnosu na apsolutni prostor u sistemu platforme pojaviće se centrifugalne sile, odnosno otkloniće se niti od vertikalnog položaja. Saglasno Mahovom učenju u slučaju rotacije platforme ne dolazi do odklona niti, odnosno u sistemu platforme ne javljaju se inercijalne sile. Takva situacija je prikazana na slici 68 b.



Slika 68

U već spomenutoj analizi jednačina polja za slučaj slabog gravitacionog polja Ajnštajn je dao i određene zaključke u vezi inercijalnih sila:

”Šuplja materijalna ljuska prilikom rotacije mora proizvoditi u svojoj unutrašnjosti Koriolisovu silu inercije, koja će otklanjati pokretne objekte u smeru rotacije, a takodje mora proizvoditi i radijalnu centrifugalnu silu inercije. Zaista, kao što pokazuje treći član jednačine, rotirajuća šuplja masena ljuska proizvodiće u svojoj unutrašnjosti Koriolisovu silu inercije koja će otklanjati probnu česticu u smeru rotacije”.

Uzmimo u razmatranje jednu šuplju idealno simetričnu kuglu. Kugla rotira određenom ugaonom brzinom u odnosu na laboratorijski sistem. Neka se unutar te kugle nalazi mala kuglica. Kuglica u početnom trenutku miruje u odnosu na laboratorijski sistem, odnosno nalazi se u stanju mirovanja u odnosu na osu rotacije šuplje kugle. Saglasno Ajnštajnovom rezultatu treba očekivati da kuglica počne da se kreće pod dejstvom inercijalnih sila. Ajnštajn je smatrao da je našao efekat koji bi

mogao biti interpretiran kao dokaz Mahovog principa. Međutim Mahov princip zahteva uzimanje u obzir interakcije probnog tela ne samo sa telima u okolini, nego sa svim telima u vasioni.

U slučaju šuplje kugle koja ima malu masu nije realno očekivati da rotacija kugle izazove deformaciju prostora (etra). Kuglica bi nastavila da miruje, odnosno ne bi došlo do pomeranja iz njenog ravnotežnog položaja pod dejstvom inercijalnih sila.

Međutim sasvim je drugačija situacija kada tela imaju veliku masu kao što je Zemlja. Saglasno rezultatu opšte teorije relativnosti Zemlja izaziva delimičnu rotaciju prostora oko nje. Kao ilustraciju ovog efekta zamislimo kuglu koja se nalazi u posudi sa medom. Kada kugla rotira ona će usled sila viskoznosti povlačiti i med sa sobom. Kada Zemlja rotira ona delimično povlači prostor sa sobom. Takav efekat predviđen je na osnovu opšte teorije relativnosti, i proveren je u eksperimentu pod nazivom Gravity Probe B. Inače taj eksperiment se može smatrati eksperimentom koji je proučavao strukturu prostor-vremena.

Bez obzira na uspeh ovog i sličnih eksperimenata ne može se reći da je problem inercije i inercijalnih sila u opštoj teoriji relativnosti uspešno rešen.

Princip opšte relativnosti pojedini autori smatraju jednim od osnovnih principa opšte teorije relativnosti. U dosadašnjem tekstu princip opšte relativnosti je naveden i glasi:

”Oblik fizičkih zakona je isti u svim sistemima reference”.

Ajnštajn je proširio princip relativnosti sa inercijalnih sistema na sve sisteme reference. Sa stanovišta teorije etra princip opšte relativnosti nije prihvatljiv. Da bi obrazložio ovo moje tvrdjenje podsetimo se diskusije o inercijalnim sistemima u izdvojenim oblastima. Prostor u izdvojenim oblastima je nedeformisan. Inercijalni sistem se kretao ravnomerno pravolinijski u odnosu na apsolutni prostor (etar). Ako bi se taj sistem kretao ubrzano u odnosu na apsolutni prostor dobili bi neinercijalni sistem.

U predhodnoj diskusiji sam zaključio da komora koja slobodno pada u gravitacionom polju Zemlje može se smatrati inercijalnim sistemom, ako se vrše mehanički eksperimenti koji ne zahtevaju visoku preciznost. U slučaju eksperimenata sa visokom preciznošću dolaze do izražaja efekti deformacije prostora. Ako bi na komoru koja slobodno pada delovali silom dobili bi smo neinercijalni sistem, ali za razliku od predhodnog slučaja ovo je neinercijalni sistem u deformisanom prostoru. U ovoj diskusiji ja sam spomenuo četiri sistema, dva inercijalna i dva neinercijalna. Sa stanovišta teorije etra ovi sistemi nisu ekvivalentni, odnosno matematički oblik fizičkih zakona nije isti u ovim sistemima, ili najopštije rečeno sa stanovišta teorije etra princip opšte relativnosti ne važi.

Ajnštajn u svojoj OTR napušta Euklidovu geometriju. Već sam citirao Ajnštajnov primer velikog diska (sistem  $K'$ ) koji rotira u odnosu na neki inercijalni sistem  $K$ . U centru i na periferiji diska se nalaze identični časovnici. Sa stanovišta STR manje će vremena proteći kod časovnika koji se nalazi na periferiji diska nego kod časovnika koji se nalazi u centru diska. Međutim razlika u pokazivanju časovnika može se tumačiti i sa stanovišta OTR, jer na površini diska nastaje gravitaciono polje, i u tačkama gde je različit gravitacioni potencijal vreme različito protiče. Sa stanovišta teorije etra na površini diska nije nastalo gravitaciono polje, i ako postavimo telo na površinu diska sa stanovišta posmatrača iz neinercijalnog sistema reference na telo deluje inercijalna (centrifugalna) sila. Sa stanovišta teorije etra manje će vremena proteći kod časovnika koji se nalazi na periferiji diska nego kod časovnika koji se nalazi na osi diska, jer on ima veću apsolutnu brzinu.

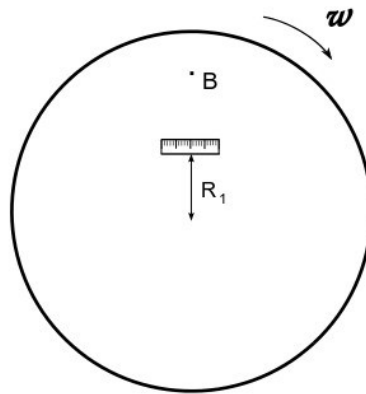
Ajnštajn takodje navodi i problem u određivanju obima diska, odnosno problem koji nastaje sa euklidskom geometrijom. On predlaže da se pomoću mernog štapa izmeri obim diska, prečnik diska i da se nadje količnik tih vrednosti. Taj količnik u slučaju važenja euklidske geometrije iznosi  $\pi$ . Naravno treba uzeti da merni štapa bude mnogo manji od prečnika (obima diska) da bi se dobilo precizno merenje. Kada se meri obim diska merni štapa se postavlja u pravcu tangente na ivicu diska, i usled rotacije diska merni štapa ima određenu brzinu. Posmatrač iz centra diska konstatuje da je merni štapa skraćen saglasno rezultatu STR. Međutim posmatrač konstatuje da nema kontrakcije štapa kada se on postavlja duž prečnika diska. Korišćenjem mernog štapa određuje se obim diska i prečnik diska. Sa stanovišta teorije relativnosti količnik obima diska i prečnika diska je različit od  $\pi$ .

Sa stanovišta teorije etra merni štap i platforma saglasno četvrtom postulatu teorije etra ne kontrahuju se. Obima diska se dobija postavljanjem mernog štapa po obodu diska u pravcu tangente na ivicu diska, i ta procedura se ponavlja izvesni broj puta. Prečnik diska se takodje meri pomoću mernog štapa, odnosno izvesni broj puta ponavlja se procedura postavljanja mernog štapa duž prečnika diska. Za količnik obima diska i prečnika diska dobili bi vrednost  $\pi$ .

Medjutim u poglavlju 5 istakao sam da sopstvena dužina nije konstantna veličina ako se meri pomoću svetlosti, a takodje dao sam jednačinu koja povezuje dve sopstvene dužine

$$L^{(2)} = L^{(1)} \frac{\sqrt{1 - (u_1/c)^2}}{\sqrt{1 - (u_2/c)^2}} \quad (27.10)$$

Disk rotira odredjenom ugaonom brzinom  $\omega$ . Postavimo najpre merni štap u tačku A duž pravca koji je normalan na pravac prečnika diska. Ta situacija je prikazana na slici 69. Medjutim ovde moram dati jednu napomenu. Pri praktičnoj realizaciji merenja obima i prečnika diska dužina mernog štapa mora biti mnogo manja od prečnika diska. Na slici 69 dužina mernog štapa je prikazana nesrazmerno velika u odnosu na prečnik (obim) diska.



Slika 69

Rastojanje tačke A do centra diska označiću sa  $R_1$ . Apsolutna brzina mernog štapa je

$$u_1 = u + \omega R_1$$

, a  $u$  je apsolutna brzina Zemlje. Već sam istakao da merni štap treba da bude mnogo manji od prečnika (obima diska) da bi se dobilo precizno merenje. Neka se posmatrač nalazi pored mernog štapa, i želi da pomoću svetlosnog signala izmeri dužinu štapa. On će emitovati svetlosni signal i meriti vremenski interval  $\Delta t^{(1)}$  koji je potreban svetlosnom signalu da predje celu dužinu štapa. Na osnovu takvog merenja on će dobiti da je dužina mernog štapa

$$L^{(1)} = c\Delta t^{(1)}$$

Posmatrač taj merni štap sada prenosi u tačku B. Merni štap je opet postavljen u pravcu koji je normalan na pravac prečnika diska. Rastojanje tačke B do centra diska označiću sa  $R_2$ . Apsolutna brzina mernog štapa u tački B je

$$u_2 = u + \omega R_2$$

Posmatrač ponavlja analognu proceduru merenja dužine mernog štapa pomoću svetlosnog signala. Dužina mernog štapa u ovom slučaju iznosi

$$L^{(2)} = c\Delta t^{(2)}$$

Na osnovu relacije (27.10) možemo povezati dužine mernih štapova u položajima A i B

$$L^{(2)} = L^{(1)} \frac{\sqrt{1 - ((u + \omega R_1)/c)^2}}{\sqrt{1 - ((u + \omega R_2)/c)^2}}$$

Vidimo da sopstvena dužina odredjena na ovaj način nije konstantna veličina. To će dovesti do odredjenih problema prilikom odredjivanja obima (prečnika) diska.



Ovo je bio prilično jednostavan slučaj jer smo uzeli da je merni štap mnogo manji od prečnika diska. Kada se emituje svetlost u neinercijalnim sistemima reference dolaze do izražaja efekti neinercijalnosti sistema, o kojima će biti reči u poglavlju 28.

Sada ću prezentovati jedan pristup u objašnjenju pojedinih eksperimenata koji pripadaju domenu opšte teorije relativnosti. U pojedinim radovima (na primer [23] i [24]) prezentuje se jedna ideja prvenstveno u cilju objašnjenja skretanja svetlosti u gravitacionom polju Zemlje. Ta ideja se sastoji u sledećem. Pod dejstvom gravitacionog polja Zemlje dolazi do promene indeksa prelamanja praznog prostora, i to to dovodi do skretanja svetlosti u gravitacionom polju. Ovakav pristup je veoma ozbiljno analiziran u radu [24]. U tom radu ne objašnjava se samo skretanje svetlosti u gravitacionom polju, nego i drugi efekti, kao što je precesija perihela Merkura. Moram da istaknem da se ja u potpunosti ne slažem sa svim stavovima prezentovanim u radovima [23] i [24] međutim pristup u vezi objašnjenja skretanja svetlosti u gravitacionom polju privukao mi je pažnju, i razvio sam malo drugačiji način rešavanja tog problema. Pored analize tog efekta bavio sam se i eksperimentima koji pripadaju opštoj teoriji relativnosti, i tom prilikom sam koristio optiku i elektrodinamiku, ali i pojedine elemente teorije etra.

Sada ću objasniti u čemu se sastoji osnovna ideja prezentovana u radovima [23] i [24]. U fizici je dobro poznat efekat prelamanja svetlosti. Kada svetlosni zrak dospe iz vakuuma u neku supstancijalnu sredinu (npr. staklo) indeksa prelamanja  $n$  dolazi do promene pravca prostiranja svetlosti. Naravno pojava prelamanja svetlosti se javlja i kada svetlosni zrak prelazi iz stakla u vakuum.

Zamislimo sada da se svetlosni zrak kreće kroz neki transparentni materijal (na primer staklo) kod koga je indeks prelamanja različit u različitim tačkama. Uvedimo neki koordinatni sistem u tom materijalu, i odgovarajući radijus vektor. Pošto se indeks prelamanja menja u zavisnosti od položaja, možemo napisati sledeću jednačinu

$$n = n(\vec{r})$$

Uvešćemo radi jednostavnosti analize predpostavku da je taj transparentni materijal izotropan. Kada se svetlost kreće kroz takav materijal stalno će se menjati pravac prostiranja svetlosti jer je  $n = n(\vec{r})$ . Korišćenjem Maksvelovih jednačina može se doći do jednačine koja opisuje kretanje svetlosti kroz takvu sredinu gde se menja indeks prelamanja. To je takozvana *eikonal* jednačina, i o njoj će biti reči nešto kasnije.

Predpostavimo sada da se svetlost kreće u gravitacionom polju Zemlje, i to na velikim visinama iznad Zemlje, odnosno da se svetlost kreće kroz veoma visoki vakuum. Naravno postoji određena koncentracija čestica i u takvoj oblasti, ali zbog jednostavnosti teorijske analize uzimamo da se svetlost kreće kroz idealni vakuum, odnosno da nema interakcije svetlosti sa česticama. Indeks prelamanja ima vrednost jedan.

Autori radova [23] i [24] uvode predpostavku da je indeks prelamanja različit od jedinice, i pored toga što nema interakcije svetlosti sa materijom. Promena indeksa prelamanja vakuuma po njima nastaje zbog dejstva gravitacionog polja Zemlje. Autori daju različite jednačine koje kvantitativno opisuju taj efekat. Naravno postoje i drugi radovi u kojima je prezentovana ova ideja, međutim javlja se velika razlika u teorijskim pristupima problematici skretanja svetlost u gravitacionom polju.

U radu [23] indeks prelamanja vakuuma se određuje na osnovu jednačine

$$n = 1 + \frac{2\gamma M}{c^2 r}$$

, a u radu [24]  $n$  određuje se na osnovu sledeće jednačine

$$n = \sqrt{1 + \frac{2\gamma M}{c^2 r}}$$

Veličina  $r$  je rastojanje od centra Zemlje do početka svetlosnog zraka (fotona),  $M$  je masa Zemlje, a  $\gamma$  je univerzalna gravitaciona konstanta. Ja ću u mom izvodjenju koristiti jednačinu

$$n = 1 + \frac{2\gamma M}{c^2 r} \quad (27.11)$$

Uvodjenjem ovakve pretpostavke imamo analognu situaciju kao i sa prostiranjem svetlosti kroz transparentni materijal. Pošto se indeks prelamanja menja u zavisnosti od rastojanja tj.  $n = n(r)$  menja će se i pravac prostiranja svetlosti, odnosno doći će do skretanja svetlosti u gravitacionom polju. Tu pojavu je Ajnštajn svojom opštom teorijom relativnosti kvantitativno opisao, ali treba imati na uma da još Njutn postavio pitanje skretanja svetlosti u gravitacionom polju Zemlje.

Nakon uvođenja jednačine (27.11) imamo analogne situacije, kretanje svetlosti kroz transparentni materijal sa jedne strane, i kretanje svetlosti u gravitacionom polju sa druge strane.

Kretanje svetlosti kroz transparentni materijal može se opisati primenom Maksvelove elektrodinamike na ovaj optički fenomen, i dobija se tzv. *eikonal* jednačina.

Ja ću ukratko prezentovati kako je dobijena ta jednačina. Krenimo najpre od toga da se primenom Maksvelovih jednačina dobija talasna jednačina za slučaj vakuuma

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (27.12)$$

Jedno od rešenja ove talasne jednačine glasi

$$\vec{E}_{vak}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cos(\vec{k}_{vak} \cdot \vec{r} - \omega_{vak} t + \varphi) \quad (27.13)$$

Veličina  $\vec{E}_{vak}$  je jačina električnog polja,  $\vec{k}_{vak}$  je talasni vektor,  $\omega_{vak}$  je kružna frekvencija, a  $\varphi$  je proizvoljni konstantni fazni član. Veličine  $k_{vak}$  i  $\omega_{vak}$  povezane su sledećom relacijom

$$k_{vak} = \frac{\omega_{vak}}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_{vak}}$$

Analogna jednačina jednačini (27.13) može se napisati i za slučaj magnetnog polja, i ona glasi

$$\vec{B}_{vak}(\vec{r}, t) = \vec{B}_0 \cos(\vec{k}_{vak} \cdot \vec{r} - \omega_{vak} t + \varphi) \quad (27.14)$$

U elektrodynamici se često koristi kompleksna notacija, koja je veoma korisna u proračunima. Konkretno za ovaj slučaj prostiranja elektromagnetnog talasa kroz vakuum, korišćenjem kompleksne notacije jačina električnog polja se izražava na način

$$\vec{E}_{vak}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k}_{vak} \cdot \vec{r} - \omega_{vak} t)} \quad (27.15)$$

Veličina  $\vec{E}_0$  određeno je jednačinom

$$\vec{E}_0 = \vec{E}_0 e^{i\varphi} \quad (27.16)$$

Jačina električnog polja koja se meri u eksperimentima dobija se kao realni deo vektora  $\vec{E}(\vec{r}, t)$

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \text{Re} \{ \vec{E}(\vec{r}, t) \} \quad (27.17)$$

Jednačine (27.13) i (27.14) važile su za slučaj prostiranja elektromagnetnog talasa kroz vakuum. Za slučaj kada se elektromagnetni talas prostire kroz medijum (kod koga je  $n = n(\vec{r})$ ) talasna jednačina glasi

$$\Delta \vec{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (27.18)$$

Ona se može rešiti korišćenjem kompleksne notacije. Probno rešenje jednačine (27.18) ima formu

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{i(k_{vak} R(\vec{r}) - \omega t)}$$

, gde je

$$k_{vak} = \frac{2\pi}{\lambda_{vak}}$$

Veličina  $R(\vec{r})$  je neka realna skalarna funkcija koja zavisi od položaja. Za veličinu  $\omega$  se uzima da ima konstantnu vrednost, i da je jednaka  $\omega_{vak}$

$$\omega = \omega_{vak}$$

Zamenom probnog rešenja u jednačinu (27.18) dobijamo

$$\Delta (\vec{E}_0 e^{i(k_{vak} R(\vec{r}) - \omega t)}) - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 (\vec{E}_0 e^{i(k_{vak} R(\vec{r}) - \omega t)})}{\partial t^2} = 0$$

Ova jednačina se može dalje transformisati i dobijamo jednačinu

$$\frac{1}{(k_{vak})^2} \Delta (\vec{E}_0 e^{i(k_{vak}R(\vec{r}))}) + n^2 \vec{E}_0 e^{i(k_{vak}R(\vec{r}))} = 0 \quad (27.19)$$

Prilikom izvodjenja jednačine (27.19) korišćen je identitet

$$\frac{\partial^2 (\vec{E}_0 e^{i(k_{vak}R(\vec{r}) - \omega_{vak}t)})}{\partial t^2} = -(\omega_{vak})^2 \vec{E}_0 e^{i(k_{vak}R(\vec{r}) - \omega_{vak}t)}$$

Jednačina (27.19) se rešava u aproksimaciji geometrijske optike. Geometrijska optika se definiše kao granični slučaj talasne optike. U slučaju geometrijske optike uzima se da talasna dužina  $\lambda$  ima malu vrednost, ili formalno  $\lambda \rightarrow 0$ . Jasno je iz ovakve definicije da geometrijska optika nije u potpunosti primenljiva u domenu radio talasa, ali nalazi dobru primenu u oblasti optičkog dela spektra elektromagnetnih talasa.

