ԱԿՆԱՐԿԱՅԻՆ ՀՈԴՎԱԾՆԵՐ	ОБЗОРНЫЕ СТАТЬИ

Ֆիզիկա

УДК 530.12

Ակնարկը նվիրվում է հարաբերականության հատուկ տեսության հիմնադրման հարյուրամյակին:

Յու. Լ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

ՀԱՐԱԲԵՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՀԱՏՈՒԿ ՍԿԶԲՈՒՆՔԸ

Այս տարվա աշնանը լրանում է Ա. Էյնշտեյնի «Շարժվող մարմինների էլեկտրադինամիկայի վերաբերյալ» գիտական հոդվածի [1] հրատարակման 100 տարին: Այն հիմք հանդիսացավ հարաբերականության հատուկ տեսության ստեղծման համար, առանց որի դժվար է պատկերացնել XX դարի ֆիզիկայի վիթխարի նվաճումները:

Հարաբերականության հատուկ տեսության հիմնական դրույթը կապված է ժամանակի հարաբերականության հետ, ինչը հիմնավորելու համար սովորաբար դիմում են տարբեր իներցիալ համակարգերում լույսի արագության հաստատուն լինելու կանխադրույթին, որի համար որպես հիմք ընդունում են Մայքելսոնի փորձի արդյունքը: Այդպիսի շարադրանքի դեպքում, որն ունի աքսիոմատիկ բնույթ, դիտարկումից դուրս են մնում այնպիսի կարևոր ֆիզիկական կատեգորիաների սահմանումներ, ինչպիսին միաժամանակությունն է և ժամանակը: Մինչդեռ Էյնշտեյնի հիմնարար աշխատությունում հենց այս սահմանումներից հետո են ձևակերպվում հարաբերականության հատուկ տեսության երկու կանխադրույթները: Ստորև, որքան թույլ է տալիս ամսագրային ակնարկի ծավալը, բերված են այն դրույթները, որոնք ընկած են հարաբերականության հատուկ տեսության հիմքում:

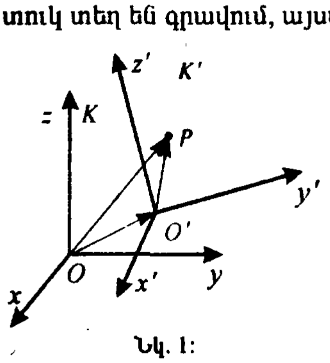
§ 1. ԳԱԼԻԼԵՅԻ ՀԱՐԱԲԵՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՍԿԶԲՈՒՆՔԸ

1. Եթերի գոյության վարկածը: 19-րդ դարի վերջին տասնամյակները նշանավորվեցին Մաքսվելի հավասարումների վրա հիմնված էլեկտրամագնիսականության ալիքային տեսության ստեղծումով, որը տվեց էլեկտրական, մագնիսական և օպտիկական երևույթների միասնական բացատրությունը: Դրանով անեց ֆիզիկոսների հետաքրքրությունը շարժվող միջավայրերում օպտիկական երևույթների նկատմամբ, որոնք Մաքսվելի տեսության ստեղծումից դեռ առաջ էլ գտնվում էին նրանց ուշադրության կենտրոնում: Այն բանից հետո, երբ օպտիկան դարձավ էլեկտրադինամիկայի բաղադրիչ մասը, տվյալ խնդիրը վերաճեց շարժվող միջավայրերի էլեկտրադինամիկայի: Այդ կապակցությամբ անհրաժեշտ է հիշատակել մի վարկածի մասին, որն այսօր թեպետ ունի միայն պատմական նշանակություն, սակայն մեծ հետաքրքրություն էր առաջացրել հարաբերականության հատուկ տեսության ստեղծման նախօրեին: Խոսքը եթերի մասին է:

Ամբողջ նախորդ փորձը, որ կուտակվել էր ալիքային պրոցեսների ուսումնասիրության ժամանակ, ցույց էր տալիս, որ ալիքները տարածվում են միայն հոծ միջավայրերում: Այդ պատճառով էլ բնական էր ենթադրել, որ էլեկտրամագնիսական տատանումները նույնպես տարածվում են նման միջավայրում: Այդ վարկածային միջավայրն անվանվեց եթեր: Էլեկտրամագնիսական ալիքների մի շարք հայտնի հատկություններ բացատրելու համար անհրաժեշտ էր ենթադրել, որ եթերն օժտված էր այնպիսի հատկություններով, ինչպիսիք չուներ ոչ մի այլ հայտնի նյութ. այն պետք է լցներ ամբողջ տարածությունը, ունենար չափազանց փոքր խտություն և չափազանց թույլ փոխազդեցություն բոլոր նյութերի հետ, զուրկ լիներ ծգողականությունից: Ֆիզիկոսների կողմից եթերի նյութական բնութագրերի երկարամյա փորձնական որոնումներն, ի վերջո, հանգեցրին այն համոզման, որ այն նույն ինքը՝ դատարկությունում տարածվող էլեկտրամագնիսական ալիքն է: Չտրվեց միայն մեկ կարևոր հարցի պատասխանը. ո՞ր հաշվարկման համակարգի հետ է կապված եթերը կամ, որ նույնն է, ո՞ր հաշվարկման համակարգում է էլեկտրամագնիսական ալիքը տարածվում c արագությամբ: Այդպիսի համակարգի գոյությունն ինքնաբերաբար կնշանակեր, որ էլեկտրամագնիսական երևույթները չեին ենթարկվում դասական մեխանիկայի հարաբերականության սկզբունքին, քանի որ առավելություն կտրվեր մեկ իներցիալ համակարգին մյուսների նկատմամբ: Համառոտակի անդրադառնանք տվյալ սկզբունքին:

2. Գալիլեյի ձևափոխությունները: Որևէ ֆիզիկական երևույթ նկարագրելու համար նախ պետք է ունենալ որոշակի կոորդինատական համակարգ և ժամանակը չափող միջոց, որը սովորաբար իրագործվում է պարբերական պրոցեսների հիման վրա աշխատող սարքի օգնությամբ (ժամացույց): Կոորդինատական համակարգն ու նրա հետ կապված ժամացույցը միասին կոչվում են հաշվարկման համակարգ: Միայն հաշվարկման որոշակի համակարգ ունենալուց հետո կարելի է խոսել տարածության մեջ նյութական կետի շարժման որոշակի օրենքի մասին:

Հաշվարկման համակարգերի անթիվ բազմության մեջ մեխանիկայում հատուկ տեղ են զբաղվում, այսպես կոչված, հաշվարկման իներցիալ համակարգերը, որոնցում տեղի ունի Նյուտոնի իներցիայի օրենքը, այսինքն՝ մարմինները արտաքին ուժերի բացակայության դեպքում շարժվում են ուղղագիծ հավասարաչափ կամ գտնվում են դադարի վիճակում:



Նկ. 1:

Իներցիալ համակարգի նկատմամբ հաստատուն արագությամբ շարժվող կամայական հաշվարկման համակարգ նույնպես կլինի իներցիալ: Այսպես, ենթադրենք ունենք երկու հաշվարկման համակարգեր՝ K և K' (նկ. 1), ընդ որում K համակարգն իներցիալ է, իսկ K'-ը շարժվում է K-ի նկատմամբ հաստատուն V արագությամբ, և ժամանակի սկզբնական $t=0$ պահին երկու համակարգերի կոորդինատների սկզբնակետերը համընկնում են: Կամայական P նյութական կետի դիրքը այդ համակարգերում կնկարագրվի համապատասխանաբար $OP=\boldsymbol{r}$ և $O'P=\boldsymbol{r}'$ շառավիղ վեկտորներով, և քանի որ $OO'=\boldsymbol{V}t$, ապա նկ. 1-ից կունենանք

$$\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}' + \boldsymbol{V}t : \qquad (1)$$

Գրելով (1)-ը պրոյեկցիաներով՝ կստանանք կամայական P նյութական կետի x, y, z և x', y', z' կոորդինատների կապը.

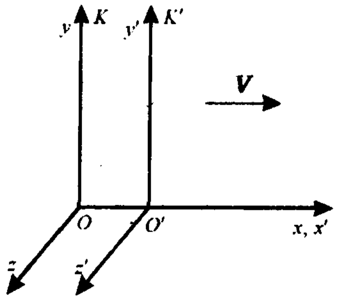
$$\begin{aligned} x' &= a_{11}x + a_{12}y + a_{13}z - V_x t , \\ y' &= a_{21}x + a_{22}y + a_{23}z - V_y t , \\ z' &= a_{31}x + a_{32}y + a_{33}z - V_z t : \end{aligned} \qquad (2)$$

Այստեղ՝ a_{11}-ը x և x' առանցքների միջև եղած անկյան կոսինուսն է, a_{12}-ը՝ y և x'-ի, a_{21}-ը՝ x և y'-ի և այլն:

Այն դեպքում, երբ կոորդինատական համակարգերի առանցքները միմյանց զուգահեռ են և շարժումը կատարվում է որևէ առանցքի, օրինակ, x-ի ուղղությամբ (նկ. 2), ունենք.

$$x' = x - Vt , \quad y' = y , \quad z' = z : \qquad (3)$$

Այս ձևափոխությունները չենք կոնկրետացնի և կդիտարկենք վեկտորական տեսքով գրված (1) ընդհանուր դեպքը:



Նկ. 2:

Եթե P նյութական կետը շարժվում է կամայական օրենքով, ապա $\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}(t)$ և $\boldsymbol{r}' = \boldsymbol{r}'(t)$: Կատարելով ըստ ժամանակի ածանցում՝ $\dot{\boldsymbol{r}} \equiv d\boldsymbol{r}/dt$, կստանանք դասական մեխանիկայում արագությունների գումարման օրենքը՝

$$\boldsymbol{v} = \boldsymbol{v}' + \boldsymbol{V} , \qquad (4)$$

որտեղ $\boldsymbol{v} = \dot{\boldsymbol{r}}(t)$, $\boldsymbol{v}' = \dot{\boldsymbol{r}}'(t)$ P նյութական կետի շարժման արագություններն են համապատասխանաբար K և K' կոորդինատական համակարգերում:

Ածանցելով (4)-ն ըստ ժամանակի և հաշվի առնելով, որ $V = const$, կստանանք

$$\dot{\boldsymbol{v}} = \dot{\boldsymbol{v}}' , \qquad (5)$$

այսինքն, եթե նյութական կետի արագացումը առաջին կոորդինատական համակարգում զրո է, ապա նա կլինի զրո նաև մյուս բոլոր համակարգերում, որոնք շարժվում են առաջինի նկատմամբ հաստատուն արագությամբ: Դա անթիվ բազմությամբ իներցիալ համակարգերի գոյության ապացույցն է:

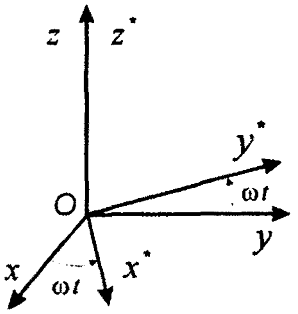
Այս դիտարկման ժամանակ ենթադրեցինք, որ գոյություն ունի մեկ ժամանակ, որն ընդհանուր է բոլոր հաշվարկման համակարգերում, այսինքն՝

$$t = t' : \qquad (6)$$

(1) և (6) բանաձևերը տալիս են Գալիլեյի ձևափոխությունների օրենքը, իսկ (4)-ը՝ արագությունների գումարման օրենքը դասական (կամ մինչէյնշտեյնյան) մեխանիկայում:

3. Իներցիոն ուժեր: Իներցիալ համակարգերը մեխանիկայում ունեն առանձնահատուկ դեր, որովհետև նրանցում մարմինների շարժումը նկարագրվում է ամենապարզ տեսքով: Ոչ իներցիալ համակարգերում, օրինակ, հաշվարկման պտտվող համակարգերում, նույնիսկ ամենապարզ շարժումները նկարագրվում են բավական բարդ առնչություններով: Այդպիսի համակարգերում չի գործում Նյուտոնի իներցիայի օրենքը և հանդես են գալիս արագացումներ, որոնք պայմանավորված չեն մարմինների փոխազդեցությամբ՝ իրական ուժերով: Բերենք այդպիսի մի օրինակ:

Ենթադրենք ունենք K իներցիալ համակարգ և K^* համակարգ, որի z^* առանցքը համընկնում է K համակարգի z առանցքի հետ: Համընկնում են նաև այդ համակարգերի սկզբնակետերը, իսկ $x^*o^*y^*$ հարթությունը պտտվում է ω անկյունային արագությամբ z առանցքի շուրջը (նկ. 3): Այդ դեպքում կամայական P նյութական կետի x, y, z և x^*, y^*, z^* կոորդինատների կապի համար կստանանք



Նկ. 3:

$$x^* = x\cos\omega t + y\sin\omega t,$$
$$y^* = -x\sin\omega t + y\cos\omega t, \qquad (7)$$
$$z^* = z:$$

(7) բանաձևերն իրենց տեսքով նման են (2) ձևափոխություններին, սակայն այս դեպքում a_{ik} գործակիցները արդեն հաստատուններ չեն, այլ կախված են ժամանակից:

Եթե նորից ընդունենք, որ P նյութական կետը շարժվում է կամայական օրենքով, ապա, ածանցելով ըստ ժամանակի (7)-ը, կստանանք K և K' համակարգերում այդ կետի արագությունների պրոյեկցիաների միջև հետևյալ առնչությունները.

$$v_x^* = \omega y^* + v_x\cos\omega t + v_y\sin\omega t,$$
$$v_y^* = -\omega x^* + v_y\cos\omega t - v_x\sin\omega t, \qquad (8)$$
$$v_z^* = v_z:$$

Մեկ անգամ ևս ածանցելով ըստ ժամանակի՝ (8)-ից կստանանք նաև K և K^* համակարգերում նյութական կետի արագացումների պրոյեկցիաների կապը՝

$$\dot v_x^* = \omega^2 x^* + 2\omega v_y^* + \dot v_x\cos\omega t + \dot v_y\sin\omega t,$$
$$\dot v_y^* = \omega^2 y^* - 2\omega v_x^* + \dot v_y\cos\omega t - \dot v_x\sin\omega t, \qquad (9)$$
$$\dot v_z^* = \dot v_z:$$

Եթե K իներցիալ համակարգում նյութական կետի վրա ուժ չի ազդում, ապա

$$\dot v_x = \dot v_y = \dot v_z = 0:$$

Այս դեպքում (9)-ից ստացվում է, որ K^*-ում

$$\dot v_x^* = \omega^2 x^* + 2\omega v_y^*,$$
$$\dot v_y^* = \omega^2 y^* - 2\omega v_x^*, \qquad (10)$$
$$\dot v_z^* = 0:$$