Kada se izvrše potrebna diferenciranja u jednačini (27.19), i algebarske transformacije dobija se jednačina

$$[\nabla R(\vec{r}) \cdot \nabla R(\vec{r}) - n^2] \vec{E}_0 = \frac{A}{(k_{vak})^2} + \frac{B}{k_{vak}}$$

Veličine A i B dobijene su nakon matematičkih operacija, i njihov eksplicitan oblik nije nam bitan, jer jednačinu (27.19) rešavamo u aproksimaciji geometrijske optike gde se uzima da  $\lambda \rightarrow 0$ . U skladu sa tim desna strana jednačine biće jednaka nuli, odnosno dobijamo

$$(\nabla R(\vec{r})) \cdot (\nabla R(\vec{r})) = n^2(\vec{r}) \quad (27.20)$$

Jednačina (27.20) zove se *eikonal* jednačina.

Kao što je rečeno  $R(\vec{r})$  je neka probna funkcija. Ovoj funkciji pridružuje se i fizički smisao. U nekom prizvoljnom trenutku  $t$  funkcija  $R(\vec{r})$  ima konstantnu vrednost

$$R(\vec{r}) = const.$$

, i interpretira se kao talasni front.

Najjednostavnije rešenje talasne jednačine (27.12) glasi

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi)$$

Za taj slučaj talasni frontovi su paralelne ravni, a pravac prostiranja elektromagnetnog talasa je normalan na te ravni.

U slučaju funkcije  $R(\vec{r})$  geometrijski oblik talasnog fronta može imati složenu formu, ali i u ovom slučaju pravac prostiranja talasa u trenutku  $t$  normalan je na talasni front, odnosno normalan je na površinu  $R(\vec{r}) = const$ . Pošto je pravac prostiranja talasa normalan na površinu  $R(\vec{r}) = const$ , on se određuje korišćenjem gradijenta funkcije  $\nabla R(\vec{r})$ , a jedinični vektor tog pravca koji ću označiti sa  $\vec{s}$  određuje se na način

$$\vec{s} = \frac{\nabla R(\vec{r})}{|\nabla R(\vec{r})|} \quad (27.21)$$

Jednačina (27.20) se može napisati i u obliku

$$\nabla R(\vec{r}) = \vec{s} \cdot n(\vec{r}) \quad (27.22)$$

Da su jednačine (27.20) i (27.22) ekvivalentne jednostavno se može pokazati

$$(\nabla R(\vec{r})) \cdot (\nabla R(\vec{r})) = (\vec{s} \cdot n(\vec{r}))(\vec{s} \cdot n(\vec{r}))$$

, odnosno

$$(\nabla R(\vec{r})) \cdot (\nabla R(\vec{r})) = n^2(\vec{r})$$

Jednačina (27.20) zove se *eikonal* jednačina. Na osnovu te jednačine određuje se putanja zraka u sredini u kojoj je  $n = n(\vec{r})$ . Postoje i drugi oblici jednačine (27.20), ali ja se na tom pitanju neću ovde zadržavati.

Ono što je bitno za dalju analizu je da se *eikonal* jednačina može povezati sa Fermatovim principom (Pierre de Fermat). Najpre mora da konstatujemo da pošto svetlost putuje kroz transparentni medijum (kod koga je  $n = n(\vec{r})$ ) brzina svetlosti se stalno menja, i određena je jednačinom

$$v(\vec{r}) = \frac{c}{n(\vec{r})} \quad (27.23)$$

Po Fermatovom principu svetlost putuje od tačke A do tačke B po onoj putanji koju će ona preći za najmanje vreme. Postoje i moderne definicije Fermatovog principa, ali ova je najuobičajnija. Standardni primer primene Fermatovog principa je objašnjenje zakona prelamanja svetlosti.

Pošto se svetlost kreće kroz transparentni medijum kod koga je  $n = n(\vec{r})$  brzina svetlosti se stalno menja, i u skladu sa tim vreme kretanja svetlosti od tačke A do tačke B određujemo na osnovu integrala

$$\Delta t = \int_A^B \frac{dl}{v(\vec{r})} = \int_A^B \frac{dl}{c/n(\vec{r})} = \frac{1}{c} \int_A^B n(\vec{r}) dl \quad (27.24)$$

Vidimo da se pojavljuje integral oblika

$$\int_A^B n(\vec{r}) dl = I$$

koji ću označiti sa  $I$ . U integralu  $I$  pojavljuje se proizvod indeksa prelamanja sredine  $n(\vec{r})$  i geometrijske dužine puta  $l$ . Taj proizvod se naziva optička dužina talasa.

Po Fermatovom principu vremenski interval  $\Delta t$  mora imati minimalnu vrednost. U skladu sa tim i integral  $I$  mora imati minimalnu vrednost. Taj zahtev nas dovodi do varijacionog računa odnosno uslova

$$\delta \int_A^B n(\vec{r}) dl = 0 \quad (27.25)$$

Ja se ovde neću zadržavati na primeni varijacionog računa (Fermatovog principa) u oblasti optike, nego ću varijacioni uslov dat jednačinom (27.25) koristiti u objašnjenju skretanja svetlosti u gravitacionom polju.

Istakao sam da se *eikonal* jednačina može povezati sa Fermatovim principom. Izvodjenje započinje time što se deuje operatorom  $\nabla$  na obe strane jednačine (27.22)

$$\nabla \times (\vec{s} \cdot n(\vec{r})) = \nabla \times (\nabla R(\vec{r})) = 0$$

Nakon toga se primenjuje Stoksova teorema i dobija se

$$\int \nabla \times (\vec{s} \cdot n(\vec{r})) da = \oint \vec{s} \cdot n(\vec{r}) dl$$

, odnosno

$$\oint \vec{s} \cdot n(\vec{r}) dl = 0$$

Daljam analizom ovog krivolinijskog integrala dolazi se do Fermatovog principa. Ova dva postupka za analizu kretanja svetlosti u sredini kod koje je  $n = n(\vec{r})$  su medjusobno povezana i mogu se ravnopravno koristiti.

Već više puta je istaknuto da postoji analogija u kretanju svetlosti kroz transparentni materijal, sa kretanjem svetlosti u gravitacionom polju. U skladu sa tim prezentovane metode se mogu koristiti za analizu kretanja svetlosti u gravitacionom polju. Ja ću koristiti jednačinu (27.25), a indeks prelamanja određujem na osnovu jednačine (27.11)

$$n = 1 + \frac{2\gamma M}{c^2 r}$$

U skladu sa mojom teorijom  $n$  neće biti indeks prelamanja praznog prostora (vakuuma), nego indeks prelamanja etra. Zemlju ću smatrati idealnom sferom, a gravitacioni potencijal određuje se na osnovu jednačine

$$V = -\frac{\gamma M}{r} \quad (27.26)$$

Naravno da se može uzeti u razmatranje i elipsoidni oblik Zemlje, i to bi onda dovelo do korekcije gravitacionog potencijala datog jednačinom (27.26). Ovom prilikom ja se neću zadržavati na tim korekcijama, odnosno u svojoj analizi koristiću gravitacioni potencijal dat jednačinom (27.26).

Zbog jednostavnosti matematičke analize razmatraću kretanje svetlosti u jednoj ravni, i koristiću polarne koordinate  $r$  i  $\varphi$ . Metrika u ovim koordinatama ima formu

$$ds^2 = dr^2 + r^2 d\varphi^2 \quad (27.27)$$

Ako uvedemo i vreme u razmatranje jednačina (27.27) se može napisati u obliku

$$ds = \sqrt{\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + r^2\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2} dt \quad (27.28)$$

Na osnovu ovakvog razmatranja (uz zamenu promenljive  $l$  promenljivom  $s$ ) jednačina (27.25)

$$\delta \int_A^B n(\vec{r}) ds = 0$$

dobija oblik

$$\delta \int_A^B n \sqrt{\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + r^2\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2} dt = 0 \quad (27.29)$$

Podintegralnu funkciju u jednačini (27.29) označimo sa  $F$ .

$$\delta \int_A^B F = 0 \quad (27.30)$$

U skladu sa varijacionim računom važe sledeće jednačine

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial F}{\partial \dot{r}} \right) - \frac{\partial F}{\partial r} = 0 \quad (27.31)$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial F}{\partial \dot{\varphi}} \right) - \frac{\partial F}{\partial \varphi} = 0 \quad (27.32)$$

Primenom jednačine (27.32) dobijamo

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{nr^2\dot{\varphi}}{\sqrt{\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2}} \right) = 0 \quad (27.33)$$

, odnosno

$$\frac{nr^2\dot{\varphi}}{\sqrt{\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2}} = const. \quad (27.34)$$

Znači veličina na levoj strani jednačine (27.34) ima konstantnu vrednost tokom vremena.

Na osnovu jednačine (27.31) dobijamo jednačinu

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{n\dot{r}}{\sqrt{\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2}} \right) - \left( \frac{\partial n}{\partial r} \sqrt{\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2} + \frac{nr\dot{\varphi}^2}{\sqrt{\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2}} \right) = 0 \quad (27.35)$$

Korišćenjem jednačine (27.34), jednačina (27.35) se može pojednostaviti i dobija oblik

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\dot{r}const.}{r^2\dot{\varphi}} \right) - \frac{\partial n}{\partial r} \frac{nr^2\dot{\varphi}}{const.} - \frac{\dot{\varphi}const.}{r} = 0 \quad (27.36)$$

Jednačina (27.36) se može dalje pojednostaviti na osnovu matematičke transformacije

$$\frac{\dot{r}}{\dot{\varphi}} = \left( \frac{dr}{dt} \right) / \left( \frac{d\varphi}{dt} \right) = \frac{dr}{d\varphi}$$

Na taj način ugao  $\varphi$  postaje nezavisna promenljiva, odnosno  $r$  zavisi od ugla  $\varphi$ . Nakon ovih matematičkih transformacija dobija se jednačina (27.37)

$$\left[ \frac{d}{d\varphi} \left( \frac{const. dr}{r^2 d\varphi} \right) + \left( \frac{2\gamma M}{c^2 r^2} \right) \left( 1 + \frac{2\gamma M}{c^2 r} \right) \frac{r^2}{const.} - \frac{const.}{r} \right] \frac{d\varphi}{dt} = 0 \quad (27.37)$$

Jednačinu u uglastim zagradama možemo izjednačiti sa nulom. Ta jednačina nakon elementarne algebarske operacije dobija oblik

$$\frac{d}{d\varphi} \left( \frac{1}{r^2} \frac{dr}{d\varphi} \right) + \left( \frac{2\gamma M}{c^2 r^2} \right) \left( 1 + \frac{2\gamma M}{c^2 r} \right) \frac{r^2}{const^2} - \frac{1}{r} = 0 \quad (27.38)$$

U jednačini (27.38) pojavljuje se član  $\left( \frac{2\gamma M}{c^2 r^2} \right) \left( \frac{2\gamma M}{c^2 r} \right)$  koji zbog male vrednosti se može zanemariti, tako da jednačina (27.38) dobija oblik

$$\frac{d}{d\varphi} \left( \frac{1}{r^2} \frac{dr}{d\varphi} \right) + \frac{2\gamma M}{c^2 const^2} - \frac{1}{r} = 0 \quad (27.39)$$

Medjutim i jednačina (27.39) se može dalje pojednostaviti uvođenjem smene

$$u = \frac{1}{r} \quad (27.40)$$

Izvod funkcije  $u$  po  $r$  glasi

$$\frac{du}{dr} = -\frac{1}{r^2}$$

Izvod se može napisati i u obliku

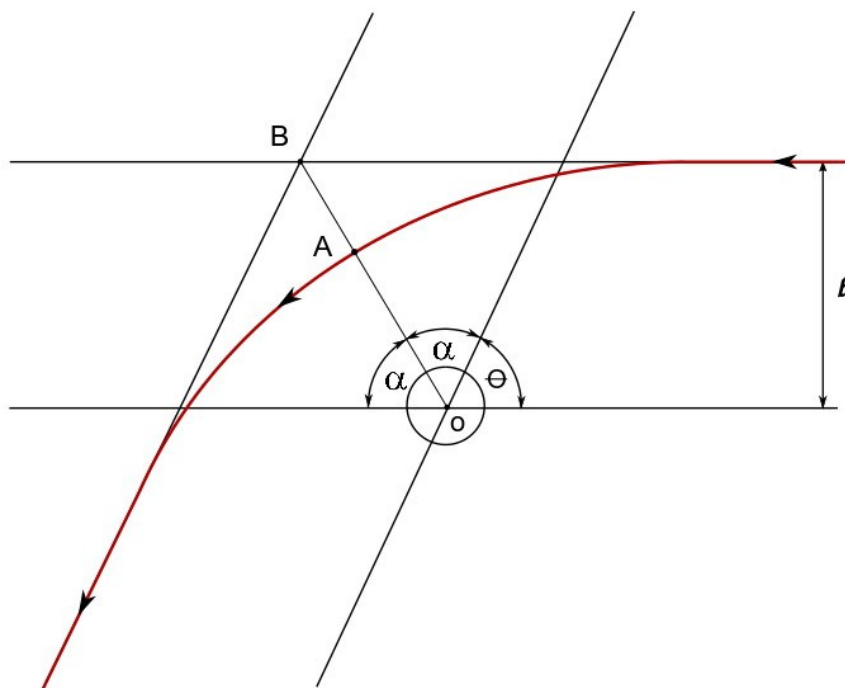
$$\frac{du}{d\varphi} = -\frac{1}{r^2} \frac{dr}{d\varphi} \quad (27.41)$$

Korišćenjem jednačina (27.40) i (27.41) jednačina (27.39) dobija konačni oblik

$$\frac{d^2 u}{d\varphi^2} + u = \frac{2\gamma M}{c^2 const^2} \quad (27.42)$$

Jednačina (27.42) predstavlja diferencijalnu jednačinu kretanja svetlosti u gravitacionom polju.

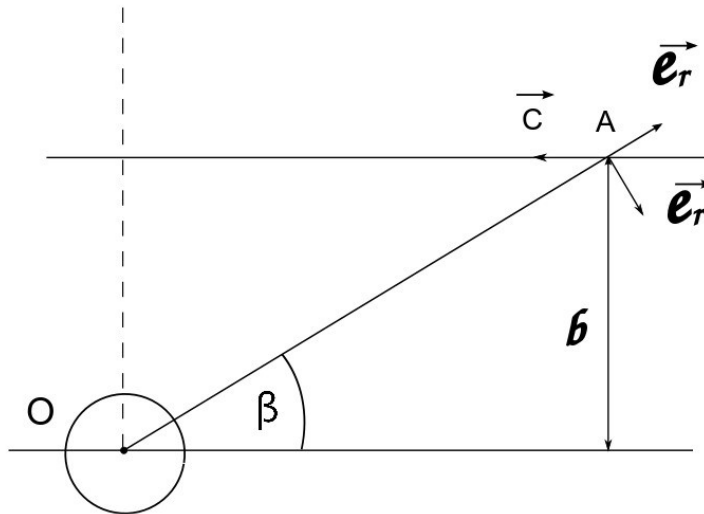
Sada ću primeniti jednačinu (27.42) na jedan konkretan slučaj. Reč je o slučaju koji se najčešće prezentuje u literaturi, i prikazan je na slici 70



Slika 70

Svetlost dolazi iz oblasti koja je veoma udaljena od Zemlje, odnosno njenog gravitacionog polja. Kada ne bi postojalo gravitaciono polje svetlost bi nastavila da se kreće po pravoj liniji. Na slici 70 je označen i parametar  $b$ . Pod dejstvom gravitacionog polja dolazi do skretanja svetlosti. Ugao skretanja svetlosnog zraka na slici 70 je označena sa  $\theta$ . Kada se svetlosni zrak dovoljno udalji od Zemlje, on će nastaviti da se kreće po pravoj liniji. Prvenstveni cilj ove analize je odrediti ugao  $\theta$ .

Da bi smo odredili taj ugao potrebno je najpre odrediti konstantu koja figuriše u jednačini (27.34). Ovaj problem se rešava u polarnim koordinatama i mogu se uvesti jedinični vektori  $\vec{e}_r$  i  $\vec{e}_\varphi$ , koji su prikazani na slici 71.



Slika 71

Kada se svetlosni zrak nalazi na velikoj udaljenosti od Zemlje on se kreće po pravoj liniji i njegova brzina ima vrednost  $c$ . U skladu sa tim ja sam uveo vektor  $\vec{c}$ , čiji je intenzitet  $c$ . Taj vektor je takodje prikazan na slici 71. Tražena konstanta je definisana jednačinom (27.34)

$$\frac{nr^2\dot{\varphi}}{\sqrt{\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2}} = const.$$

Neka se u odredjenom trenutku početak svetlosnog zraka (foton) nalazi u tački A. Rastojanje od centra Zemlje do tačke A označiću sa  $r$ . To rastojanje ima veliku vrednost.

Sinus ugla  $\beta$  određuje se na osnovu jednačine

$$\sin\beta = \frac{b}{r} \quad (27.43)$$

Pošto je rastojanje  $r$  veliko ugao  $\beta$  ima izuzetno malu vrednost.

Kretanje svetlosnog zraka (fotona) analizira se u polarnom sistemu koordinata, ali se može analizirati i iz Dekartovog sistema koordinata. U tački O može se uvesti jedan Dekartov koordinatni sistem, a  $y$  osa Dekartovog sistema je na slici 71 prikazana isprekidanom linijom. U Dekartovom sistemu vektor  $\vec{c}$  se može izraziti na način

$$\vec{c} = -c\vec{e}_x + 0\vec{e}_y$$

Vektor  $\vec{c}$  se može izraziti i u polarnom sistemu koordinata, odnosno pomoću jediničnih vektora

$$\vec{c} = -c\cos(\beta)\vec{e}_r - c\sin(\beta)\vec{e}_\varphi \quad (27.44)$$

Brzina se u polarnim koordinatama izražava na način

$$\vec{v} = \dot{r}\vec{e}_r + r\dot{\varphi}\vec{e}_\varphi \quad (27.45)$$

, a intenzitet brzine se određuje na osnovu jednačine

$$v = \sqrt{(\dot{r})^2 + (r\dot{\varphi})^2} \quad (27.46)$$

Pošto ovde razmatramo kretanje svetlosnog zraka (fotona) jednačine (27.45) i (27.46) dobijaju oblik

$$\vec{c} = \dot{r}\vec{e}_r + r\dot{\varphi}\vec{e}_\varphi \quad (27.47)$$

$$c = \sqrt{(\dot{r})^2 + (r\dot{\varphi})^2} \quad (27.48)$$

Na osnovu jednačina (27.47) i (27.44) dobijamo sledeću jednakost

$$r\dot{\varphi} = -c\sin(\beta)$$

Korišćenjem jednačine (27.43) veličina  $\dot{\varphi}$  dobija sledeću vrednost

$$\dot{\varphi} = -\frac{bc}{r^2} \quad (27.49)$$

Zamenom veličine  $\dot{\varphi}$  u jednačinu (27.34) i korišćenjem jednačine (27.48) dobijamo da konstanta ima sledeću vrednost

$$\left(1 + \frac{2\gamma M}{c^2 r}\right)(-b) = const.$$

Pošto se foton nalazi na velikoj udaljenosti od Zemlje možemo drugi član u zagradi zanemariti, i u skladu sa tim dobija se da konstanta ima vrednost  $-b$

$$const. = -b$$

Pošto smo odredili konstantu potrebno je rešiti diferencijalnu jednačinu

$$\frac{d^2 u}{d\varphi^2} + u = \frac{2\gamma M}{c^2 b^2} \quad (27.50)$$

Radi lakšeg rada uvešću sledeću oznaku

$$D = \frac{2\gamma M}{c^2 b^2} \quad (27.51)$$

Rešenje diferencijalne jednačine glasi

$$\frac{1}{r} = A\sin\varphi + B\cos\varphi + D \quad (27.52)$$

Potrebno je odrediti konstante A i B. Kada se foton nalazi na velikoj udaljenosti ugao  $\varphi$  ima vrednost nula, a veličina  $1/r$  je takodje jednaka nuli. Na osnovu ovih uslova jednačina (27.52) dobija oblik

$$0 = A\sin 0 + B\cos 0 + D$$

, i na osnovu ove jednačine odredjujemo konstantu B

$$B = -D \quad (27.53)$$

Potrebno je odrediti i konstantu A. Foton će se u određenom trenutku naći u položaju kada je minimalno udaljen od Zemlje. To minimalno rastojanje fotona do centra Zemlje ( $r_{min}$ ) ima vrednost OA (slika 70). Da bi se odredio taj položaj fotona pored rastojanja  $r_{min}$  potrebno je znati i određenu vrednost ugla. Taj ugao ću označiti sa  $\gamma$ . Kada se foton nalazi najbliže Zemlji njegov položaj u polarnim koordinatama određen je veličinom  $r_{min}$  i uglom  $\gamma$ .

Kao što sam već istakao ugao  $\theta$  predstavlja ugao skretanja svetlosnog zraka zbog interakcije gravitacionog polja sa svetlosnim zrakom. Sa slike 70 se jasno uočava da važi sledeća jednačina

$$2\alpha + \theta = \pi$$

, odnosno ugao  $\alpha$  ima vrednost

$$\alpha = \frac{\pi - \theta}{2}$$

Sa slike 70 se može lako uočiti da je ugao  $\gamma$  jednak

$$\gamma = \theta + \alpha$$

, odnosno ugao  $\gamma$  ima vrednost

$$\gamma = \frac{\pi}{2} + \frac{\theta}{2} \quad (27.54)$$

Pošto je reč o minimalnom rastojanju funkcija

$$r = r(\theta)$$

ima ekstremum, odnosno njen prvi izvod je jednak nuli.

Matematički uslov

$$\frac{dr}{d\varphi} = 0$$



se svodi na jednačinu

$$A \cos \gamma + D \sin \gamma = 0 \quad (27.55)$$

, odnosno

$$A \sin \frac{\theta}{2} = D \cos \frac{\theta}{2} \quad (27.56)$$

Medjutim ni na osnovu ove jednačine ne možemo odrediti konstantu A, jer nam nije poznat ugao skretanja svetlosnog zraka  $\theta$ . Iz tog razloga potrebna nam je dopunska jednačina. Nju možemo dobiti na sledeći način. Kada svetlosni zrak napusti gravitaciono polje on se opet kreće po pravoj liniji, a ugao  $\varphi$  ima vrednost  $\pi + \theta$ . Pošto je svetlosni zrak ponovo veoma udaljen od Zemlje veličina  $1/r$  jednaka je nuli, i jednačina (27.52) dobija oblik

$$0 = A \sin(\pi + \theta) - D \cos(\pi + \theta) + D$$

, odnosno

$$A \sin \theta = D(1 + \cos \theta) \quad (27.57)$$

Medjutim opet se nalazimo u nezavidnoj situaciji, jer na osnovu jednačina (27.56) i (27.57) dobijamo matematički identitet

$$\cos \frac{\theta}{2} = \sqrt{\frac{1 + \cos \theta}{2}}$$

Eksperimenti pokazuju da ugao skretanja  $\theta$  ima malu vrednost, tako da možemo koristiti sledeće aproksimacije

$$\sin \theta \approx \theta \quad (27.58)$$

$$\cos \theta \approx 1 \quad (27.59)$$

Na osnovu jednačine (27.57) i aproksimativnih jednačina (27.58) i (27.59) dobijam jednačinu

$$A \theta \approx 2D \quad (27.60)$$

Posmatranjem rešenja diferencijalne jednačine (jednačina (27.52)) dolazim do zaključka da konstanta A mora imati dimenziju  $m^{-1}$ . U skladu sa tim uzeću da konstanta A ima vrednost

$$A = \frac{1}{b} \quad (27.61)$$

Jednačina kretanja svetlosnog zraka u gravitacionom polju glasi

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{b} \sin \varphi - \frac{2\gamma M}{c^2 b^2} \cos \varphi + \frac{2\gamma M}{c^2 b^2} \quad (27.62)$$

Ostalo je još da se odredi ugao skretanja svetlosti u gravitacionom polju. Na osnovu jednačine (27.60) sledi

$$\theta = \frac{2D}{A}$$

Korišćenjem jednačina (27.51) i (27.61) dobijam

$$\theta = \frac{4\gamma M}{c^2 b} \quad (27.63)$$

Ovaj rezultat se dobija i na osnovu opšte teorije relativnosti za ovakav slučaj kretanja svetlosti u gravitacionom polju Zemlje.

Daljom analizom možemo dobiti još neke veoma bitne rezultate. Ja sam za indeks prelamanja etra koristio jednačinu (27.11)

$$n = 1 + \frac{2\gamma M}{c^2 r}$$

U skladu sa tim brzina kretanja svetlosti određuje se na osnovu jednačine

$$v = \frac{c}{n} = \frac{c}{1 + \frac{2\gamma M}{c^2 r}} \quad (27.64)$$

Za posmatrača na Zemlji brzina svetlosti nije konstantna veličina, jer zavisi od rastojanja  $r$ . Sa povećanjem rastojanja  $r$  povećava se i brzina svetlosti. Ako bi smo strogo posmatrali jednačina (27.64) trebala bi biti napisana u formi

$$v = \frac{c_0}{n} = \frac{c_0}{1 + \frac{2\gamma M}{c_0^2 r}}$$

Veličina  $c_0$  je brzina svetlosnog zraka kada se on nalazi na veoma velikoj udaljenosti od Zemlje, odnosno u oblasti gde ne postoji gravitaciono polje. U skladu sa ovom konstatacijom mora se korigovati i jednačina (27.11), i ona dobija sledeći oblik

$$n = 1 + \frac{2\gamma M}{c_0^2 r}$$

Promene brzine svetlosti u gravitacionom polju Zemlje su male, ali ako želimo izvršiti rigoroznu analizu problema moramo koristiti ove korigovane jednačine.

Posmatrač na Zemlji može odrediti vremenski interval koji je potreban svetlosti da predje put od tačke A do tačke B. U principu može se razmatrati kretanje svetlosti u sfernom sistemu koordinata, ali zbog jednostavnosti matematičke analize ja ću opet razmatrati kretanje svetlosti u ravni, odnosno korišću polarni sistem koordinata. Prezentovan je postupak kako se može dobiti jednačina kretanja svetlosti u polarnim koordinatama, odnosno kako se dobija funkcija

$$r = r(\varphi) \quad (27.65)$$

Brzina kretanja svetlosti u gravitacionom polju Zemlje određuje se na osnovu jednačine (27.64). Vremenski interval kretanja svetlosti može se dobiti integracijom jednačine

$$\Delta t = \int_A^B \frac{ds}{v} = \frac{1}{c_0} \int_A^B n ds \quad (27.66)$$

Integracija jednačine (27.66) može se vršiti ili po promenljivoj  $r$ , ili po uglu  $\varphi$ . Jednostavnije je integraciju vršiti po uglu  $\varphi$ , ali najpre treba izvršiti određenu algebarsku transformaciju.

Indeks prelamanja etra određuje se na osnovu jednačine

$$n = 1 + \frac{2\gamma M}{c_0^2 r}$$

, a korišćenjem jednačine (27.65) indeks prelamanja etra postaje funkcija ugla  $\varphi$

$$n = n(\varphi)$$

Neka su polarne koordinate tačke A ( $r_1, \varphi_1$ ), a tačke B ( $r_2, \varphi_2$ ). Vremenski interval kretanja svetlosti od tačke A do tačke B dobija se integracijom jednačine (27.66)

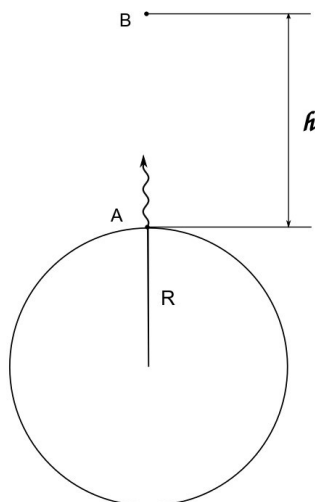
$$\Delta t = \frac{1}{c_0} \int_A^B n(\varphi) ds$$

, odnosno

$$\Delta t = \frac{1}{c_0} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} n(\varphi) \sqrt{\left(\frac{dr}{d\varphi}\right)^2 + r^2} d\varphi \quad (27.67)$$

Veoma bitan rezultat opšte teorije relativnosti je gravitaciona dilatacija vremena, odnosno gravitacioni crveni (plavi) pomak. U poglavlju 19 bilo je reči o tim efektima, a posebno interesantna analiza bila je da li foton dobija (gubi) energiju prilikom prolaska kroz gravitaciono polje. Bilo je reči o Pound–Rebka eksperimentu, odnosno temperaturno zavisnom Pound–Rebka eksperimentu.

Neka se na površini Zemlje u tački A nalazi izvor gama zračenja frekvence  $\nu_e$  i talasne dužine  $\lambda_e$ , a na visini  $h$  u tački B nalazi se detektor gama zračenja. Za razliku od originalnog Pound–Rebka eksperimenta visina  $h$  može imati veliku vrednost, na primer reda veličine poluprečnika Zemlje, a čak i veću vrednost. Iz tačke A emituje se gama zračenja frekvence  $\nu_e$ , a detektor registruje frekvencu  $\nu_r$ , i talasnu dužinu  $\lambda_r$ . Eksperimentalna situacija je prikazana na slici 72



Slika 72

Saglasno opštoj teoriji relativnosti za slučaj Švarcvildove metrike frekvence  $\nu_r$  i  $\nu_e$  povezane su jednačinom

$$\frac{\nu_r}{\nu_e} = \frac{\sqrt{1 - \frac{2\gamma M}{c^2 R}}}{\sqrt{1 - \frac{2\gamma M}{c^2 (R + h)}}} \quad (27.68)$$

U opštoj teoriji relativnosti za slučaj Švarcvildove metrike figuriše i jednačina

$$\omega(r) = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 - \frac{2\gamma M}{c^2 r}}} \quad (27.69)$$

Veličina  $\omega(r)$  je kružna frekvencija elektromagnetnog talasa kada se foton nalazi na rastojanju  $r$ , a  $\omega_0$  je kružna frekvencija elektromagnetnog talasa kada se foton nalazi van gravitacionog polja.

Izvor gama zračenja nalazi se u tački A na površini Zemlje tj.  $r = R$ , a detektor na visini  $h$  tj.  $r = R + h$ . Na osnovu jednačine (27.69) može se dobiti jednačina (27.68).

Za slučaj Švarcvildove metrike važe i sledeće relacije

$$\frac{\lambda_r}{\lambda_e} = \frac{\sqrt{1 - \frac{2\gamma M}{c^2 (R + h)}}}{\sqrt{1 - \frac{2\gamma M}{c^2 R}}} \quad (27.70)$$

$$\lambda(r) = \lambda_0 \sqrt{1 - \frac{2\gamma M}{c^2 r}} \quad (27.71)$$

, gde je  $\lambda_0$  talasna dužina elektromagnetskog talasa kada se foton nalazi van gravitacionog polja.

U poglavlju 19 je konstatovano da Ajštajnova opšta teorija relativnosti predviđa da vreme različito protiče u različitim oblastima gravitacionog polja. U oblastima gde je niži gravitacioni potencijal vreme sporije protiče, odnosno u oblastima gde je viši gravitacioni potencijal vreme brže protiče. Ovaj efekat je originalno predviđen od strane Ajštajna. Postoje određeni eksperimenti koji verifikuju taj rezultat opšte teorije relativnosti.

Pored emitera i apsorbera gama zračenja uvedimo u razmatranje i dva identična časovnika. Jedan časovnik nalazi se pored tačke A, u kojoj potencijal gravitacionog polja ima vrednost  $\varphi_1$ , a drugi časovnik se nalazi pored tačke B, i potencijal u toj tački je  $\varphi_2$ . Časovnici su bili sinhronizovani

(pokazivali isti trenutak vremena) pre nego što su postavljeni u tačkama A i B. Koristiću jednačine za gravitacionu vremensku dilataciju koje su izvedene za slučaj Švarcvildove metrike.

Vreme koje protekne u tački A sa stanovišta opšte teorije relativnosti dato je jednačinom

$$\Delta t_1 = \Delta t_0 \sqrt{1 - \frac{2\gamma M}{c^2 R}} \quad (27.72)$$

Veličina  $\Delta t_0$  je vreme koje bi izmerio časovnik kada bi bio prebačen iz tačke A u tačku koja se nalazi na beskonačnom rastojanju od centra Zemlje, odnosno u oblast u kojoj ne postoji gravitaciono polje, ili je to polje zanemarljivo. Iz jednačine (27.72) se lako može zaključiti da je vremenski interval  $\Delta t_0$  duži od intervala  $\Delta t_1$ , što je u skladu sa zaključkom opšte teorije relativnosti.

Vreme koje protekne u tački B dato je jednačinom

$$\Delta t_2 = \Delta t_0 \sqrt{1 - \frac{2\gamma M}{c^2 (R + h)}} \quad (27.73)$$

Na osnovu jednačina (27.72) i (27.73) dobijamo jednačinu

$$\frac{\Delta t_2}{\Delta t_1} = \frac{\sqrt{1 - \frac{2\gamma M}{c^2 (R + h)}}}{\sqrt{1 - \frac{2\gamma M}{c^2 R}}} \quad (27.74)$$

Na osnovu *eikonal* jednačine ne mogu se dobiti relacije oblika (27.69) i (27.71), koje pokazuju da se frekvencija i talasna dužina elektromagnetnog talasa menjaju u gravitacionom polju. *Eikonal* jednačina je izvedena u aproksimaciji geometrijske optike, i pretpostavke da je kružna frekvencija konstantna veličina

$$\omega = \omega_{vak} = const.$$

Pošto *eikonal* jednačina je neadekvatna za analizu frekvencije i talasne dužine elektromagnetnog talasa u gravitacionom polju ja ću koristiti Maksvelove jednačine. Zbog jednostavnosti analize razmatraću kretanje elektromagnetnog talasa duž  $y$  ose. Indeks prelamanja etra određen je jednačinom (27.11)

$$n = 1 + \frac{2\gamma M}{c^2 r}$$

, i u skladu sa tim talasna jednačina imaće oblik

$$\Delta \vec{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0$$

Ja ću na osnovu talasne jednačine (Maksvelovih jednačina) odrediti indeks prelamanja etra, i tu vrednost ću uporediti sa jednačinom (27.11). U toj analizi koristiću i pojedine rezultate opšte teorije relativnosti.

Uzeću da rešenje ove talasne jednačine ima oblik

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (27.75)$$

Saglasno jednačinama (27.69) i (27.71) intenzitet talasnog vektora, i kružna frekvencija određuje se na način

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda_0 \sqrt{1 - \frac{2\gamma M}{c^2 r}}} \quad (27.76)$$

$$\omega = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 - \frac{2\gamma M}{c^2 r}}} \quad (27.77)$$

Švarcvildov radijus se definiše na sledeći način

$$R_s = \frac{2\gamma M}{c^2}$$

, i u slučaju Zemlje ima vrednost 9 mm.

Na osnovu opšte teorije relativnosti, i teorije etra brzina svetlosti se menja u gravitacionom polju. Kao što sam već istakao brzina  $c_0$  je brzina elektromagnetnog talasa kada se on nalazi van gravitacionog polja. U skladu sa ovom konstatacijom jednačine (27.76) i (27.77) glase

$$\omega = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 - \frac{2\gamma M}{c_0^2 r}}} \quad (27.78)$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda_0 \sqrt{1 - \frac{2\gamma M}{c_0^2 r}}} = \frac{k_0}{\sqrt{1 - \frac{2\gamma M}{c_0^2 r}}} \quad (27.79)$$

Veličine  $\omega_0$ ,  $k_0$  i  $c_0$  povezane su jednačinom

$$\omega_0 = c_0 k_0$$

Švarcvildov radijus možemo napisati na sledeći način

$$R_s = \frac{2\gamma M}{c_0^2}$$

Korišćenjem Švarcvildovog radijusa jednačine (27.78) i (27.79) dobijaju oblik

$$\omega = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 - \frac{R_s}{r}}}$$

$$k = \frac{k_0}{\sqrt{1 - \frac{R_s}{r}}}$$

Ja ću razmatrati kretanje elektromagnetnog talasa duž y ose, i u skladu sa tim jednačina (27.75) dobija oblik

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(ky - \omega t)} \quad (27.80)$$

Zamenom jednačine (27.80) u talasnu jednačinu dobijam

$$\left(\frac{d(ky)}{dy}\right)^2 - i \frac{d^2(ky)}{dy^2} = \frac{n^2}{c_0^2} \omega^2 \quad (27.81)$$

Strogo posmatrano u jednačini (27.81) trebao bi da figuriše izvod veličine  $\vec{E}_0$  po y, međjutim ja ću pretpostaviti da veličina  $\vec{E}_0$  ima konstantnu vrednost.

Izračunaću potrebne izvode i odrediti indeks prelamanja etra na osnovu jednačine (27.81), i uporediti tu vrednost sa vrednošću datu jednačinom

$$n = 1 + \frac{R_s}{r}$$

Prvi član na levoj strani jednačine (27.81) ima vrednost

$$\left(\frac{d(ky)}{dy}\right)^2 = \frac{k_0}{1 - \frac{R_s}{r}} - \frac{k_0 R_s}{r(1 - \frac{R_s}{r})^2} + \frac{1}{4} \frac{k_0 R_s^2}{r^2(1 - \frac{R_s}{r})^3} \quad (27.82)$$

, a drugi član na levoj strani jednačine ima vrednost

$$\frac{d^2(ky)}{dy^2} = \frac{3}{4} \frac{k_0 R_s^2}{r^3(1 - \frac{R_s}{r})^{5/2}} \quad (27.83)$$

U jednačinama (27.82) i (27.83) figurišu članovi koji imaju u brojiocu veličinu  $R_s^2$ . Kao što sam već istakao u slučaju Zemlje Švarcvildov radijus iznosi svega 9 mm. Emiter gama zračenja se nalazi na površini Zemlje, odnosno  $r$  u tom slučaju ima vrednost poluprečnika Zemlje, odnosno vrednost 6371 km. Iz tog razloga ja ću članove koji imaju u brojiocu veličinu  $R_s^2$  (ili veći stepen), a u imeniocu veličinu  $r^2$  (ili veći stepen) zanemariti. U skladu sa tim najpre zanemarujem član koji se nalazi pored imaginarne jedinice u jednačini (27.81).

Kvadrat kružne frekvence određujemo korišćenjem jednačine (27.78), i ta veličina ima vrednost

$$\omega^2 = \frac{\omega_0^2}{\left(1 - \frac{R_s}{r}\right)} \quad (27.84)$$

Korišćenjem jednačine (27.81) (u kojoj je zanemaren član pored imaginarne jedinice) i veličina određenih jednačinama (27.82) i (27.84) možemo proceniti kvadrat indeksa prelamanja etra. Nakon određenih algebarskih operacija za kvadrat indeksa prelamanja etra dobijam aproksimativnu vrednost

$$n^2 \approx 1 - \frac{R_s}{r} \quad (27.85)$$

Sa druge pak strane na osnovu jednačine

$$n = 1 + \frac{R_s}{r}$$

može se dobiti aproksimativna vrednost za kvadrat indeksa prelamanja etra

$$n^2 \approx 1 + \frac{2R_s}{r} \quad (27.86)$$

Vidimo da se jednačina (27.85) razlikuje od jednačine (27.86), ali ta razlika brojčano nije toliko velika jer Švarcvildov radijus ima malu vrednost, a u slučaju koji analiziramo minimalna vrednost za  $r$  je poluprečnik Zemlje.

Na osnovu predhodne diskusije možemo sa zadovoljavajućom tačnošću uzeti da rešenje talasne jednačine za slučaj prostiranja elektromagnetnog talasa u gravitacionom polju glasi

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (27.87)$$

U ovom primeru je procenjen kvadrat indeksa prelamanja etra koristeći Maksvelove jednačine i rezultate opšte teorije relativnosti izražene jednačinama (27.78) i (27.79).

Sada ću dati jedan pristup za određivanje frekvence i talasne dužine elektromagnetnog talasa kada se on kreće u gravitacionom polju. Taj pristup se zasniva na elektrodinamici i korišćenju jednačine za indeks prelamanja etra. Da bi što bolje objasnio taj pristup ipak ću morati da se pozovem na pojedine rezultate opšte teorije relativnosti, ali opet napominjem da se moj pristup zasniva na elektrodinamici.

Polazim od toga da se frekvencija elektromagnetnog talasa menja u gravitacionom polju. Kao i u predhodnom slučaju zbog jednostavnosti analize uzeću da se elektromagnetni talas kreće duž  $y$  ose. Izvor gama zračenja nalazi se na površini Zemlje, a detektor na nekoj visini  $h$ . Opšta teorija relativnosti daje jednačinu (27.78) koja opisuje efekat promene frekvence elektromagnetnog talasa. Sa stanovišta teorije etra uzeću da se frekvencija elektromagnetnog talasa u gravitacionom polju menja na način

$$v(y) = \frac{v_0}{f(y)} \quad (27.88)$$

, gde  $f(y)$  je nepoznata funkcija. Prvenstveni cilj ove analize biće određivanje te nepoznate funkcije  $f(y)$ .

Veličine  $\omega_0$  i  $v_0$  povezane su jednačinom

$$\omega_0 = 2\pi v_0 \quad (27.89)$$

Fizički smisao veličine  $\omega_0$  već je objašnjen u dosadašnjem tekstu, pa u skladu sa jednačinom (27.89) možemo zaključiti da je veličina  $v_0$  frekvencija elektromagnetnog talasa kada se on prostire u oblasti veoma udaljenoj od gravitacionog polja. Indeks prelamanja etra određen je jednačinom

$$n = 1 + \frac{2\gamma M}{c_0^2 r} \quad (27.90)$$

, i u skladu sa tim ja očekujem da važi relacija

$$\frac{c_0}{n} \approx v(y)\lambda(y) \quad (27.91)$$

Osnova za dalju analizu neće biti jednačina (27.91) (mada ću ja kasnije analizirati ovu jednačinu), već talasna jednačina koja za ovaj slučaj glasi

$$\Delta \vec{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0$$

Uveo sam da se frekvencija sa stanovišta teorije etra određuje na osnovu jednačine (27.88), u kojoj figuriše nepoznata funkcija  $f(y)$ . Na osnovu jednačina (27.91) i (27.88) zaključujem da se talasna dužina određuje na osnovu jednačine

$$\lambda(y) = \frac{\lambda_0}{f(y)} \quad (27.92)$$

U ovoj jednačini figuriše nepoznata funkcija  $f(y)$ , i cilj dalje analize je upravo određivanje te nepoznate funkcije, a to ću uraditi korišćenjem talasne jednačine. Predpostaviću da rešenje talasne jednačine ima oblik

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(ky - \omega t)} \quad (27.93)$$

Zamenom jednačine (27.93) u talasnu jednačinu dobijam

$$\left(\frac{d(ky)}{dy}\right)^2 - i \frac{d^2(ky)}{dy^2} = \frac{n^2}{c_0^2} \omega^2 \quad (27.94)$$

Pokazano je u postupku procene indeksa prelamanja da se član koji množi imaginarnu jedinicu (jednačina (27.81)) može zanemariti. Funkcija  $f(y)$  ne bi trebala da se mnogo razlikuje od funkcije  $\sqrt{1 - \frac{2\gamma M}{c_0^2 y}}$  koja figuriše u jednačini (27.78). U skladu sa tim ja ću predpostaviti da se član sa imaginarnom jedinicom može zanemariti, pa jednačina (27.94) postaje

$$\left(\frac{d(ky)}{dy}\right)^2 = \frac{n^2}{c_0^2} \omega^2 \quad (27.95)$$

Na osnovu jednačina (27.88) i (27.92), jednačina (27.95) dobija formu

$$\left(\frac{d(yf(y))}{dy}\right)^2 = \frac{(1 + \frac{2\gamma M}{c_0^2 y})^2}{(f(y))^2} \quad (27.96)$$

Potrebno je rešiti ovu diferencijalnu jednačinu. Fizički prihvatljivo rešenje diferencijalne jednačine glasi

$$f(y) = \sqrt{1 + \frac{4\gamma M}{c_0^2 y} - \frac{C}{y^2}}$$

Trebamo odrediti konstantu  $C$ . Istakao sam da funkcija  $f(y)$  ne bi trebala da se mnogo razlikuje od funkcije  $\sqrt{1 - \frac{2\gamma M}{c_0^2 y}}$  koja figuriše u jednačini (27.78). Tu funkciju označiću sa  $l(y)$

$$l(y) = \sqrt{1 - \frac{2\gamma M}{c_0^2 y}}$$

Emiter gama zračenja nalazi se na površini Zemlje ( $R = 6370 \text{ km} = 6,37 \cdot 10^6 \text{ m}$ ), i u skladu sa tim funkcija  $l(y)$  imaće vrednost

$$l(R) = 0,9999999993$$

Više puta sam istakao da funkcija  $f(y)$  ne bi trebala da se mnogo razlikuje od funkcije  $l(y)$ . U skladu sa tim početni uslovi za diferencijalnu jednačinu (27.96) glase

$$y = 6,37 \cdot 10^6 \text{ m}$$

$$f(y) = 0,9999999993$$

Korišćenjem ovih početnih uslova dobijam da konstanta  $C$  ima vrednost

$$C = 1,71 \cdot 10^5 \text{ m}^2$$

U skladu sa ovom vrednošću funkcija  $f(y)$  glasi

$$f(y) = \sqrt{1 + \frac{4\gamma M}{c_0^2 y} - \frac{1,71 \cdot 10^5 \text{ m}^2}{y^2}} \quad (27.97)$$

Švarcvildov radijus se definiše na sledeći način

$$R_s = \frac{2\gamma M}{c^2}$$

, i ima vrednost 9 mm. U skladu sa ovom konstatacijom funkcija  $f(y)$  može se napisati na način

$$f(y) = \sqrt{1 + \frac{18 \cdot 10^{-3} \text{ m}}{y} - \frac{1,71 \cdot 10^5 \text{ m}^2}{y^2}} \quad (27.98)$$

Sada ću uporediti vrednosti funkcija  $f(y)$  i  $l(y)$  za neke konkretne vrednosti rastojanja  $y$ . U cilju upoređivanja funkcija izračunaću njihov količnik kada  $y$  ima vrednosti  $10 \cdot 10^6 \text{ m}$ ,  $15 \cdot 10^6 \text{ m}$ ,  $25 \cdot 10^6 \text{ m}$

$$\frac{f(10 \cdot 10^6 \text{ m})}{l(10 \cdot 10^6 \text{ m})} = 1 + 4 \cdot 10^{-11}$$

$$\frac{f(15 \cdot 10^6 \text{ m})}{l(15 \cdot 10^6 \text{ m})} = 1 + 5,7 \cdot 10^{-10}$$

$$\frac{f(25 \cdot 10^6 \text{ m})}{l(25 \cdot 10^6 \text{ m})} = 1 + 4,6 \cdot 10^{-10}$$

Iz ovih rezultata vidimo da se funkcija  $f(y)$  gotovo ne razlikuje od funkcije  $l(y)$ , međutim razlikuje se pristup opšte teorije relativnosti od pristupa teorije etra. Pristup teorije etra se zasniva na elektrodinamici i korišćenju jednačine

$$n = 1 + \frac{2\gamma M}{c_0^2 r} \quad (27.99)$$

U skladu sa teorijom etra brzina prostiranja elektromagnetnog talasa u gravitacionom polju određuje se na osnovu jednačine

$$v = \frac{c_0}{n} = \frac{c_0}{1 + \frac{2\gamma M}{c_0^2 r}} \quad (27.100)$$

, a frekvenca i talasna dužina određuju se na osnovu sledećih jednačina

$$v = \frac{v_0}{\sqrt{1 + \frac{4\gamma M}{c_0^2 y} - \frac{1,71 \cdot 10^5 \text{ m}^2}{y^2}}} \quad (27.101)$$

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 + \frac{4\gamma M}{c_0^2 y} - \frac{1,71 \cdot 10^5 \text{ m}^2}{y^2}}} \quad (27.102)$$



Učiniću par digresija. U dosadašnjem tekstu ja sam već više puta istakao da se pojedini rezultati opšte teorije relativnosti mogu inkorporirati u teoriju etra. Setimo se tvđenja da su efekti gravitacije povezani sa deformacijom etra.

Zamislimo da se u oblasti intergalaktičkog prostora koji ima Euklidsku metriku nadje neki astronomski objekat sličan Zemlji. Etar oko tog astronomskog objekta je deformisan, odnosno metrika je neeuklidska. Deformacija etra oko tog astronomskog objekta je izazvana masom tog objekta. Na velikim udaljenostima od tog objekta možemo smatrati da gravitaciono polje koje taj objekat stvara je zanemarljivo, odnosno metrika je Euklidska. Postavimo sada časovnike koji apsolutno miruju na više lokacija u tom intergalaktičkom prostoru u tačkama gde je metrika Euklidska. Pošto se moja teorija zasniva na predpostavci egzistencije apsolutnog vremena, ti časovnici ustvari pokazuju apsolutno vreme. Neka taj astronomski objekat ima oblik sfere, a njegovu masu i poluprečnik označicu respektivno sa  $M_a$  i  $R_a$ . Na površini tog astronomskog objekta neka se nalazi posmatrač koji ima časovnik. Na tok proticanja vremena uticaće i to što se taj astronomski objekat kreće nekom apsolutnom brzinom u odnosu na etar, ali ostavimo to privremeno po strani, jer ovde je prevashodna diskusija u vezi promene toka vremena u zavisnosti od gravitacionog polja. Već sam naznačio da veličina  $\Delta t_0$  koja figuriše u jednačinama (27.72) i (27.73) u primeru sa gravitacionim poljem Zemlje predstavlja vremenski interval koji bi izmerio časovnik kada bi bio prebačen iz tačke A, u tačku koja se nalazi na velikom rastojanju od centra Zemlje, odnosno u oblasti u kojoj možemo smatrati da ne postoji gravitaciono polje, ili je to polje zanemarljivo. U primeru sa astronomskim objektom koji se nalazi u intergalaktičkom prostoru vremenski interval  $\Delta t_0$  je interval koji mere časovnici koji apsolutno miruju, i koji se nalaze u oblastima gde je metrika euklidska. U skladu sa mojim stanovištem ti časovnici su izmerili određeni vremenski interval apsolutnog vremena. Posmatrač koji se nalazi na površini astronomskog objekta, i koji ima identičan časovnik, izmeriće korespondentni vremenski interval koji ću označiti sa  $\Delta t_3$ . U skladu sa jednačinom (27.72) (ako zanemarimo efekat koji nastaje zbog apsolutnog kretanja astronomskog objekta) vremenski intervali  $\Delta t_3$  i  $\Delta t_0$  biće povezani jednačinom

$$\Delta t_3 = \Delta t_0 \sqrt{1 - \frac{2\gamma M_a}{c^2 R_a}} \quad (27.103)$$

U poglavlju 4 kada sam uveo postulate teorije etra dao sam neke uvodne komentare o tim postulatima. Postulirao sam egzistenciju etra, i etar predstavlja prostor, ali kao što sam već više puta napomenuo etar je podložan deformaciji. Masivna tela izazivaju deformaciju etra, ali i jaka elektromagnetna polja mogu deformisati etar. Ja sam postulirao i apsolutno vreme. U predhodno navedenom primeru časovnici koji su apsolutno mirovali u intergalaktičkom prostoru merili su apsolutno vreme. Slično kao i kod prostora (etra) koji se može deformisati, i tok apsolutnog vremena može se menjati u pojedinim oblastima prostora (etra). U predhodno navedenom primeru sa astronomskim objektom koji se nalazi u intergalaktičkom prostoru masa tog objekta je izazvala da časovnici u gravitacionom polju mere vremenske intervale koji se razlikuju od vremenskih intervala izmerenih časovnicima koji se nalaze van tog gravitacionog polja. Napomenuo sam da jaka elektromagnetna polja mogu deformisati etar. To će imati za posledicu da vreme u takvom jednom deformisanom etru različito protiče od vremena u oblasti gde etar nije deformisan. Mi za sada nemamo teoriju koja bi egzaktno opisivala ovakve fenomene.

Vratimo se razmatranom primeru određivanja vremenskog intervala, sa stanovišta posmatrača na Zemlji, koji je potreban svetlosti da predje put od tačke A do tačke B. Polarne koordinate tačaka A i B su  $(r_1, \varphi_1)$  i  $(r_2, \varphi_2)$  respektivno. Pokazano je da se traženi vremenski interval, sa stanovišta posmatrača na Zemlji određuje na osnovu jednačine (27.67). Pošto u gravitacionom polju vreme različito protiče može se postaviti pitanje koliki bi bio vremenski interval potreban svetlosti da predje put od tačke A do tačke B sa stanovišta posmatrača koji se recimo nalazi na visini  $h_1$  iznad površine Zemlje. Položaj ovog posmatrača određen je tačkom C. Ovo pitanje određivanja vremenskog intervala povezano ja sa određivanjem rastojanja u gravitacionom polju, a može se povezati i sa pitanjem

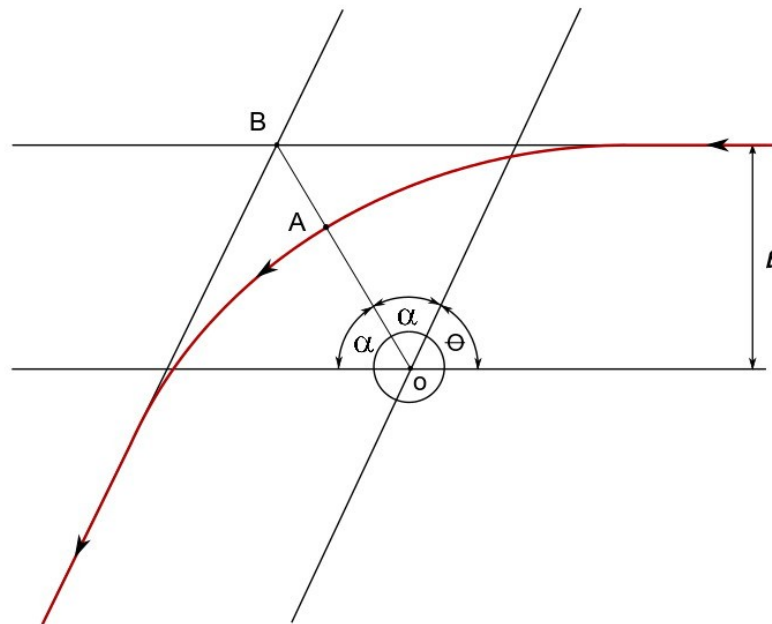
sinhronizacije časovnika koji se nalaze u gravitacionom polju. Posmatrač koji se nalazi na visini  $h_1$  (saglasno predhodnoj diskusiji) smatra da je brzina svetlosnog zraka (fotona) određena jednačinom (27.100), a polarne koordinate tačaka A i B su  $A(r_1, \varphi_1)$ ,  $B(r_2, \varphi_2)$  respektivno. Posmatrač koji se nalazi pored tačke C primenjivaće istu proceduru koji je primenjivao i posmatrač koji se nalazi na površini Zemlje. I on će takodje rešiti integral dat jednačinom (27.67), i dobiti neki vremenski interval koji ću označiti sa  $\Delta t_4$ . Za ovog posmatrača jednačina (27.67) dobija oblik

$$\Delta t_4 = \frac{1}{c} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} n(\varphi) \sqrt{\left(\frac{dr}{d\varphi}\right)^2 + r^2} d\varphi \quad (27.104)$$

Posmatranjem jednačina (27.67) i (27.104) vidimo da su desne strane jednačina jednake, a vremenski intervali  $\Delta t$  i  $\Delta t_4$  ipak se razlikuju. To nastaje zbog toga što se vrednost gravitacionog potencijala u tački C razlikuje od vrednosti gravitacionog potencijala na površini Zemlje, i vremenski intervali  $\Delta t$  i  $\Delta t_4$  ne mogu biti jednaki. U skladu sa jednačinom (27.74) oni su povezani sledećom relacijom

$$\frac{\Delta t_4}{\Delta t} = \frac{\sqrt{1 - \frac{2\gamma M}{c^2(R + h_1)}}}{\sqrt{1 - \frac{2\gamma M}{c^2 R}}} \quad (27.105)$$

Ja sam već više puta istakao da se pojedini rezultati opšte teorije relativnosti mogu inkorporirati u teoriju etra. Setimo se tvđenja da su efekti gravitacije povezani sa deformacijom etra. Sada ću korišćenjem diskutovanog primera skretanja svetlosti u gravitacionom polju dati jednačine koje bi kvantitativno mogle opisati deformaciju etra. Razmatrani slučaj skretanja svetlosti u gravitacionom polju je prikazan na slici 73.



Slika 73

Ako gravitaciono polje ne bi delovalo na svetlosni zrak on bi nastavio da se kreće po pravoj liniji, i prošao bi kroz tačku B. Medjutim zbog delovanja gravitacionog polja svetlosni zrak prolazi kroz tačku A. Rastojanje OA predstavlja minimalno rastojanje, koje sam označio sam  $r_{min}$ , i ono se može odrediti na osnovu jednačine (27.62).

Kada se foton nalazi najbliže Zemlji njegov položaj u polarnim koordinatama određen je veličinom  $r_{min}$  i uglom  $\gamma$ . Ugao  $\gamma$  ima vrednost

$$\gamma = \frac{\pi}{2} + \frac{\theta}{2}$$

Ugao  $\theta$  predstavlja ugao skretanja svetlosnog zraka zbog interakcije gravitacionog polja sa svetlosnim zrakom, i određuje se na osnovu jednačine (27.63). Korišćenjem ugla  $\gamma$  rastojanje  $r_{min}$  određujemo na osnovu jednačine

$$\frac{1}{r_{min}} = \frac{1}{b} \sin\left(\frac{\pi}{2} + \frac{\theta}{2}\right) - \frac{2\gamma M}{c^2 b^2} \cos\left(\frac{\pi}{2} + \frac{\theta}{2}\right) + \frac{2\gamma M}{c^2 b^2}$$

Pošto ugao  $\theta$  ima malu vrednost možemo napisati aproksimativnu relaciju

$$\frac{1}{r_{min}} \approx \frac{1}{b} \sin\left(\frac{\pi}{2}\right) - \frac{2\gamma M}{c^2 b^2} \cos\left(\frac{\pi}{2}\right) + \frac{2\gamma M}{c^2 b^2}$$

, odnosno

$$\frac{1}{r_{min}} \approx \frac{1}{b} + \frac{2\gamma M}{c^2 b^2}$$

Ova jednačina sa može dalje transformisati

$$\frac{1}{r_{min}} \approx \frac{1}{b} \left(1 + \frac{2\gamma M}{c^2 b}\right)$$

$$r_{min} \approx \frac{b}{\left(1 + \frac{2\gamma M}{c^2 b}\right)} \quad (27.106)$$

Obzirom da Švarcvildov radijus ima malu vrednost može se koristiti aproksimativna forma jednačine (27.106)

$$r_{min} \approx b \left(1 - \frac{2\gamma M}{c^2 b}\right) = b - \frac{2\gamma M}{c^2}$$

Ugao  $\theta$  ima malu vrednost, i možemo uzeti da rastojanja OB ima približnu vrednost  $b$

$$OB \approx b$$

Kada ne bi postojalo gravitaciono polje (kada se masa ne bi nalazila u tački O), metrika prostora bila bi Euklidska, odnosno prostor bi bio nedeformisan. Medjutim kada je masa u tački O ona izaziva deformaciju etra, koju bi smo mogli slikovito prikazati razvlačenjem elastične mreže. Zbog dejstva mase dolazi do deformacije etra, i kao posledica toga tačka B prelazi u tačku A. Da bi ovaj pristup malo bolje razjasnili možemo koristiti analogiju sa deformacijom materijala, konkretno sa deformacijom kristala. Za kristale je karakteristično da imaju strogo uređenu strukturu, odnosno položaj svakog atoma (jona) je strogo određen unutar kristala. Medjutim pod dejstvom mehaničkih, termičkih uticaja može doći do deformacije kristala odnosno kristalne rešetke. Masa je izazvala deformaciju etra i prostor je postao neeuklidski. Koristeći analogiju sa kristalom mogli bi smo uvesti deformaciju etra koji se vrši u radijalnom smeru. Tačka B je prešla u tačku A, i taj pomeraj je izvršen u duž pravca radijusa Zemlje, odnosno duž pravca delovanja gravitacione sile. Tu deformaciju etra mogli bi smo matematički opisati na način

$$OB - r_{min} \approx \frac{2\gamma M}{c^2} \quad (27.107)$$

Veličinu na levoj strani jednačine (27.107) označimo sa  $\Delta(r)$  i nazovimo je apsolutna deformacija etra

$$\Delta(r) \approx \frac{2\gamma M}{c^2}$$

U skladu sa tom definicijom veličinu na levoj strani jednačine (27.108) označimo sa  $\delta(r)$  i nazovimo je relativna deformacija etra

$$\frac{OB - r_{min}}{OB} \approx \frac{2\gamma M}{c^2 b} \quad (27.108)$$

$$\delta(r) = \frac{\Delta(r)}{r}$$

, odnosno

$$\delta(b) \approx \frac{2\gamma M}{c^2 b} \quad (27.109)$$

Potencijal u tački B određuje se na osnovu jednačine

$$\varphi = -\frac{\gamma M}{b}$$

Na osnovu jednačine (27.109) možemo zaključiti da je relativna deformacija etra proporcionalna potencijalu gravitacionog polja

$$\delta \sim \varphi$$

Pitanjem prostora i vremena ne bavi se samo fizika nego i filozofija. Medjutim savremena shvatanja prostora i vremena isključivo se baziraju na teoriji relativnosti. Pitanje prostora i vremena je problematika koja je u potpunosti povezana sa teorijom relativnosti. U dosadašnjem tekstu izneti su osnovni rezultati OTR. Ajnštajn se o prostoru izjašnjava na sledeći način:

”I tako, čisto gravitacijsko polje opisujemo pomoću  $g_{ik}$  (kao funkcije koordinata) rešenjem gravitacijskih jednačina. Zamislimo li nestanak gravitacijskog polja, tj. funkcija  $g_{ik}$ , ne ostaje prostor vrste (1), već jednostavno ništa, čak ni "topološki prostor". To je sve zbog toga, jer funkcije  $g_{ik}$  ne opisuju samo polje, već u isto vreme i topološka i metrička strukturalana svojstva mnogostrukosti. Prostor vrste (1), sudimo li sa stanovišta opšte teorije relativnosti, nije prostor bez polja, već posebna vrsta  $g_{ik}$  polja, za koje bez obzira na odabrani koordinantni sistem, jer ni jedan nema poseban značaj funkcije  $g_{ik}$  imaju vrednosti nezavisne od koordinata”.

O prostoru vrste (1) Ajnštajn se izražava na sledeći način:

”Tako na primer, dolazimo do dobrih osnova za pretpostavku da prostor Minkovskog (bez polja) predstavlja poseban slučaj ostvariv u prirodnom zakonu, zapravo najjednostavniji poseban slučaj. Prema metričkim svojstvima takav se prostor opisuje činjenicom da  $(dx_1)^2 + (dx_2)^2 + (dx_3)^2$  predstavlja kvadrat prostorne udaljenosti, mereno jediničnom merom, dve susedne tačke trodimenzionalnog ”prostornog” preseka (Pitagorina teorema), dok  $dx_4$  predstavlja vremensku udaljenost, mereno odgovarajućim časovnikom, dva događaja na istim koordinatama  $(x_1, x_2, x_3)$ . Sve to jednostano znači da veličini  $ds^2$  pridajemo objektivni metrički značaj, kao što se lako pokazuje pomoću Lorencovih transformacija. Matematički rečeno ova činjenica odgovara uslovu da se  $ds^2$  ne menja pri Lorencovih transformacija.”

”Ne postoji nešto što bi smo nazvali prazan prostor, tj. prostor bez polja. Prostor–vreme ne postoji za sebe, već samo kao strukturalno svojstvo polja.

Dekart prema tome nije bio daleko od istine kada je verovao da se prazan prostor mora odbaciti. Ta je pretpostavka sasvim apsurdna, barem toliko dugo dok fizikalnu stvarnost posmatramo samo kroz materijalna tela. Tek pojam polja kao predstavnika stvarnosti, povezan sa opštim načelom relativnosti, pokazuje pravu srž Dekartove ideje: ne postoji prostor ”bez polja”.

Ovde se moraju izneti dva veoma važna zaključka OTR:

– Gravitaciono polje i prostorno vremenski kontinuum opisuju se u opštoj teoriji relativnosti funkcijama  $g_{\mu\nu}$ .

– Fundamentalni tenzor određuje metrička svojstva i prostora i gravitacionog polja.

Znači ako bismo za datu distribuciju masa odredili metrički tenzor  $g_{\mu\nu}$  (odnosno njegove komponente), odredili bi metriku samog prostora, gravitaciono polje i mogli bi analizirati prostorno–vremenski kontinuum. Stoga se sa pravom tenzor  $g_{\mu\nu}$  naziva fundamentalnim metričkim tenzorom.

Za Ajnštajna je postojanje prostora uslovljeno gravitacionim poljem. On uspostavlja ekvivalenciju između ta dva pojma.

Uzmimo primer sistema koji se sastoji od nekoliko masivnih tela. Na osnovu Ajnštajnovih jednačina može se odrediti fundamentalni metrički tenzor  $g_{\mu\nu}$  odnosno njegove komponente.

Zamislimo sada da smo u oblasti dovoljno udaljenoj od tih masivnih tela. Jačina gravitacionog polja u toj oblasti je jednaka nuli. Predpostavimo da u takvoj oblasti nema ni jednog tela, odnosno da tenzor  $T_{\mu\nu}$  ima vrednost jednaku nuli

$$T_{\mu\nu} = 0$$

Na osnovu Ajnštajnovne jednačine za ovu oblast se dobija da su komponente fundamentalnog tenzora konstante, odnosno komponente Ričijevog tenzora su nule

$$R_{\mu\nu} = 0 \quad (27.110)$$

Posmatrač u toj oblasti zaključuje da je prostor euklidski, ali za to je potrebno da pored jednačine (27.110) (uslova) bude ispunjen još jedan uslov

$$R_{\mu\nu\alpha\beta} = 0 \quad (27.111)$$

, odnosno da tenzor krivine bude jednak nuli. Ovaj slučaj (konstantni koeficijenti metričkog tenzora) predstavljaju po Ajnštajnu poseban slučaj gravitacionog polja.

Bez obzira što su mase veoma udaljene (mogu biti udaljene i milionima svetlosnih godina) od oblasti koju sam razmatrao, u skladu sa OTR one su zaslužne za postojanje prostora.

Medjutim po Ajnštajnovom učenju bilo koji deo prostora se može zamisliti bez elektromagnetnog polja tj. postojanje prostora nije uslovljeno postojanjem elektromagnetnog polja. U teoriji relativnosti se ne daje odgovor na pitanje na koji način elektromagnetna polja mogu uticati na prostorno-vremenski kontinuum.

Više puta sam istakao da etar predstavlja prostor, i da može postojati kao samostalni entitet, odnosno da postojanje etra nije uslovljeno ni gravitacionim, ni elektromagnetnim poljima. Velike mase izazivaju deformaciju etra, a smatram da to mogu učiniti i jaka elektromagnetna polja.

Posmatrajući Ajnštajnovu jednačinu

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = -k T_{\mu\nu}$$

vidimo da se na levoj strani nalaze izrazi koji zavise od metričkog tenzora  $g_{\mu\nu}$  dok na desnoj strani se nalazi tenzor  $T_{\mu\nu}$  koji izražava energiju, ali nema gravitacioni karakter. To može biti npr. energija makroskopskog tela, elektromagnetnog polja, te u skladu sa tim moglo bi se očekivati da se nadje zajednički koren gravitacionih i elektromagnetnih pojava. Ovom problematikom pored Ajnštajna bavili su se i drugi istaknuti fizičari, ali činjenica je da OTR nije ujedinila elektromagnetnu i gravitacionu interakciju.

Pojedini autori smatraju OTR teorijom gravitacionog polja. To je samo delimično tačno, jer OTR razmatra prostorno–vremenski kontinuum koji predstavlja krupnu problematiku ne samo fizike već i filozofije.

U okviru OTR imamo da samo masa tela utiče na prostor i vreme. U STR efekti kao što su dilatacija vremena i kontrakcija dužine povezani su sa relativnim brzinama sistema tj. kinematičkim karakteristikama. Na osnovu teorije relativnosti samo mehaničke karakteristike tela imaju uticaj na prostorno–vremenski kontinuum.

Što se tiče STR postoji dosta eksperimenata koji potvrđuju njenu validnost. Postoji i nekoliko eksperimentalnih dokaza koji idu u prilog opštoj teoriji relativnosti. Opšta teorija relativnosti se dosta teško razvija i unapređuje, i to se može smatrati njenim nedostatkom. Kritički odnos prema teoriji relativnosti postojao je još od samog njenog zasnivanja, bez obzira na pojedine eksperimente koji su išli u prilog toj teoriji. Sa jedne strane imamo odobravanje, ili pak bezpogovorno prihvatanje svih Ajnštajnovih stavova, i pored toga što elementarna analiza pokazuje da su pojedini stavovi teorije relativnosti paradoksalni. Sa druge strane postoji i neargumentovano negiranje pojedinih Ajnštajnovih stavova. Ne sme se ići ni u jednu ni u drugu krajnost, već je potrebna jedna argumentovana analiza te teorije.

Ja smatram da u teoriji relativnosti postoje logičke protivurečnosti. Postoje pojedini stavovi teorije relativnosti koji se i bez obzira na veliki razvoj eksperimentalne tehnike za sada ne mogu proveriti. U teoriji se koriste određene hipoteze i pretpostavke. Neke pretpostavke (hipoteze) se u okviru teorije relativnosti uzimaju kao istinite, i ako nemaju eksperimentalnu proveru, a sa stanovišta

elementarne logike i fizike su problematične. Tu se javlja po mom mišljenju jedan interesantan fenomen, da pretpostavka za koju se na osnovu elementarnog logičkog razmatranja može pokazati da nije tačna, kada se eksperimentalno proveriti u većini slučajeva se dobija da je zaista pogrešna.

Možda bi se iz ovog mog izlaganja izvukao zaključak da sam protiv uvodjenja hipoteza i pretpostavki u fiziku. Ne naprotiv, mnoge stvari u fizici i nauci dobijene su na osnovu intuitivnog pristupa i radnih hipoteza, a tek kasnije su formulisane skladne teorije, i korišćenjem tih teorija postignut je tehnološki napredak.

Postoji stav u fizici prvenstveno izražen u kvantnoj mehanici da mi pre svega treba da vršimo matematičke proračune za određene fizičke probleme, i da bavljenje fizičkim osnovama kvantne mehanike ostavimo po strani. Ovakav jedan pristup nas neće daleko odvesti, jer ako nismo pravilno shvatili principe prirode naša računanja biće uzaludna. Korist od tog računanja može biti u razvoju matematičkih metoda.

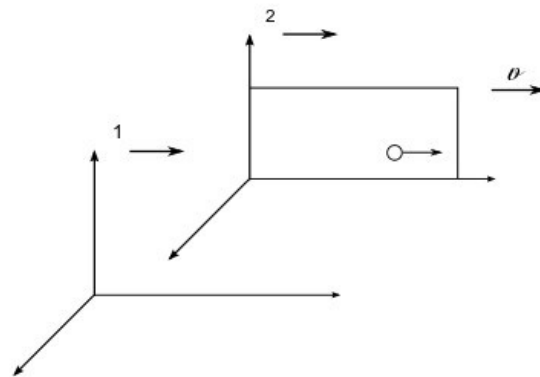
U fizici postoje i druge teorije. Medjutim ako uzmemo npr. Njutnovu mehaniku, ili pak Maksvelovu elektrodinamiku (izuzimajući male nedostatke) one predstavljaju skladne celine i kritika tih teorija gotovo da nema nikakav argumentovani značaj, što se ne bi moglo reći za teoriju relativnosti.

Mislím da su pojedini stavovi u nauci (fizici) dogmatizovani, i da se ne posvećuje dovoljno pažnje alternativnim teorijama. Većina teorija koje se smatraju opšte prihvaćenim u nauci u početku nisu bile široko prihvaćene, i smatrane su alternativnim. Naučni stavovi trebaju biti analizirani i eksperimentalno provereni. Dogmatizam ne sme postojati ni u jednoj oblasti ljudske delatnosti, a posebno ne u u nauci, jer pre ili kasnije se mogu izvršiti eksperimenti koji tu dogmu mogu uništiti.

## 28. Kretanje svetlosti u neinercijalnim sistemima referencije. Sagnakov efekat

U ovom pogavlju razmatraću efekte koji se javljaju kada se svetlost kreće u neinercijalnim sistemima reference. Uvešću u razmatranje dva sistema 1 i 2, koji se kreću u istom smeru. Relativnu brzinu sistema označiću sa  $v$ . Radi jednostavnije analize uzimam da intenzitet relativne brzine ima malu vrednost. Zbog male relativne brzine vreme u oba sistema isto protiče, odnosno dilatacija vremena se zanemaruje. Kao što sam već istakao sopstvena dužina se može meriti emitovanjem svetlosnog signala i merenjem vremenskog intervala koji je potreban svetlosnom signala da predje tu sopstvenu dužinu. Kada se promeni apsolutna brzina sistema promeniće se i sopstvena dužina određena na ovaj način, ali pošto se dilatacija vremena zanemaruje, zanemariće se i efekat promene sopstvene dužine.

U sistemu 2 nalazi se laboratorija (komora) (slika 74). Dužina komore je  $L$ . Posmatrač u sistemu 2 emituje svetlost.



Slika 74

Svetlost za vreme  $t_2$  prelazi rastojanje  $L$

$$t_2 = \frac{L}{c} \quad (28.1)$$

Posmatrač iz sistema 1 takodje želi da odredi vremenski interval koji je potreban fotonu da predje od početka do kraja komore. Taj vremenski interval označiću sa  $t_1$ . Za posmatrača iz sistema 1 brzina svetlosti je

$$\bar{c} = c + v \quad (28.2)$$

Sa njegovog stanovišta on može postaviti sledeću jednačinu kretanja fotona

$$(c + v)t_1 = L + vt_1 \quad (28.3)$$

Na osnovu ove jednačine lako se može izračunati traženi vremenski interval

$$t_1 = \frac{L}{c} \quad (28.4)$$

Sa stanovišta posmatrača iz sistema 1 dobija se isti vremenski interval, kao i sa stanovišta posmatrača iz sistema 2. Ovaj rezultat je očekivan jer sam zanemario efekat dilatacije vremena.

Dosadašnja analiza odnosila se na slučaj da je sistem 2 inercijalan. Predpostavimo da u jednom trenutku na komoru (sistem 2) počne da deluje sila, i komora počne da se kreće konstantnim ubrzanjem  $a$ . Posle nekog vremenskog intervala  $\tau$  relativna brzina komore u odnosu na sistem 1 ima vrednost

$$\bar{v} = v + a\tau \quad (28.5)$$

U trenutku kada sistem 2 ima brzinu određenu jednačinom (28.5) u tom sistemu emituje se jedan foton, ili svetlosni impuls čija je dužina trajanja izuzetno kratka. Predpostaviću da je vreme emisije fotona (svetlosnog impulsa) izuzetno kratko, ili se može zanemariti. Postavlja se pitanje posle kog vremena će foton stići do kraja komore sa stanovišta posmatrača iz sistema 1? Taj vremenski interval označiću sa  $t_3$ . Komora i dalje nastavlja da se ubrzava. Brzina fotona za posmatrača iz sistema 1 nakon vremenskog intervala  $\tau$  je

$$\bar{c} = v + a\tau + c \quad (28.6)$$

Za posmatrača u sistemu 1 komora se kreće ubrzano. Komora je pre delovanja sile imala brzinu  $v$ , a nakon vremenskog intervala  $\tau$  komora ima brzinu datu jednačinom (28.5), i tu brzinu možemo smatrati početnom brzinom kod ubrzanog kretanja. Jednačina kretanja fotona za posmatrača iz sistema 1 glasi

$$(c + v + a\tau)t_3 = L + (v + a\tau)t_3 + \frac{at_3^2}{2} \quad (28.7)$$

Fizički prihvatljivo rešenje ove kvadratne jednačine je

$$t_3 = \frac{c - c\sqrt{1 - \frac{2aL}{c^2}}}{a} \quad (28.8)$$

Ako se razvije podkoreni izraz u red dobija se sledeći rezultat

$$t_3 = \frac{L}{c} - O\left(\frac{aL}{c^2}\right) \quad (28.9)$$

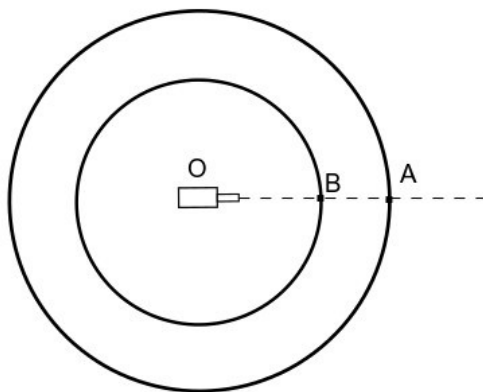
Sa  $O(aL/c^2)$  sam označio beskonačno malu veličinu prvog reda. Iz jednačine (28.9) vidi se da je vremenski interval  $t_3$  različit od vremenskog intervala  $t_1$ .

Ovde moram dati pojedine komentare u vezi dobijanja ove jednačine i pristupa koji ću koristiti i u složenijim fizičkim situacijama. Kao što sam istakao brzina fotona za posmatrača iz sistema 1 u trenutku  $\tau$  se određuje na osnovu jednačine (28.6). Međutim za posmatrača iz sistema 1 foton će imati istu brzinu određenu jednačinom (28.6), i u narednim trenucima, i kretaće se pravolinijski, jer nakon emisije fotona, za koju sam prepostavio da se dešava trenutno, kretanje komore nema uticaj na brzinu fotona.

Međutim za posmatrača iz sistema 2 brzina fotona nije više jednaka  $c$  jer se posmatrač zajedno sa komorom ubrzava, odnosno komora je postala neinercijalni sistem, i ne možemo primenjivati prvi postulat teorije etra. U prvom postulatu teorije etra ja sam istakao da svetlost treba da se emituje u vakuumu u inercijalnom sistemu reference da bi brzina svetlosti za posmatrača iz tog sistema imala

vrednost  $c$ . Proračun se može jednostavnije uraditi sa stanovišta posmatrača iz sistema 1, i zato sam izabrao takav pristup. Znači analizu najpre vršim sa stanovišta posmatrača iz inercijalnog sistema reference, i donosim određene zaključke, koji su najčešće u vezi određivanja pojedinih vremenskih intervala. Radi jednostavnije analize ja sam prepostavio da je relativna brzina sistema mala, i to će imati za posledicu da se efekat vremenske dilatacije može zanemariti, odnosno vremenski intervali koji su određuju sa stanovišta posmatrača iz sistema 1 imaće istu vrednost i sa stanovišta posmatrača iz sistema 2. Ovakav pristup analizi problema primenjivaću i u slučajevima kada je fizička situacija još složenija.

Sada ću razmatrati slučajeve kretanja svetlosti kod sistema koji rotiraju. Uzimimo jedan ovakav primer. Posmatrač i izvor svetlosti (laser) se nalaze u centru rotirajuće platforme. Platforma se nalazi u laboratoriji. Platforma može da rotira konstantnom ugaonom brzinom  $\omega$ . Oko rotirajuće platforme nalazi se jedan obruč (slika 75). Centar obruča se nalazi na osi rotacije platforme. Obruč je fiksiran, odnosno nije u mogućnosti da rotira. Sa unutrašnje strane obruča nalazi se fotografski film, ili fotoćelije radi detekcije svetlosti. Rastojanje od centra platforme do obruča (odnosno rastojanje od tačke O do tačke A) iznosi  $\bar{R}$



Slika 75

Rastojanje od tačke O do tačke B (ivice platforme) označiću sa  $R$ . Za razliku rastojanja  $\bar{R}$  i  $R$  koristiću oznaku  $h$

$$h = \bar{R} - R$$

Za izvor svetlosti prepostavljam da ima vrlo male dimenzije, i da je u mogućnosti da emituje po jedan foton, ili da emituje svetlost u obliku impulsa. Takođe prepostavljam da izvor može da emituje svetlost u vrlo kratkim vremenskim intervalima, ili čak trenutno.

Uzeću najpre u razmatranje slučaj da platforma miruje. Emituje se foton i vremenski interval koji je potreban fotonu da predje rastojanje  $\bar{R}$  je

$$\bar{t} = \frac{\bar{R}}{c}$$

Vremenski interval koji je potreban fotonu u slučaju mirovanja platforme da predje rastojanje  $R$  označiću sa  $t_1$

$$t_1 = \frac{R}{c}$$

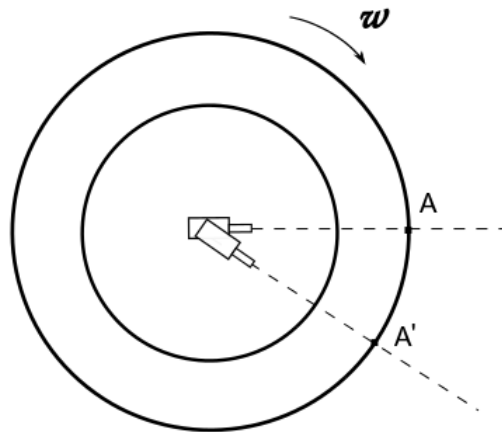
Ponovimo sada eksperiment sa emitovanjem fotona, ali sada uzimam slučaj da platforma rotira konstantnom ugaonom brzinom  $\omega$ . U primeru prikazanom na slici 75 na unutrašnjoj strani obruča nalazio se fotografski film, ili fotoćelije radi detekcije svetlosti. Medjutim sada ću uzeti da se i na ivici platforme nalazi fotografski film, ili fotoćelije radi detekcije svetlosti. Da bi opisao ovaj eksperiment primenjivaću zaključke iz eksperimenta sa komorom koja se translatorno kreće. I ovde uvodim inercijalni sistem, i posmatrača koji se nalazi u njemu. Inercijalni sistem je laboratorija. Fotonu je



potreban određjeni vremenski interval da dospe od centra platforme do ivice platforme, gde se nalaze fotoćelije koje će detektovati svetlost. Taj vremenski interval označiću sa  $t$ . Vremenski interval koji je potreban svetlosti da dospe od centra platforme do nepokretnog obruča, gde se nalaze fotoćelije koje će detektovati svetlost označiću sa  $\bar{t}$ .

U tom početnom trenutku kada se emituje svetlost ka tački A, osa lasera je usmerena ka tački A, i na slici 76 prikazana je isprekidanom linijom. Kada platforma ne bi rotirala foton bi pogodio tačku A. Medjutim platforma rotira. Postavlja se pitanje posle kolikog vremena će foton pogoditi fotoćeliju koja se nalazi na ivici platforme, i kakva će biti putanja fotona za posmatrača koji se nalazi na platformi? Naravno možemo postaviti pitanje kakva će biti putanja fotona za posmatrača iz inercijalnog sistema reference (laboratorije)?

Fotonu je potreban određjeni vremenski interval da dospe od centra platforme do nepokretnog obruča. Za vreme tog vremenskog intervala platforma zarotiraće se za neki ugao  $\varphi$ , i osa lasera biće usmerena ka tački A'. Ta nova osa lasera takodje je prikazana isprekidanom linijom na slici 76.

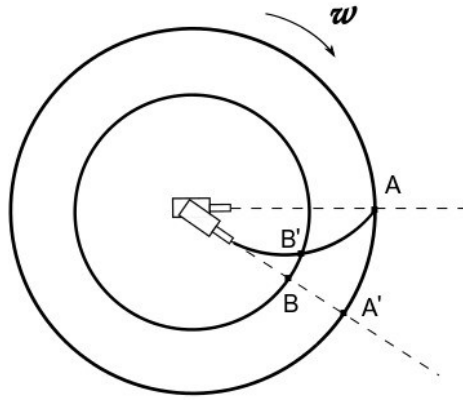


Slika 76

Kao i u slučaju eksperimenta sa komorom koja se translatorno kreće analiziraću ovu fizičku situaciju najpre sa stanovišta posmatrača iz inercijalnog sistema refrence odnosno laboratorije. Kada je emitovan foton, osa lasera bila je usmerena ka tački A. Predpostavio sam da izvor može da emituje svetlost u vrlo kratkim vremenskim intervalima, ili čak trenutno. Dajem veoma važan zaključak. Za posmatrača iz sistema laboratorije foton se kreće pravolonijski brzinom  $c$  duž isprekidane linije ka tački A. Vremenski interval koji je potreban fotonu da predje rastojanje  $\bar{R}$  tj. rastojanje od centra platforme do obruča, određjuje se na osnovu jednačine

$$\bar{t} = \frac{\bar{R}}{c} \quad (28.10)$$

Za posmatrača na platformi foton će takodje posle vremena  $\bar{t}$  doći do nepokretnog obruča, ali za njega svetlost se ne kreće po pravoj liniji nego po krivolinijskoj putanji koja je na slici 77 prikazana punom linijom.



Slika 77

Odredimo sada ugao  $\varphi$  za koji se osa lasera zarotirala u toku vremena  $\bar{t}$ . Taj ugao se jednostavno određuje na osnovu definicije ugaone brzine

$$\varphi = \omega \bar{t} = \frac{\omega \bar{R}}{c}$$

, odnosno

$$\varphi = \frac{\omega \bar{R}}{c}$$

Pomoću ugla  $\varphi$  možemo izračunati dužinu kružnog luka  $AA'$ , koja iznosi

$$AA' = \bar{R} \varphi = \frac{\omega \bar{R}^2}{c} \quad (28.11)$$

Za posmatrača na platformi putanja foton prikazana je punom linijom na slici 77. U početnom trenutku emituje se foton ka tački B, koja se nalazi na ivici platforme. U tom početnom trenutku tačka B nalazila se na rastojanju  $h$  od tačke A. Pošto tačka B pripada ivici platforme koja rotira, tačka B tokom vremena udaljavaće se od tačke A. Emitovani foton neće pogoditi tačku B nego tačku B'. Pošto je rastojanje  $\bar{R}$  različito od rastojanja  $R$ , dužina kružnog luka  $AA'$  razlikovaće se od dužine kružnog luka  $BB'$ . Za razliku rastojanja  $\bar{R}$  i  $R$  ja sam uveo veličinu  $h$

$$h = \bar{R} - R$$

Kada se veličina  $h$  smanjuje, odnosno poluprečnik obruča teži vrednosti  $R$  dužina kružnog luka  $AA'$  približavaće se vrednosti  $BB'$ . U graničnom slučaju kada je

$$\bar{R} = R$$

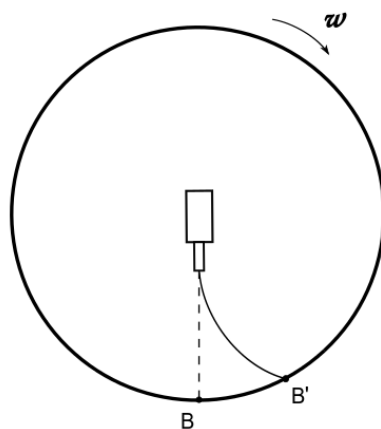
dobijamo da je

$$AA' = BB'$$

, odnosno

$$BB' = \frac{\omega R^2}{c} \quad (28.12)$$

Radi izvodjenja daljih zaključaka ja sam na slici 78 ponovo prikazao platformu u čijem centru se nalazi izvor svetlosti. Platforma rotira ugaonom brzinom  $\omega$ . U početnom trenutku se emituje foton ka tački B, međutim na osnovu predhodne analize zaključujem da taj foton neće pogoditi tačku B nego tačku B', odnosno detektor fotona ne trebamo postaviti u tački B nego u tački B'. Za posmatrača na platformi kretanje fotona je po krivolinijskoj putanji.

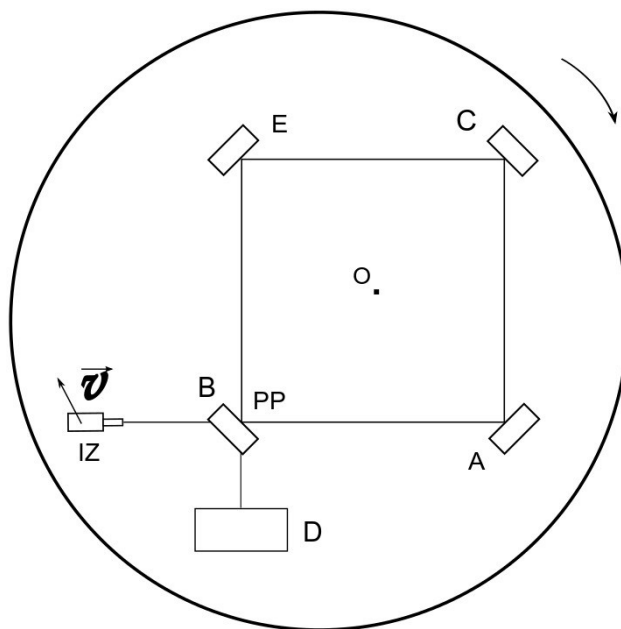


Slika 78

Posle nekog vremena ponovimo proceduru emitovanja pojedinačnog fotona. Taj foton će se ponovo kretati po krivolinijskoj putanji, odnosno detektor moramo postaviti na rastojanju  $BB'$ , odnosno na rastojanju odredjenom jednačinom (28.12). Uzmimo sada slučaj da se svetlost neprekidno emituje iz izvora. Medjutim i u ovom slučaju svetlost se kreće po krivolinijskoj putanji.

Sa stanovišta opšte teorije relativnosti krivolinijska putanja svetlosti za posmatrača na platformi nastala je zbog gravitacionog polja na platformi. Zbog rotacije platforme sa stanovišta OTR nastalo je gravitaciono polje na platformi. Sa stanovišta teorije etra na platformi nije nastalo gravitaciono polje, a krivljenje putanje zraka je nastalo zbog rotacije platforme. U slučaju da platforma ne rotira za posmatrača na platformi putanja svetlosti bila bi pravolinijska.

Prezentovane rezultate koristiću za analizu Sagnakovog efekta. Na slici 79 prikazan je uređaj za demonstraciju tog efekta. Na platformi koja može da rotira nalazi se izvor svetlosti IZ (laser), polupropustljivo ogledalo PP, i tri ogledala, koja služe za refleksiju svetlosti. Rastojanja izmedju ogledala imaju istu vrednost koju ću označiti sa  $L$ . U ovom konkretnom slučaju uzeo sam da postoje tri ogledala, ali broj ogledala može biti veći. Na platformi takodje se nalazi i detektor D pomoću kojeg se mogu posmatrati efekti interferencije svetlosti. Platforma se nalazi u laboratoriji (inercijalnom sistemu reference). Centar kvadrata koji se dobija kao presek dijagonala kvadrata označio sam sa O. Kroz tačku O prolazi osa rotacije, i ona je normalna na ravan platforme. Kada platforma rotira ugaonom brzinom  $\omega$  oko ose koja prolazi kroz tačku O svetlosni izvor u odnosu na posmatrača u laboratoriji ima neku brzinu koju sam na slici 79 označio sa  $\vec{v}$ .



Originalni uređaj za demonstraciju Sagnakovog efekta bio je malo drugačiji, od uređaja prikazanog na slici 79, međutim princip i rezultati eksperimenta su u oba slučaja isti.

Sagnakov efekat ima praktičnu primenu. Pre svega treba spomenuti laserske žiroskope i primenu u oblasti sistema globalnog pozicioniranja – GPS.

Uzeću najpre u razmatranje slučaj da platforma ne rotira. Svetlost emitovana iz izvora IZ se podeli na dva svetlosna snopa (zraka) pomoću polupropustljivog ogledala PP. Jedan snop se kreće u smeru kretanja kazaljke na časovniku, a drugi u suprotnom smeru. Tačke gde svetlosni snopovi pogadjaju ogledala sam označio sa A, B, C i E. Svetlosni zraci nakon refleksije od ogledala ponovo prolaze kroz polupropustljivo ogledalo i dospevaju u detektor D. Obzirom da rastojanja između ogledala imaju istu vrednost svetlosni zraci dolaze istovremeno do detektora, gde se registruje efekat destruktivne interferencije.

Medjutim kada platforma rotira ugaonom brzinom  $\omega$  situacija se menja. Javlja se efekat interferencije svetlosti. Na slici 79 je prikazan smer rotacije platforme. Vrednost fazne razlike  $\Delta\varphi$  je određena i preko klasične teorije i teorije relativnosti, i ona iznosi

$$\Delta\varphi = \frac{8\pi A\omega}{\lambda c} \quad (28.13)$$

Veličina  $A$  u jednačini (28.13) predstavlja površinu koja je određena svetlosnim zracima. Sa slike 79 vidimo da je veličina  $A$  jednaka površini kvadrata. Sa  $\lambda$  je označena talasna dužina svetlosti u vakuumu.

U vezi fazne razlike moram da napomenem još neke stvari. Fazna razlika  $\Delta\varphi$  ne zavisi od obima i oblika površine koju čine svetlosni zraci, već isključivo od veličine površine. Ako bi smo na platformu dodali nekoliko ogledala, i na taj način dobili neki mnogougao koji ima istu površinu kao kvadrat sa slike 79 vrednost fazne razlike bi ostala nepromenjena.

Fazna razlika nije zavisna ni od položaja ose rotacije sistema. Ako osu rotacije translatorno pomerimo iz tačke O, u neku drugu tačku koja se nalazi u ravni kvadrata fazna razlika se ne menja.

Veoma interesantna je i činjenica da fazna razlika ne zavisi od indeksa prelamanja supstance kroz koju prolazi svetlost. Na slici 79 prikazan je uređaj za demonstraciju Sagnakovog efekta. Predpostavlja se da se uređaj nalazi u vazduhu. Indeks prelamanja vazduha ima vrednost blisku jedinici. Ako duž putanja svetlosti stavimo na primer komade stakala indeksa prelamanja  $n$  realno bi bilo očekivati da prisustvo stakla utiče na eksperiment, odnosno na vrednost fazne razlike. Medjutim u praksi se to ne dešava, odnosno kada je prisutno staklo, ili neki drugi transparentni materijal indeksa prelamanja  $n$  opet se dobija ista vrednost fazne razlike data jednačinom (28.13).

Sada ću analizirati Sagnakov efekat sa stanovišta moje teorije etra. Cilj mi je pre svega da dobijem jednačinu na osnovu koje se određuje fazna razlika. I sa stanovišta teorije etra kada platforma ne rotira svetlosni signali pogadjaju tačke B, A, C i E, i u detektoru D se registruje destruktivna interferencija.

Naravno interesantnija je analiza slučaja kada platforma rotira. Smer rotacije platforme je prikazan na slici 79. Ja ću najpre u razmatranje uzeti zrak koji se kreće u smeru suprotnom od smera kretanja kazaljke na časovniku tj. zrak se kreće od tačke B (polupropustljivog ogledala) do tačke A. Primenjivaću sličan pristup kao i u predhodno razmatranim slučajevima kretanja svetlosti u neinerijalnim sistemima reference. Platforma se nalazi u laboratoriji (inerijalnom sistemu reference). Jedan posmatrač se nalazi na rotirajućoj platformi pored polupropustljivog ogledala tj. pored tačke B, a drugi posmatrač se nalazi u laboratoriji. Uzeću najpre u razmatranje da se iz izvora svetlosti emituje pojedinačni foton. Takodje ću predpostaviti da se emisija fotona (svetlosti) može vršiti u veoma kratkom vremenskom intervalu, ili trenutno. Kada platforma ne rotira foton se kreće duž prave BA. Sa tim stavom se slaže i posmatrač na platformi, i posmatrač u laboratoriji. Predpostavimo da se izvor svetlosti IZ nalazi veoma blizu tačke B, odnosno imamo situaciju kao da je foton emitovan iz tačke B.

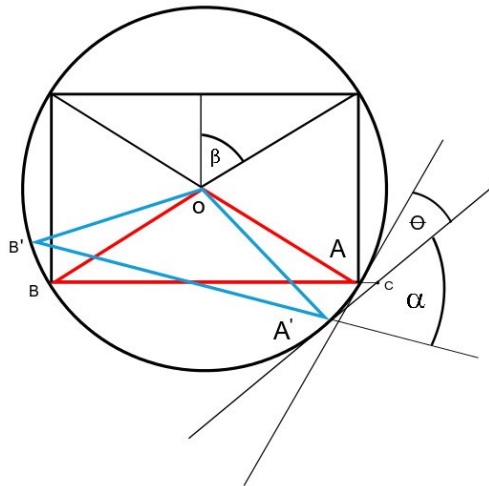
Kada ugaona brzina rotacije platforme  $\omega$  ima malu vrednost, za posmatrača iz inercijalnog sistema reference emitovani foton iz tačke B ima brzinu  $c$  i kreće se duž prave BA.

Strogo posmatrano brzina fotona emitovanog iz tačke B za posmatrača iz inercijalnog sistema reference jednaka je vektorskoj sumi dva vektora

$$\vec{c}_{lab} = \vec{v} + \vec{c}$$

Vektor  $\vec{v}$  je trenutna brzina izvora svetlosti u trenutku kada se emituje foton iz tačke B. Taj vektor je predstavljen je na slici 79. Vektor  $\vec{c}$  ima intenzitet jednak brzini svetlosti u vakuumu, a pravac mu je duž prave BA. Pošto ugaona brzina rotacije ima relativno malu vrednost možemo zanemariti vektor  $\vec{v}$  u vektorskoj sumi, i smatrati da se za posmatrača iz inercijalnog sistema reference foton kreće brzinom  $c$  duž prave BA.

Fotonu je potreban određeni vremenski interval da predje rastojanje od polupropustljivog ogledala (tačke B) do ogledala za refleksiju. Taj vremenski interval ću označiti sa  $t$ . Usled rotacije platforme tačke A, B, C i E opisuju kružnice poluprečnika R. Ogledala u tačkama A, B, C i E su postavljena u pravcu tangente na kružnicu, odnosno ugao izmedju poluprečnika kružnice i ravni ogledala iznosi  $90^0$ . Medjutim u toku vremenskog intervala  $t$  zbog rotacije platforme tačka A prelazi u tačku A', a tačka B prelazi u tačku B'. Za posmatrača iz inercijalnog sistema reference foton koji je emitovan iz tačke B kreće se ka tački A, ka ogledalu za refleksiju. Medjutim dok foton stigne do ogledala za refleksiju ono se zaokrene za neki ugao  $\theta$ . Foton prolazi kroz tačku A i nastavlja da se kreće pravolinijski dok ne udari u ogledalo za refleksiju. Foton će pogoditi ogledalo za refleksiju u tački C, što je prikazano na slici 80



Slika 80

Sa stanovišta posmatrača iz inercijalnog sistema reference foton emitovan iz tačke B prelazi rastojanje BC. Pošto ugao  $\theta$  ima malu vrednost rastojanje AC možemo zanemariti, odnosno

$$BC \approx BA = L$$

Kao što sam istakao rastojanje izmedju ogledala iznosi  $L$ . Za posmatrača iz inercijalnog sistema reference foton se kreće brzinom  $c$ , i rastojanje  $BA = L$  prelazi za vreme  $t$  koje se određuje na osnovu jednačine

$$t = \frac{L}{c} \quad (28.14)$$

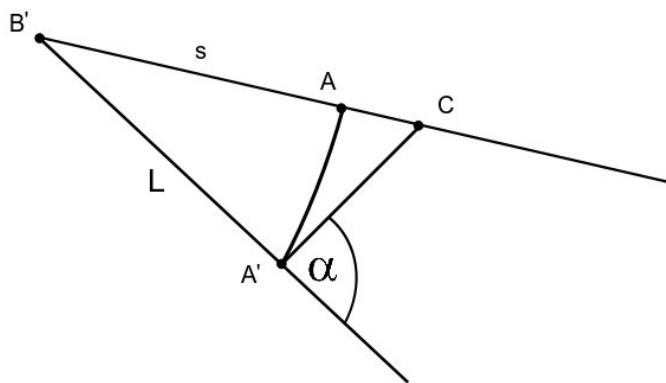
U skladu sa definicijom ugaone brzine možemo odrediti ugao  $\theta$

$$\theta = \omega t = \frac{\omega L}{c} \quad (28.15)$$

Korišćenjem ugla  $\theta$  može se odrediti dužina kružnog luka AA' koju ću označiti sa  $l$

$$l = \frac{R\omega L}{c} \quad (28.16)$$

Posmatrač iz neinercijalnog sistema reference, u toku vremenskog intervala  $t$  zbog rotacije platforme pomerio se iz položaja B u položaj B'. Sa njegovog stanovišta svetlost se kretala od tačke B' do tačke C. Rastojanje B'C označicu sa  $s$ . Strogo posmatrano putanja svetlosti za tog posmatrača bila je krivolinijska, međutim zbog malog efekta krivljenja te putanje možemo smatrati da je putanja pravolinijska. Takodje ako se strogo posmatra tačka A ne nalazi se na duži B'C, međutim pošto je ugao  $\theta$  mali možemo smatrati da tačka A pripada duži B'C.



Slika 81

Da bi izračunali predjeni put  $s$  posmatrajmo trougao prikazan na slici 81. U slučaju posmatrača iz inercijalnog sistema reference uzimao sam da je rastojanje AC malo i zanemarivao sam ga. To ću uraditi i u slučaju posmatrača iz neinercijalnog sistema reference. Ako uzmemo da rastojanje AC ima malu vrednost, onda se tačka A poklapa sa tačkom C, odnosno dužina A'C jednaka je dužini  $l$ .

$$A'C = l \quad (28.17)$$

Veličina  $l$  je ustvari dužina kružnog luka. Međutim zbog malog vremenskog intervala  $t$  ugao  $\theta$  ima malu vrednost, i možemo smatrati liniju od tačke A' do tačke A (odnosno tačke C) pravom linijom.

Ja sam na slici 80 označio ugao  $\alpha$ , i ugao  $\beta$ . Ta dva ugla su jednaka

$$\alpha = \beta \quad (28.18)$$

, i to neću posebno dokazivati. Za slučaj jednog polupropustljivog ogledala, i tri ogledala za refleksiju ugao  $\alpha$  ima vrednost  $45^\circ$ .

Na trougao B'A'C možemo primeniti kosinusnu teoremu

$$s^2 = L^2 + l^2 + 2Ll\cos\alpha \quad (28.19)$$

Jednačina (28.19) se može dalje transformisati

$$s^2 = L^2 \left( 1 + \frac{l^2}{L^2} + \frac{2l\cos\alpha}{L} \right) \quad (28.20)$$

Obzirom da je  $l$  mnogo manje od  $L$  drugi sabirak u zagradi se može zanemariti. Nakon ove aproksimacije jednačina (28.20) dobija oblik

$$s = L \sqrt{1 + \frac{2l\cos\alpha}{L}} \quad (28.21)$$

Ako razvijemo funkciju na desnoj strani jednačine (28.21) u red dobijamo sledeći rezultat

$$s = L + l\cos\alpha \quad (28.22)$$

Na osnovu jednačine (28.22) zaključujem da za posmatrača na platformi foton prelazi veće rastojanje od  $L$ .

Može se pokazati da foton koji se kreće u suprotnom smeru tj. od tačke B ka tački E prelazi rastojanje

$$\bar{s} = L - l \cos \alpha \quad (28.23)$$

Ovde sam razmatrao slučaj da je iz izvora svetlosti emitovan po jedan foton, i određivao sam predjene puteve. Medjutim i slučaju kada se kontinualno emituje svetlost dobijaju se ista rastojanja data jednačinama (28.22) i (28.23).

Pomoću polupropustljivog ogledala dobijena su dva snopa koji se kreću u suprotnim smerovima. Nakon refleksije od ogledala snopovi ponovo dospevaju do polupropustljivog ogledala kroz koje prolaze i stižu u detektor. Ti snopovi koji se kreću u suprotnim smerovima ne prelaze iste puteve, javlja se određena putna razlika i nastaje interferencija.

Ja sam u uvodnom delu napomenuo da može da se koristi veći broj ogledala za refleksiju. Dobiću relaciju za faznu razliku u kojoj će figurisati proizvoljan broj ogledala. Ukupan broj ogledala dobija se kao zbir ogledala za refleksiju i jednog polupropustljivog ogledala. Taj ukupan broj ogledala označiću slovom  $n$ . U slučaju prikazanom na slici 79 ukupan broj ogledala je 4.

Foton koji se kreće u suprotnom smeru od smera kretanja kazaljke na satu od trenutka emisije do trenutka udara u ogledalo prelazi rastojanje koje se određuje na osnovu jednačine (28.22). Foton će nakon emitovanja i refleksije od  $n - 1$  ogledala, i prolaska kroz polupropustljivo ogledalo stići u detektor D. U skladu sa tim ukupni predjeni put fotona koji se kreće u suprotnom smeru od smera kretanja kazaljke na satu iznosi

$$S = n(L + l \cos \alpha) \quad (28.24)$$

Za foton koji se kreće u smeru kretanja kazaljke na satu ukupni predjeni put je

$$\bar{S} = n(L - l \cos \alpha) \quad (28.25)$$

Putna razlika iznosi

$$\Delta S = S - \bar{S} = 2nl \cos \alpha \quad (28.26)$$

Korišćenjem jednačine (28.16) putna razlika dobija vrednost

$$\Delta S = 2n \frac{R\omega L}{c} \cos \alpha \quad (28.27)$$

Na osnovu putne razlike možemo odrediti faznu razliku

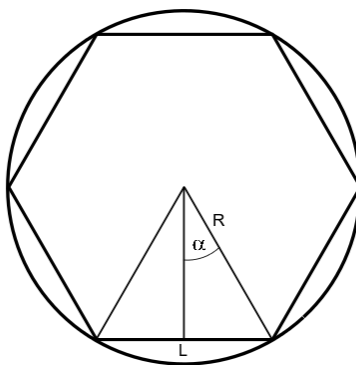
$$\Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta S \quad (28.28)$$

odnosno

$$\Delta \varphi = \frac{4\pi n R \omega L}{\lambda c} \cos \alpha \quad (28.29)$$

Vidimo da u jednačini (28.29) figuriše veličina  $n$  odnosno ukupan broj ogledala. Pomoću veličina  $n, R$  i  $L$  povezaću faznu razliku sa površinom koju određuju svetlosni zraci koji se reflektuju od ogledala.

Na slici 82 prikazao sam jedan šestougaonik. Ukupan broj ogledala je 6, odnosno  $n = 6$ . Ogledala se nalaze u temenima ovog šestougaonika. Rastojanje između ogledala je  $L$ . Poluprečnik opisane kružnice sam označio sa  $R$ .



Slika 82

Površina jednog trougla je

$$P_1 = \frac{LR\cos\alpha}{2} \quad (28.30)$$

, a površina figure prikazane na slici 82 je

$$P_6 = 6 \frac{LR\cos\alpha}{2}$$

Ovaj rezultat možemo generalizovati na slučaj mnogougla sa  $n$  strana

$$P_n = \frac{nLR\cos\alpha}{2} \quad (28.31)$$

Korišćenjem ovog rezultata fazna razlika dobija vrednost

$$\Delta\varphi = \frac{8\pi P_n \omega}{\lambda c} \quad (28.32)$$

Ja sam pri izvodjenju koristio pravilan mnogougao, međjutim istakao sam da fazna razlika ne zavisi od oblika površine i njenog obima, već isključivo od veličine te površine, tako da se jednačina može napisati u obliku

$$\Delta\varphi = \frac{8\pi A \omega}{\lambda c} \quad (28.33)$$

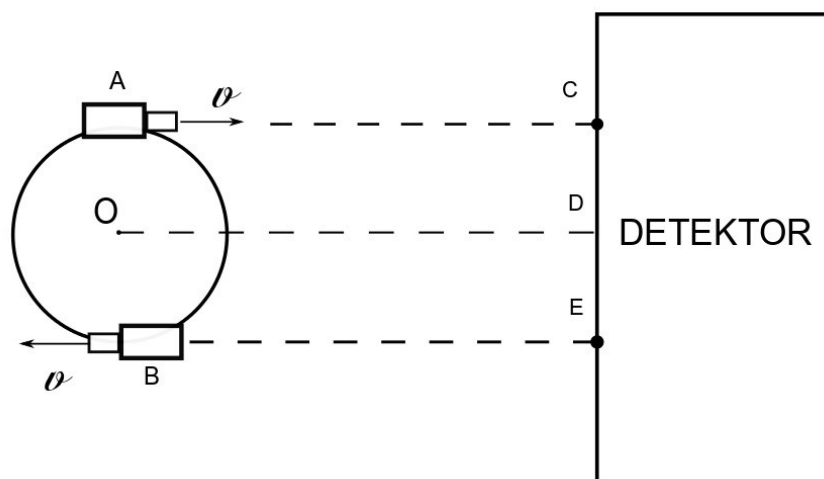
Ovaj rezultat se poklapa sa rezultatom dobijenim na osnovu klasične teorije, ili teorije relativnosti.

## *29. Korišćenje femtosekundnih lasera za eksperimentalnu proveru invarijantnosti brzine svetlosti*

Od otkrića lasera 1960. godine veliki progres je postignut u toj oblasti. Laseri se široko koriste ne samo u naučnom istraživanju, nego i u svakodnevnom životu. Ja ću se u ovom poglavlju pre svega ograničiti na moguću primenu pulsnih lasera za proveru drugog postulata specijalne teorije relativnosti, po kome je brzina svetlosti ista u svim inercijalnim sistemima reference. Savremeni pulsni laseri mogu emitovati pulseve svetlosti čije je vreme trajanja reda femtosekunde ( $1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$ ). Međjutim postoje pojedine metode u kojima se korišćenjem femtosekundnih pulseva mogu generisati pulsevi koji imaju vremensko trajanje reda attosekunde ( $1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$ ). Ovakvi ultrakratki pulsevi imaju veliku energiju i intenzitet. Ovakve jedinstvene karakteristike laserskih pulseva omogućile su fundamentalna istraživanja, ne samo u fizici nego i u hemiji i biologiji. Attosekundni pulsevi se koriste za proučavanje dinamike elektrona, a femtosekundni pulsevi se koriste za istraživanje vremenske dinamike molekula. Pod dinamikom molekula se podrazumevaju vibraciona i rotaciona kretanja molekula. Detaljna analiza pulsnih lasera i ultrakratkih pulseva bi između ostalog zahtevala matematički opis električnog polja femtosekundnog pulsa, i procese koji su karakteristični za nelinearnu optiku, kao i opis metoda za dobijanje ultrakratkih pulseva, i metoda koje se koriste za detekciju i analizu tih ultrakratkih pulseva. Ovom prilikom ja se neću baviti tim metodama, jer moj prvenstveni cilj je da ukažem na mogućnost primene pulsnih lasera za proveru drugog postulata STR.

Sada ću prezentovati jednu metodu za proveru drugog postulata STR korišćenjem femtosekundnih pulseva. Odmah napominjen da ta metoda možda nije u praksi ostvarljiva, ali to ne menja moju osnovnu ideju da se ultrakratki pulsevi mogu koristiti za proveru drugog postulata STR. Na slici 83 je prikazana eksperimentalna postavka za realizaciju ove metode.





Slika 83

Na obodu cilindra nalaze se dva identična femtosekundna (pulsna) lasera. Laseri su postavljeni na dijametralno suprotnim stranama cilindra. Cilindar može da rotira ugaonom brzinom  $\omega$  oko fiksirane ose koja prolazi kroz tačku O. Laseri se nalaze na rastojanju  $r$  od ose rotacije, i njihova brzina je  $v = \omega r$ .

Predpostavimo da u trenutku kada se laseri nalaze u položajima A i B oni istovremeno emituju po jedan femtosekundni puls, odnosno položaji pulseva u trenutku emisije se poklapaju sa tačkama A i B. Brzine lasera imaju jednake intenzitete, a suprotne smerove. Ovo je najosetljiviji deo metode, jer treba postići da se pulsevi emituju istovremeno, i da se kreću po pravama koje su paralelne duži OD. Rastojanje AC jednako je rastojanju EB, i to rastojanje ću označiti sa  $L$ .

Sa stanovišta teorije relativnosti ovi laserski pulsevi bi istovremeno stigli do detektora, jer za posmatrača koji se nalazi pored detektora brzina fotona (elektromagnetnog impulsa) ne zavisi od brzine kretanja izvora (lasera). Medjutim sa stanovišta teorije etra situacija je drugačija. Saglasno prvom postulatu teorije etra za posmatrača koji bi se kretali zajedno sa laserima brzina fotona (laserskog impulsa) je jednaka  $c$ . Medjutim za posmatrača koji se nalazi pored detektora brzina fotona koji je emitovan iz lasera kada se on nalazio u položaju A (položaju B) se razlikuje od vrednosti  $c$ . To će imati za posledicu da impulsi emitovani iz lasera neće stići istovremeno do detektora. Ako se postignu odgovarajući eksperimentalni uslovi ta vremenska razlika bi se mogla izmeriti.

Radi preglednije analize možemo uvesti tri referentna sistema. Laseru koji se nalazi u položaju A pridružimo koordinatni sistem, i na taj način dobićemo referentni sistem 1. Laseru koji se nalazi u položaju B pridružimo koordinatni sistem, i dobijamo referentni sistem 2. Ako detektoru pridružimo koordinatni sistem dobijamo referentni sistem 3. Za posmatrača iz sistema 1 detektor (sistem 3) se približava brzinom  $v = \omega r$ , dok za posmatrača iz sistema 2 detektor (sistem 3) udaljuje se brzinom  $v = \omega r$ . Ja ću predpostaviti da brzina  $v$  nema veliku vrednost, i da se efekat vremenske dilatacije može zanemariti. To zanemarivanje efekta vremenske dilatacije ima za posledicu da u sistemima 1, 2 i 3 vreme isto protiče.

Za posmatrača iz sistema 1 foton (elektromagnetni impuls) se kreće brzinom  $c$ , a detektor se u trenutku emisije fotona nalazio na udaljenosti  $L$ . Sa stanovišta tog posmatrača detektor se približava brzinom  $v$ , i jednačina na osnovu koje se može odrediti vremenski interval  $t_1$  nakon kojeg foton stiže do detektora glasi

$$L = ct_1 + vt_1 \quad (29.1)$$

, odnosno

$$t_1 = \frac{L}{c + v} \quad (29.2)$$

Sa stanovišta posmatrača iz sistema 2 foton (elektromagnetni impuls) se takodje kreće brzinom  $c$ , ali za njega se detektor udaljuje brzinom  $v$ . Sa  $t_2$  ću označiti vremenski interval nakon kojeg emitovani foton (elektromagnetni impuls) stiže do detektora. Taj vremenski interval se može odrediti na osnovu jednačine

$$ct_2 = L + vt_2 \quad (29.3)$$

, odnosno

$$t_2 = \frac{L}{c - v} \quad (29.4)$$

Upoređivanjem jednačina (29.2) i (29.4) vidimo da su vremenski intervali  $t_1$  i  $t_2$  različiti. Emitovani impulsi neće istovremeno stići do detektora. Impuls emitovan iz lasera koji se u trenutku emisije nalazio u položaju A, stiže ranije do detektora, a nakon vremenskog intervala  $\Delta t$  stiže impuls emitovan iz drugog lasera. Vremenski interval  $\Delta t$  se određuje na osnovu sledeće jednačine

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{2Lv}{c^2 - v^2} \quad (29.5)$$

, a može se koristiti i aproksimativna jednačina za izračunavanje vremenskog intervala

$$\Delta t = \frac{2Lv}{c^2} \quad (29.6)$$

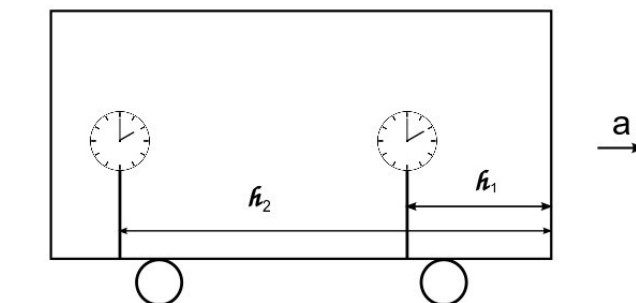
Procenimo sad vrednost vremenskog intervala  $\Delta t$ . Ja ću uzeti da je brzina lasera  $3 \cdot 10^2$  m/s, a da rastojanje  $L$  ima vrednost 1,5 m. Na osnovu ovih podataka dobijam da vremenski interval  $\Delta t$  ima vrednost

$$\Delta t = 10^{-14} \text{ s} \quad (29.7)$$

Na osnovu jednačine (29.6) može se zaključiti da ako se poveća rastojanje  $L$ , biće nam potrebna manja brzina lasera da bi smo detektovali ovaj efekat.

U poglavlju 27 analizirao sam opštu teoriju relativnosti. U takvoj jednoj analizi neizbežno je razmatranje principa ekvivalencije. Prvenstveni cilj ovog poglavlja bio je da istaknem mogućnost korišćenja pulsnih lasera za proveru drugog postulata STR, i u skladu sa tim predložio sam odgovarajuću metodu. Ja ću predložiti i metodu za proveru principa ekvivalencije, ali se neću posebno zadržavati na tehničkim detaljima, jer ovo poglavlje je pre svega posvećeno eksperimentalnoj proveru drugog postulata specijalne teorije relativnosti.

Uvešću u razmatranje sistem koji se kreće ubrzano. Taj sistem može biti i neko prevozno sredstvo. Radi lakše praktične realizacije eksperimenta sistem (vozilo) ne mora sve vreme da se kreće konstantnim ubrzanjem, već to ubrzanje može tokom vremena da se menja. Ubrzanje vozila se može meriti pomoću akcelerometra. U vozilu se nalaze dva identična i sinhronizovana atomska časovnika. Jedan časovnik se nalazi u tački A tj. na udaljenosti  $h_1$  od početka vozila, a drugi časovnik se nalazi u tački B tj. na udaljenosti  $h_2$  od početka vozila (slika 84). Da bi se izbegao efekat gravitacione dilatacije vremena atomski časovnici se nalaze na istoj visini u gravitacionom polju Zemlje, odnosno na istoj visini od poda vozila.



Slika 84

Saglasno opštoj teoriji relativnosti u vozilu se generiše gravitaciono polje, zbog ubrzanja vozila. Metrika prostora u vozilu određuje se na osnovu relacije (29.8)

$$ds^2 = \left(1 + \frac{ax}{c^2}\right)^2 c^2 dt^2 - x^2 - y^2 - z^2 \quad (29.8)$$

, a metrički tenzor ima komponente

$$g_{\mu\nu} = \left[ \left(1 + \frac{ax}{c^2}\right)^2, -1, -1, -1 \right] \quad (29.9)$$

Ja sam radi lakše praktične realizacije eksperimenta pretpostavio da ubrzanje vozila može da se menja tokom vremena. Sa stanovišta opšte teorije relativnosti javiće se razlika u pokazivanju časovnika koji se nalaze na rastojanjima  $h_1$  i  $h_2$  od početka vozila.

Medjutim sa stanovišta teorije etra kod časovnika u vozilu koji se ubrzavaju ne dolazi do razlike u njihovom pokazivanju, jer u svakom trenutku časovnici imaju istu apsolutnu brzinu. Ovakvim eksperimentom bi moglo da se utvrdi da li će doći do razlike u pokazivanju časovnika, odnosno rezultat ovakvog eksperimenta bi potvrdio ili opovrgao validnost principa ekvivalencije.

In this article I will present the main results of my book *Teorija etra sa eksperimentalnom verifikacijom* (Aether theory with experimental verification). This theory is based on the hypothesis of the existence of aether. In my work, I have devoted great attention not only to theoretical considerations but also to the explanation of experiments. I will mention just a few experiments (effects) which I have explained from the standpoint of my aether theory: the Michelson-Morley experiment, the Fizeau experiment, the aberration of light, the Ives-Stilwell experiment, the temperature dependent Pound-Rebka experiment, the Sagnac effect, and so on. A critical analysis of the latest results of neutrino velocity measurements performed in May and June, 2012 has been given. Based on the results of the experiments with relativistic lithium ions ( $\beta = 0,064 c, \beta = 0,03 c$ ) which were used for experimental verification of time dilation, I have determined the speed of the Earth relative to aether, and it amounts to 600 km/s. This value corresponds to the speed of movement of our galaxy relative to the coordinate system in which the temperature of the cosmic microwave background radiation is the same in all directions. Certain anomalies in the GPS system have been analyzed. The Pioneer anomaly has been analyzed. A critical view of the general theory of relativity has been given, and an experimental method for testing the equivalence principle has been proposed. A method for testing the second postulate of the special theory of relativity using femtosecond lasers has also been proposed.

Chapter 1 introduces the work with the emphasis on the significant attention paid to the explanation of the experiment on the grounds of my personal theory which is based on the hypothesis of the aether existence. Chapter 2 (*Theories and concepts of aether from ancient philosophers to contemporary viewpoints*) is on the historical and philosophic discussion on the very concept of aether. As well as that, it presents some very important conclusions of the Michelson-Morley experiment. Furthermore, I analyze some of the results of the Lorentz aether theory. Chapter 3 (*Analysis of the elementary results of the special theory of relativity*) discusses certain weaknesses of the special theory of relativity, from the twin paradox onwards. Other issues related to the special theory of relativity, which in my opinion have logical and physical contradictions, are also analyzed.

Chapter 4 analyzes the postulates of the aether theory. I postulate that aether exists and I equate aether with space. The issue of the constancy of the speed of light for all the observers in all the inertial reference frames is differently analyzed by the aether theory than by the special relativity theory. In chapter 5 the main results of the aether theory are presented. In the same chapter, among other equations, the velocity addition equation and the one for determining the proper length and the proper time are given. In chapter 6 I discuss the Michelson-Morley experiment. Owing to the crucial importance of this experiment, I refer to it again in chapters 10 and 16. In chapter 6 I further explain the conditions under which the interference effects can be registered, which I have supported with corresponding mathematic equations.

In chapter 7 I analyze the results of the OPERA experiment. Within the project neutrino velocity was measured. From the standpoint of the aether theory, the velocity of the neutrino does not exceed  $c$ , but under certain conditions some particles can move at the velocity greater than  $c$ . In the special theory of relativity the concept of the relativity of the event simultaneity is closely connected with time dilation. The question of the event simultaneity is a complex one, and I analyze it on the grounds of my aether theory in chapter 8. I have also presented three thought experiments, which are closely related to the aforementioned problem. I find those experiments logically consistent. In chapter 9 I have analyzed the Fizeau experiment. Some of the results are, when it comes to their mathematical form, the same as the results obtained from the special theory of relativity. There are, however, some results that are similar to the results obtained by the special relativity theory.

In chapter 10 I analyze the Michelson-Morley experiment again. However, here I consider the case that on the arms of the Michelson interferometer there is the dielectric of the refractive index  $n$ . In

this chapter I have explained under which conditions the effects of the interference with the dielectric present can be registered and supported by the corresponding equations describing those effects. In chapter 11 I have explained the aberration of light on the grounds of the aether theory. In chapter 13 I have dealt with the so-called Hoek experiment. The aim of that experiment was to determine the speed of the Earth relative to aether. However, it had a negative outcome. I have taken this experiment into consideration to point to the material inaccuracies that the designers of such optical apparatus made. On the grounds of the aether theory I have arrived to certain equations explaining the Doppler effect. The equation is based on the relationship of the absolute velocities of the receiver and the source. In this chapter I present the equations not only for the longitudinal Doppler effect but also for the transversal Doppler effect.

In chapters 14, 15 and 16 I predominately deal with the application of the Doppler effect equations which I have derived from the aether theory. The procedure to arriving to those equations is presented in chapter 13. In chapter 14 I use those equations to discuss redshift and blueshift and compare the obtained results to the ones arrived at from the special theory of relativity. In chapter 15 I have analyzed the Ives-Stilwell experiment and got the results similar to the ones from the special theory of relativity. The findings of the Michelson-Morley experiment have had the significant influence on our concepts of space and time. For this reason, I have confined my full attention to the experiment itself and have discussed it in chapters 6 and 10. In chapter 16, along with the Michelson-Morley experiment, I have taken into consideration the Doppler effect as well.

The analysis in chapters 17, 18 and 19 is to a large extent based on the application of the Doppler effect equations which I have derived from the aether theory. The procedure to arriving to those equations is presented in chapter 13. In 2007 scientific studies on the experimental testing of the time dilation effect on the grounds of the Doppler effect were published. All the experiments were conducted with relativistic lithium ions ( $\beta = 0.064 c$ ,  $\beta = 0.03c$ ). Those experiments indicated a slight incongruence with the results of the special theory of relativity. Nevertheless, when those experiments are analyzed on the grounds of the aether theory (using the appropriate Doppler effect equations), the speed of the Earth relative to aether is measured at 600 km/s. This value corresponds to the speed of our Galaxy relative to the coordinate system in which the temperature of the cosmic microwave background radiation is the same in all directions. To check the results of the special theory of relativity, that is, the transversal Doppler Effect, the resonant absorption of the  $\gamma$  radiation has been used. Similar experiments have been analyzed on the ground of the theory of relativity in chapter 18. I have obtained the results which show slight incongruence with the ones obtained from the special theory of relativity. In chapter 19, I have dealt with the so-called temperature dependent Pound-Rebka experiment.

In chapter 20 I have dealt with the application of the aether theory within the system of global positioning (GPS). In order to enhance the GPS precision, certain relativistic effects need to be accounted for. I have analyzed those effects on the grounds of the aether theory and I have had a good correspondence with the experimental results. In the atomic clocks that are in the orbit certain daily (annual) periodic regularities in the frequency changes have been observed. The aether theory can account for those periodic regularities, and to support their explanation, I have presented the adequate equations. In chapter 21 the Pioneer anomaly has been analyzed. The explanation for the Pioneer anomaly is based on the use of certain Doppler effect equations, which have been arrived at on the grounds of the aether theory. The procedure to arriving to those equations is presented in chapter 13. In chapter 22 I have analyzed the role that Henry Poincaré had in the creation of the special theory of relativity. That analysis has been motivated by very significant facts presented in the book "Henry Poincaré and Relativity Theory".

My theory is based on the existence of aether. The special theory of relativity introduces certain four-vectors (four-tensors) to describe mechanical and electrodynamic occurrences. The problem of transforming mechanical (electrodynamic) quantities when going from inertial reference frame to another is nicely solved with the application of four-vector and tensor algebra within the theory of

relativity. The aether theory has a different approach to that problem from the one of the special theory of relativity, which is only logical having in mind the fact that both theories are founded on different postulates. In chapter 23 I have dealt with the problem of the transformation of mechanical quantities within the aether theory. In chapter 24 I have presented the transformation of the mechanical quantities within the aether theory on a concrete example. In chapter 25 I have carried out a basic analysis of electrodynamics within the aether theory, and using the concrete examples I have shown how to transform electrodynamic quantities when going from inertial reference frame to another.

In chapter 26 (*Space and time from the standpoint of Newtonian mechanics*) I have analyzed certain conclusions and findings of Newtonian mechanics relevant to my work. Regardless of the fact that my theory is based on the existence of aether, many of the conclusions and findings of the Newtonian mechanics can easily be incorporated into the aether theory, and some conclusions and findings need no modification and can directly be applied to the aether theory. For example, Newton's explanation of the existence of the inertial forces is acceptable from the viewpoint of the aether theory. I have analyzed the following terms: inertia, inertial force and inertial referential frame on the grounds of the aether theory, that is, I have analyzed the relationship between those notions and the aether medium.

In chapter 27 I have analyzed the main postulates of the general theory of relativity: the principle of covariance, the Equivalence principle, Mach's principle and the general principle of relativity. It needs to be stated here that in literature there are opposing opinions as to which of the principles of the general theory of relativity are the basic ones. The number of the basic principle varies from one author to another. Certain principles are not independent of one another so that would be the right place to start analyzing their mutual relationship from. The situation is additionally complicated since each principle has got certain variants. There are some conclusions on inertia and inertial referential frames within the general theory of relativity. When it comes to the aether theory, I have analyzed the problems of inertia and inertial referential frames within the field of gravity. Using the basic ideas of Vacuum Refraction Theory I have succeeded in explaining certain experiments which belong to the scope of the general theory of relativity. While providing the explanation for certain experiments I have used some results from the scopes of electrodynamics and optics. The effects of the experiments which I have explained in such way are: the bending of light within the field of gravity, determining the time of a ray of light movement within the field of gravity, gravitational redshift and blueshift and the effect of gravitational time dilation.

In chapter 28 I have analyzed the movement of light in noninertial reference systems. The analysis has been done on the grounds of the aether theory in cases of the rectilinear motion systems, but also in cases of the systems doing rotational motion. The approach to that problem on the grounds of the aether theory is different from the approach on the grounds of special (general) theory of relativity. I have analyzed Sagnac effect and arrived at the equations which are in congruence with the experiment results. In chapter 29 I have suggested a method for the verification of the second postulate of the special theory of relativity, which claims that the speed of light in the vacuum is the same for all the observers from the inertial referential systems. The method is based on the usage of femtosecond (attosecond) lasers. Along with that, I have also suggested a method for the experimental verification of the Equivalence principle.

**Prilog 2** - Potvrda da je autorsko delo *Teorija etra sa eksperimentalnom verifikacijom* deponovano i uneto u evidenciju deponovanih autorskih dela i predmeta srodnih prava u Zavodu za intelektualnu svojinu (Beograd, Srbija), dana 27.09.2012. godine.



РЕПУБЛИКА СРБИЈА  
ЗАВОД ЗА ИНТЕЛЕКТУАЛНУ СВОЈИНУ

990 број 2012/4168-A-194/2012

Датум: 28.09.2012.године

Београд

5/1-2

Завод за интелектуалну својину на основу члана 31. Закона о министарствима ("Службени гласник РС", бр. 16/2011), решења о преносу овлашћења за потписивање овог акта бр.4/105 од 24.01.2012.године), чл. 202. и 203. Закона о ауторском и сродним правима ("Службени гласник РС", бр. 104/09 и 99/2011) и чл. 2. 17. и 18. Уредбе о условима које треба да испуњавају примерци ауторских дела и предмета сродних права који се депонују, уношењу у евиденцију и депоновању ауторских дела и предмета сродних права и садржају евиденције депонованих ауторских дела и предмета сродних права, код належног органа ("Службени гласник РС", број 45/2010), издаје

**ПОТВРДУ**  
**О УНОШЕЊУ У ЕВИДЕНЦИЈУ И ДЕПОНОВАЊУ**  
**АУТОРСКИХ ДЕЛА И ПРЕДМЕТА СРОДНИХ ПРАВА**

Подносиоцу пријаве број А-194/2012 од 28.09.2012.године, за уношење у евиденцију и депоновање ауторских дела и предмета сродних права, коју подноси Павловић Бранислав, ул. [REDACTED], Ниш, потвђује се да је

**Дело под насловом:** ТЕОРИЈА ЕТРА СА ЕКСПЕРИМЕНТАЛНОМ ВЕРИФИКАЦИЈОМ

**Врста дела:** Научни рад

/У прилогу дато: штампани текст, у једном(1) примерку/

на коме је као **аутор** назначен подносилац пријаве **Павловић Бранислав**, [REDACTED], Ниш, депоновано и унето у евиденцију депонованих ауторских дела и предмета сродних права у Заводу за интелектуалну својину, дана 27.09.2012.године, под редним бројем **5268**.

**Напомена:**

Завод не испитује садржину предмета депоновања. Пријемом у депозит Завод не потврђује да депоновани предмет има својство ауторског дела или предмета сродноправне заштите, нити да на том предмету постоји ауторско или сродно право. Депозит служи искључиво као обезбеђење доказа о чињеницама које могу бити од значаја за евентуални судски спор или неку другу потребу у вези са предметом депоновања.



Јелена Радјевић, дипл. правник

**Доставити:**

- подносиоцу пријаве  
Павловић Бранислав  
[REDACTED]
- Н и ш
- у спис предмета



*Prilog 3* – Kniga (naučni rad) *Teorija etra sa eksperimentalnom verifikacijom* je uvrštena u bibliotečki fond univerzitetske biblioteke "Nikola Tesla" u Nišu

COBISS SR      Виртуелна библиотека Србије      IZUM

Помоћ    Подешавање    српски ћирилица ▼

Базе података    Претраживање    Моја библиотека

Локална база података: **Универзитетска библиотека 'Никола Тесла', Ниш** (Бр. записа: 89.958) | 🏠

### Претраживање

Основно    **Изборно**    Командно

Аутор	Павловић Бранислав	И
Наслов	Теорија етра са експериментаг	И
Година издања		И
Кључне речи	етар теорија релативности	

Језик: сви језици

Избор записа: сва грађа (такође е-извори)

Писмо: сва писма

Само извори са е-приступом:

ПРЕТРАЖИ    ✎

### Савети

Захтеви за претраживање који имају исти облик у ћирилици и у латиници, могу се написати или једним или другим писмом.

#### Преглед појмова

Ако не знамо какав је прави облик имена, у изборном начину претраживања може нам помоћи преглед појмова у индексима за претраживање. Утикламо почетак ауторовог имена и клинемо дугме (преглед појмова). Добићемо списак имена из којег изаберемо одговарајући облик имена. Име ће се аутоматски пренети у прозор за претраживање. Ако то желимо, одговарајући облик имена и ручно можемо унети у прозор за претраживање.

#### Лична имена

Лична имена у пољима за ауторство, односно пољима за име као предметну одредницу су инвертована - презиме је на првом месту, а затим следи једно или више имена. Између презимена и имена налазе се зарез и размак. Код фразног начина претраживања име морамо унети у облику Презиме, Име.

Пример  
"андрић, иво"

[више о изборном претраживању](#)  
[детално о изборном претраживању](#)

↑ [НА ВРХ](#) | [Базе података](#) | [Претраживање](#) | [Моја библиотека](#) | [Издај](#)

УСЛОВИ КОРИШЋЕЊА      © IZUM, 1997-2012      COBISS/OPAC, V6.0  
Предлози? Пошаљите их на: [vbsuser@vbs.rs](mailto:vbsuser@vbs.rs)

## Literatura

1. Branislav Pavlović: Nepotrebnost negacije etra u specijalnoj teoriji relativnosti, Naučni podmladak, Niš, decembar 1997.
2. Ljubisav Novaković: Kvantna teorijska fizika, Naučna knjiga, Beograd, 1991.
3. Albert Abraham Michelson, Edward Morley: On the Relative Motion of the Earth and the Luminiferous Ether, American Journal of Science, 1887.
4. [http://en.wikipedia.org/wiki/Michelson-Morley\\_experiment](http://en.wikipedia.org/wiki/Michelson-Morley_experiment)
5. [http://en.wikipedia.org/wiki/Lorentz\\_ether\\_theory](http://en.wikipedia.org/wiki/Lorentz_ether_theory)
6. [http://en.wikipedia.org/wiki/Relativity\\_priority\\_dispute](http://en.wikipedia.org/wiki/Relativity_priority_dispute)
7. A. Logunov: Henri Poincare and relativity theory, <http://arxiv.org/abs/physics/0408077v3>
8. Branislav Pavlović: Konceptija prostora i vremena sa stanovišta Njutnove mehanike i teorije relativnosti, diplomski rad, Prirodno-matematički fakultet, Niš, mart 2003.
9. T. Adam *et al* [OPERA Collaboration]: Measurement of the neutrino velocity with the OPERA detector in the CNGS beam, arXiv:1109.4897v1
10. Marcos Dracos: The neutrino velocity measurement by OPERA experiment, Kyoto.
11. G.C. Babcock and T.G. Bergman: Determination of the Constancy of the Speed of Light, Journal of the Optical Society of America, February 1964.
12. <http://en.wikipedia.org/wiki/Redshift>
13. Herbert Ives, G. R. Stillwell: An Experimental Study of the Rate of a Moving Atomic Clock, Journal of the Optical Society of America 28 (1938)
14. Sascha Benjamin Reinhardt: Measurement of Time Dilation by Laser Spectroscopy on Fast Stored Lithium Ions, Dissertation submitted to the Combined Faculties for Natural Sciences and for Mathematics of the Ruperto-Carola University of Heidelberg, Germany for the degree of Doctor of Natural Sciences.
15. Guido Saathoff: Experimental Test of Relativistic Time Dilation by Laser Spectroscopy of Fast Ions, Dissertation submitted to the Combined Faculties for the Natural Sciences and for Mathematics of the Ruperto-Carola University of Heidelberg, Germany for the degree of Doctor of Natural Sciences.
16. A. L. Kholmetskii, T. Yarman and O. V. Missevitch: Kündig's experiment on the transverse Doppler shift re-analyzed, Physica Scripta.
17. Ilaria Bonizzoni and Giuseppe Giuliani: The interpretations by experimenters of experiments on 'time dilation': 1940 - 1970 circa.
18. [http://en.wikipedia.org/wiki/Global\\_Positioning\\_System](http://en.wikipedia.org/wiki/Global_Positioning_System)
19. C. Lämmerzahl, O. Preuss, H. Dittus: Is the physics within the Solar system really understood? arXiv:gr-qc/0604052v1
20. Gabriele U. Varieschi: Conformal Cosmology and the Pioneer Anomaly, Hindawi Publishing Corporation Physics Research International.
21. Poincaré H. Sur la dynamique de l'électron // Comptes Rendues. 1905. Vol. 140. P. 1504
22. Poincaré H. Sur la dynamique de l'électron // Rendiconti del Circolo Matematico di Palermo. 1906. Vol. XXI. P. 129
23. Joop F. Nieland: Vacuum Refraction Theory of Gravity
24. B. H. Lavenda: Three Tests of General Relativity via Fermat's Principle and the Phase of Bessel Functions