Այսպիսով՝ չնայած նյութական կետի վրա իրական ուժեր չեն ազդում, K^* համակարգում նրա արագացման որոշ պրոյեկցիաներ զրոյից տարբեր են, այսինքն՝ այստեղ չի գործում Նյուտոնի իներցիայի օրենքը: Այդպիսի համակարգերն անվանում են ոչ իներցիալ համակարգեր: Ստացված արագացումները բազմապատկելով նյութական կետի զանգվածով՝ կստանանք, այսպես կոչված, իներցիոն ուժեր, որոնք իրական չեն, քանի որ պայմանավորված չեն նյութական կետերի միջև գործող փոխազդեցություններով: $m\omega^2 x^*$ և $m\omega^2 y^*$ անդամները կենտրոնախույս ուժի պրոյեկցիաներն են, իսկ $2m\omega v_y^{*}$ և $2m\omega v_x^{*}$ անդամները՝ Կորիոլիսի ուժի պրոյեկցիաները:

4. Հոմոգենություն և մերձագենություն: Էլեկտրադինամիկայի ստեղծումից առաջ ֆիզիկայում հայտնի ուժերը՝ ինչպես օրինակ, ծգողականության, էլեկտրաստատիկ, վանդերվաալսյան, կախված են միայն փոխազդող նյութական կետերի փոխադարձ հեռավորություններից և ուղղված են այդ կետերը միացնող ուղիղներով: Եթե սահմանափակվենք այդպիսի ուժերով, ապա կարելի է ստուգել, որ նյուտոնյան մեխանիկայի շարժման հավասարումները չեն փոխում իրենց տեսքը Գալիլեյի ձևափոխությունների նկատմամբ: Դրանում համոզվելու համար դիտարկենք փոխազդող նյութական կետերի համակարգը $U\left(\left|\boldsymbol{r}_i-\boldsymbol{r}_k\right|\right)$ պոտենցիալ դաշտում, որտեղ $\boldsymbol{r}_k$-ն k-րդ կետի շառավիղ վեկտորն է: Քանի որ

$$m\ddot{\boldsymbol{r}}_k=-\sum_{i\neq k}\frac{\partial U\left(\left|\boldsymbol{r}_i-\boldsymbol{r}_k\right|\right)}{\partial \boldsymbol{r}_k},\quad \boldsymbol{k},\boldsymbol{i}=1,2,\ldots,\boldsymbol{n},\tag{11}$$

շարժման հավասարումները պարունակում են միայն նյութական կետերի արագացումները և շառավիղ վեկտորների տարբերությունները, ապա, կատարելով Գալիլեյի (1) և (6) ձևափոխությունները, (11)-ից կստանանք

$$m\ddot{\boldsymbol{r}}_k'=-\sum_{i\neq k}\frac{\partial U\left(\left|\boldsymbol{r}_i'-\boldsymbol{r}_k'\right|\right)}{\partial \boldsymbol{r}_k'},\quad \boldsymbol{k},\boldsymbol{i}=1,2,\ldots,\boldsymbol{n}:\tag{12}$$

Տարբեր կոորդինատական համակարգերում շարժման հավասարումների նույնատիպ տեսքն, իհարկե, չի նշանակում, որ շարժումը նույնպես կլինի նույնատիպ: Բանն այն է, որ հետագծի որոշման համար անհրաժեշտ է տալ որոշակի սկզբնական պայմաններ: Ու եթե երկու համակարգերում էլ սկզբնական պայմանները տրվեն միևնույն ձևով, ապա մեխանիկայի հավասարումները այդ համակարգերում կունենան համընկնող լուծումներ: Գալիլեյի ձևափոխությունների նկատմամբ մեխանիկայի հավասարումների անփոփոխ մնալու հատկությունն ընդունված է անվանել *Գալիլեյի հարաբերականության սկզբունք*:

Այլ է վիճակը էլեկտրադինամիկայում: Այստեղ ուժը կարող է կախված լինել արագությունից, ինչպես նաև ուղղված չլինել դաշտի աղբյուրը և փորձնական լիցքը միացնող ուղղով: Բացի այդ, անհրաժեշտ է հիշատակել նաև մի շատ կարևոր հանգամանք. Գալիլեյի (2) արագությունների գումարման օրենքից հետևում է, որ հնարավոր է անսահման մեծ արագությունների գոյություն: Իրոք, եթե նյութական կետը կամ որևէ ֆիզիկական ազդանշան մի իներցիալ համակարգում ունի վերջավոր $\boldsymbol{v}$ արագություն, ապա մյուսում նրա արագությունը կարող է ավելանալ $\boldsymbol{V}$-ով և այդ տրամաբանությամբ հասնել ցանկացած մեծ արժեքի: Այսպիսի հնարավորությունն արտացոլված է նաև Գալիլեյի հարաբերականության սկզբունքում, որը հիմնված է նյութական կետերի միջև ակնթարթորեն կամ, որ նույնն է, անսահման մեծ արագությամբ տարածվող փոխազդեցության վրա: Այսպես, եթե i-րդ նյութական կետը մոտեցել է j-րդին Δr_{ij}-ով, ապա, համաձայն (11) շարժման հավասարման, $U\left(\left|\boldsymbol{r}_i-\boldsymbol{r}_j\right|\right)$ պոտենցիալ դաշտն ակնթարթորեն կփոխարինվի $U\left(\left|\boldsymbol{r}_i-\boldsymbol{r}_j\right|-\Delta r_{ij}\right)$-ով: Ստացվում է, որ i-րդ և j-րդ նյութական կետերի միջև գտնվող տարածության կետերը ոչ մի նշանակություն չունեն այդ փոխազդեցության տարածման համար: Այդ պատճառով այս տեսական տարբերակն անվանվել է հեռազդեցություն: Այդպիսին են բոլոր ստատիկ փոխազդեցությունները (Կուլոնի օրենք, Նյուտոնի ձգողականության օրենք և այլն): Եվ թեպետ ստատիկ դեպքում էլ խոսվում է պոտենցիալ դաշտի մասին, այն ունի ձևական՝ մաթեմատիկական իմաստ:

Հակառակ նշվածի՝ էլեկտրամագնիսական դաշտը, որը նկարագրվում է Մաքսվելի հավասարումներով, տարածվում է կետից կետ էլեկտրամագնիսական ալիքներով լույսի արագությամբ: Փոխազդեցությունը նկարագրող մեծությունները՝ պոտենցիալները, այստեղ կախված են ոչ միայն կոորդինատներից, այլ նաև ժամանակից: Ազդանշանն աղբյուրից մինչև դիտման կետ (փորձնական լիցքը), որոնց միջև հեռավորությունը r է, հասնում է ուշացումով՝ $\Delta t = r/c$ ժամանակ անց: Այստեղ դաշտն իրականություն է, որը պայմանավորված չէ փորձնական լիցքի առկայությամբ: Այս տեսակետը կոչվում է մերձազդեցության տեսություն: Այսպիսով, էլեկտրամագնիսական դաշտի տեսությունը՝ հիմնված Մաքսվելի հավասարումների վրա, ֆիզիկական դաշտի առաջին տեսությունն է:

Ինչպես նշվեց այս պարագրաֆի սկզբում, տարածության և ժամանակի միաչէյնշտեյնյան պատկերացումները՝ արտացոլված Գալիլեյի (1) և (6) ձևափոխություններում, էլեկտրամագնիսական երևույթների համար կհանգեցնեին Գալիլեյի հարաբերականության սկզբունքի բացառմանը, քանի որ ենթադրվում էր հեռավոր անշարժ աստղերի հետ կապված արտոնյալ (բացարձակ) կոորդինատական համակարգի գոյությունը, որտեղ նյութից ազատ տարածությունում լույսի արագությունը c է: Մյուս իներցիալ համակարգերում, որոնք բացարձակ համակարգի նկատմամբ շարժվում են $\pm V$ արագությամբ, լույսի արագությունը կստացվեր $c \pm V$: Մաթեմատիկորեն Գալիլեյի հարաբերականության սկզբունքի էլեկտրադինամիկայում չգործելը պայմանավորված է այն հանգամանքով, որ Մաքսվելի հավասարումները, որոնց մեջ մտնում է լույսի c արագությունը, Գալիլեյի ձևափոխությունների դեպքում փոխում են իրենց տեսքը:

5. Մայքելսոնի փորձը: Ֆիզիկական տեսության ճշմարտացիության չափանիշը նրա հաստատումն է փորձի միջոցով: Այդ պատճառով էլ 19-րդ և 20-րդ դարերի սահմանագծում էլեկտրադինամիկայի առջև ծառացած հիմնական հարցը բացարձակ հաշվարկման համակարգի արագության որոշումն էր: Այդ առնչությամբ կատարվեցին տարբեր փորձեր, որոնք բազմաթիվ նշանավոր ֆիզիկոսների հնարամտության և համառության վառ օրինակներ էին: Բոլոր փորձերը ըստ $\beta = V/c$ պարամետրի բաժանվեցին առաջին և երկրորդ աստիճանի, որոնք համապատասխանաբար կոչվեցին առաջին և երկրորդ կարգի փորձեր: Այստեղ V-ն սարքի արագությունն է բացարձակ համակարգի նկատմամբ, որտեղ լույսի արագությունը c է (կամ, որ նույնն է, եթերն անշարժ է): Լորենցը ստեղծեց մի տեսություն, որը կարողացավ բացատրել բոլոր առաջին կարգի փորձերը, և որպեսզի հայտնաբերվեր բացարձակ համակարգը (*եթերային քամին*), անհրաժեշտ էր դիտարկել այնպիսի փորձեր, որոնց արդյունքը լիներ համեմատական β^2-ուն: Այդպիսին էր Մայքելսոնի փորձը [2]՝ 1881 և 1887 թթ., այնուհետև ավելի կատարելագործված՝ 1905թ.: Այստեղ հարկ չենք համարում բերել փորձի նկարագրությունը: Նշենք միայն, որ նրա արդյունքը բացասական էր: Ստացվում էր այնպիսի իրավիճակ, երբ փորձարկվող սարքը, որն ամրացված էր Երկրին, չէր շարժվում եթերի նկատմամբ, քանի որ սարքի հետ ամրացված համակարգում լույսը տարածվում էր c արագությամբ:

§ 2. ՖԻՑՋԵՐԱԼԴԻ ԵՎ ԼՈՐԵՆՑԻ ՎԱՐԿԱԾԸ

Բացարձակ հաշվարկման համակարգի և նրա հետ կապված *անշարժ եթերի* մասին տեսության հեղինակը Հ. Ա. Լորենցն էր: Այդ տեսակետի հետ Մայքելսոնի փորձի արդյունքը համաձայնեցնելու համար Ֆիցջերալդի և նրանից անկախ Լորենցի [3] կողմից առաջ քաշվեց հետևյալ վարկածը:

Ուղղագիծ հավասարաչափ շարժվող բոլոր մարմինների չափերը շարժման ուղղությամբ կրճատվում են՝ $l(V) = l_0\sqrt{1-\beta^2}$ $(\beta = V/c)$*:*

Այդ վարկածն այնպես էր փոփոխում բանաձևերը, որ բացատրելի էր դառնում Մայքելսոնի փորձի բացասական արդյունքը:

Բացարձակ հաշվարկման համակարգի գոյության վերաբերյալ Լորենցի համոզմունքն այնքան անսասան էր, որ նա իր վարկածից բխող կրճատման մասին գրել է [4]. «...Մայքելսոնի փորձն ապացուցում է մարմնի չափերի նշված փոփոխությունը, և այս եզրակացությունը ոչ պակաս օրինական է, քան այն հետևությունները, որոնք մենք անում ենք ջերմային ընդարձակման վերաբերյալ...»:

Սակայն Լորենցը չի սահմանափակվել միայն այս պնդումով, այլ փորձել է տալ իր վարկածին որոշակի ֆիզիկական հիմնավորում, որը հետևյալն է:

Եթե անշարժ ձողն ունի որոշակի երկարություն, ապա այդ ձողը կազմող լիցքավորված մասնիկները գտնվում են այնպիսի հավասարակշռության դիրքերում, որոնք ապահովում են այդ երկարությունը: Լորենցը ցույց է տվել, որ երբ տեղի է ունենում շարժում բացարձակ համակարգի (եթերի) նկատմամբ, բացի էլեկտրական ուժերից հանդես են գալիս նաև մագնիսական ուժեր, և էլեկտրամագնիսական ուժերը ձևափոխվում են այնպես, որ լիցքերի նոր հավասարակշռության դիրքերի անցումը հանգեցնում է ձողի շարժման ուղղությամբ նրա կրճատմանը $\sqrt{1-\beta^2}$ անգամ:

Իհարկե, կարելի էր մտածել, որ լորենցյան կրճատումը պետք է անդրադառնար նաև շարժվող մարմինների փորձով հայտնաբերվող մի շարք այլ ֆիզիկական հատկությունների վրա: Այսպես՝ պետք է փոխվեին շարժվող մարմնի բեկման ցուցիչը, դիմադրությունը, քվարցից պատրաստած ձողի տատանումների հաճախությունը: Սակայն տարբեր գիտնականների կողմից այդ նպատակով դրված փորձերը միշտ տալիս էին բացասական արդյունք: Ուստի արվեց ևս մեկ վարկած. շարժման ուղղությամբ երկարության կրճատման հետ մեկտեղ շարժվող մարմնի զանգվածը նույնքան անգամ պետք է մեծանա: Այսպես, եթե անշարժ մարմնի զանգվածը m է, ապա բացարձակ համակարգի նկատմամբ V արագությամբ ուղղագիծ հավասարաչափ շարժվող մարմնի զանգվածը կդառնա $m/\sqrt{1-\beta^2}$, արդյունքում կփոխհատուցվի երկարության կրճատումը, ինչն էլ ֆիզիկական պարամետրերի փոփոխությունը չհայտնաբերելու պատճառ կարող է լինել: Նշենք, որ շարժվող էլեկտրոնի զանգվածի այդպիսի փոփոխությունը հետևում է նաև Լորենցի էլեկտրոնային տեսությունից:

Այսպիսով, արված վարկածները, կասկածի տակ չառնելով բացարձակ հաշվարկման համակարգի և նրա հետ կապված անշարժ եթերի գոյությունը, թույլ էին տալիս փորձերի միջոցով նրանց հայտնաբերման անհնարինությունը բացատրել հանգամանքների անբարենպաստությամբ: Այդ առիթով Լորենցը գրում էր [4], որ շարժվող միջավայրում էլեկտրամագնիսական երևույթները քննարկելիս առաջընթաց հնարավոր չէ առանց վարկածների, նույնիսկ, եթե դրանք առաջին հայացքից թվում են որոշ չափով տարօրինակ:

1904թ. Լորենցը [5] կարողացավ գտնել կոորդինատների այն ձևափոխությունները, որոնք ուղղագիծ հավասարաչափ շարժման դեպքում անփոփոխ էին թողնում Մաքսվելի հավասարումները՝ գրված լիցքերից ազատ տարածության համար $(\rho = j = 0)$: Այսպես, եթե շարժումը տեղի է ունենում x առանցքի ուղղությամբ $V = const$ արագությամբ այնպես, որ $x'o'y'$ և $x'o'z'$ հարթությունները համապատասխանաբար համընկնում են xoy և xoz հարթությունների հետ (նկ.2), ապա այդ ձևափոխությունները, որոնք ֆիզիկայում հայտնի են որպես Լորենցի ձևափոխություններ, ունեն հետևյալ տեսքը.

$$x' = \frac{x - Vt}{\sqrt{1-\beta^2}}, \qquad y' = y, \qquad z' = z, \qquad t' = \frac{t - \frac{V}{c^2}x}{\sqrt{1-\beta^2}}: \tag{13}$$

Շարժվող համակարգում Մաքսվելի հավասարումները (13) ձևափոխությունների դեպքում կունենան նույն տեսքը, եթե շարժման ուղղությամբ դաշտի լարվածությունների պրոյեկցիաները մնան անփոփոխ՝ $E'_x = E_x$ և $B'_x = B_x$, իսկ արագության ուղղահայաց բաղադրիչները փոփոխվեն

$$E'_\perp = \frac{E_\perp + \frac{1}{c}[V \times B]}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad B'_\perp = \frac{B_\perp + \frac{1}{c}[E \times V]}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

օրենքով: (13) ձևափոխությունները ոչ միայն անփոփոխ են թողնում Մաքսվելի հավասարումները, այլ նաև բացատրում են ձողի լորենցյան կրճատումը:

Աղբյուրների առկայության դեպքում Մաքսվելի հավասարումների տեսքը մեկ իներցիալ համակարգից մյուսին անցնելիս չէր պահպանվում: Այդ դժվարությունը 1905թ. Էյնշտեյնի աշխատանքի լույս տեսնելուց երեք ամիս առաջ հաղթահարեց Պուանկարեն [6]: Նա ցույց տվեց, որ լիցքի և հոսանքի խտությունների համապատասխան ձևափոխության դեպքում Մաքսվելի բոլոր հավասարումները պահպանում են իրենց տեսքը (13) ձևափոխությունների նկատմամբ:

Այստեղ անհրաժեշտ է նշել, որ մեկ այլ կապակցությամբ դեռևս 1900թ. Լարմորը նույնպես գրել էր (13) ձևափոխութրունները:

Սակայն ոչ Լորենցը, ոչ Պուանկարեն, ոչ էլ Լարմորը չտվեցին այդ ձևափոխությունների ֆիզիկական բացատրությունը, համարելով այն ձևական մաթեմատիկական մեթոդ, որն անփոփոխ էր թողնում Մաքսվելի հավասարումները: Այսպես, չնայած (13) բանաձևերում ձևափոխվում է նաև ժամանակը, t' ժամանակին, որը Լորենցն անվանում էր *տեղական ժամանակ*, չէր տրվում ոչ մի ֆիզիկական իմաստ: t ժամանակը շարունակում էր կատարել համապիտանի (ունիվերսալ) ժամանակի դեր, իսկ t'-ը համարվում էր ձևական մաթեմատիկական մեծություն: Էյնշտեյնի կողմից հարաբերականության հատուկ տեսության ստեղծումից հետո խոսելով իր տեսության անհաջողության մասին, Լորենցը գրել է [4]. «Իմ անհաջողության հիմնական պատճառը հետևյալն էր. ես միշտ այն մտքին էի, որ t' տեղական ժամանակը պետք է դիտվի միայն որպես օժանդակ մաթեմատիկական մեծություն: Հակառակ դրան՝ Էյնշտեյնի տեսությունում t'-ը կատարում է նույն դերը, ինչ որ t-ն: Եթե մենք ուզում ենք նկարագրել երևույթները կախված x', y', z', t'-ից, պետք է գործողություններ կատարենք այս փոփոխականների հետ ճիշտ այնպես, ինչպես x, y, z, t փոփոխականների հետ»:

Այստեղ հարկ համարեցինք մանրամասն ծանրանալ վաղուց արդեն գիտության պատմության էջեր դարձած այս հարցերի վրա, որպեսզի պարզ դառնար, թե որքան էր հասունացել նոր տեսության ստեղծման անհրաժեշտությունը: Այդպիսի առաքելությամբ հանդես եկավ Էյնշտեյնը:

§ 3. ՀԱՐԱԲԵՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՀԱՏՈՒԿ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՀԻՄՆԱԿԱՆ ԿԱՆԽԱԴՐՈՒՅԹՆԵՐԸ

Չնայած այն բանին, որ նշված վարկածների հիման վրա Լորենցին հաջողվեց բացատրել բոլոր փորձերը և այդ թվում ամենից առաջ Մայքելսոնի փորձը, գիտնականների հետազոտական բնազդը, այնուամենայնիվ, բավարարված չէր, իսկ հարաբերականության սկզբունքի սահմանափակումը մեխանիկայի օրենքներով թվում էր խիստ արհեստական: Մյուս կողմից, այդ սահմանափակումն ինքնանպատակ չէր, այլ, ինչպես ցույց տրվեց § 1-ում, հետևում էր տարածության և ժամանակի վերաբերյալ նյուտոնյան պատկերացումներից և որպես հետևանք՝ Գալիլեյի ձևափոխություններից:

Էյնշտեյնը, ի տարբերություն մյուս գիտնականների, Մայքելսոնի փորձի արդյունքը բացատրելու համար չառաջարկեց չհիմնավորված վարկածներ, որոնց հիմնական նպատակն էր այդ փորձի արդյունքը համաձայնեցնել անշարժ եթերի և նրա հետ կապված արտոնյալ հաշվարկման համակարգի գոյության հետ: Էյնշտեյնը համարեց, որ հարաբերականության սկզբունքը ճիշտ է ոչ միայն մեխանիկայում, այլ նաև ամբողջ ֆիզիկայում: Հիմնվելով Մայքելսոնի փորձի վրա՝ Էյնշտեյնը եկավ այն եզրակացության, որ սկզբունքորեն հնարավոր չէ տարբերել, թե երկու համակարգերից որն է գտնվում դադարի վիճակում և որը շարժվում, այսինքն՝ տարբեր իներցիալ համակարգերում էլեկտրամագնիսական երևույթներն ընթանում են միատեսակ ձևով: Այս պնդումը ձևակերպվեց հարաբերականության հատուկ տեսության երկու կանխադրույթներում.

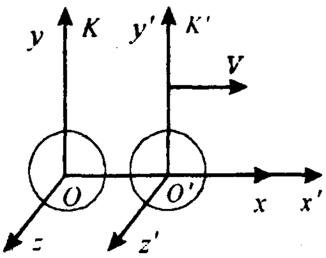
1. **Հարաբերականության կանխադրույթը:** Բնության յուրաքանչյուր օրենք միևնույն տեսքն ունի ցանկացած իներցիալ հաշվարկման համակարգում: Ասածը վերաբերում է ոչ միայն մեխանիկայի բնագավառին, այլև ամբողջ ֆիզիկայից, մասնավորապես՝ էլեկտրամագնիսական երևույթներին:

2. **Լույսի արագության հաստատուն լինելու կանխադրույթը:** Դատարկության մեջ լույսը բոլոր ուղղություններով տարածվում է միատեսակ (իզոտրոպ): Իներցիալ հաշվարկման համակարգերի նկատմամբ նրա արագությունը բացարձակ մեծություն է, որն անկախ է աղբյուրի արագությունից՝ $c = 3 \cdot 10^{10}$ *սմ/վ*:

Երկրորդ պնդումն առանձնացվում է որպես առանձին կանխադրույթ՝ ընդգծելու համար նոր տեսության կառուցման գործում իներցիալ համակարգերում լույսի արագության հաստատուն լինելու կարևորությունը: Ստորև ցույց կտրվի, որ ժամանակի վերաբերյալ էյնշտեյնյան պատկերացումների համար լույսի արագության հաստատուն լինելն ունի նույն դերը, ինչպիսին պինդ մարմնի գոյությունը՝ տարածության չափագրման համար:

Ցույց տանք, որ եթե նույնիսկ Գալիլեյի արագությունների գումարման (4) օրենքը ճիշտ լիներ միայն նյութական կետերի համար և լույսին չվերաբերեր, ապա միևնույնն է՝ նյուտոնյան տարածաժամանակային պատկերացումների սահմաններում երկրորդ կանխադրույթը կհակասեր առաջինին: Այդ բանը ցայտուն երևում է հետևյալ պարզ օրինակից, որը հայտնի է որպես լուսային զնդլորտի հարակարծություն (պարադոքս) [7]:

Ենթադրենք ունենք երկու իներցիալ K և K' համակարգեր, որոնք շարժվում են x առանցքի ուղղությամբ՝ միմյանց նկատմամբ V արագությամբ (նկ.4): Այն պահին, երբ այդ համակարգերի O և O' սկզբնակետերը համընկնում են, O կետում տեղի է ունենում լուսային ազդանշանի կարճատև բռնկում: t ժամանակ անց K համակարգում այդ ազդանշանի տարածման ճակատը կգտնվի $r = ct$ շառավղով գնդոլորտի մակերևույթի վրա, որի համար



Նկ. 4:

$$x^2 + y^2 + z^2 = (ct)^2 : \qquad (14)$$

Հարաբերականության կանխադրույթի համաձայն K' համակարգում նույն ազդանշանի տարածման ճակատը կգտնվի O' կենտրոնով և $r' = ct$ շառավղով գնդոլորտի մակերևույթի վրա, այսինքն՝

$$x'^2 + y'^2 + z'^2 = (ct)^2 :$$

Գալիլեյի ձևափոխությունների (3) բանաձևի վերջին արտահայտությունը կհանգի

$$(x - Vt)^2 + y^2 + z^2 = (ct)^2$$

տեսքի, որը հակասում է (14)-ին: Ստացվեց հարակարծություն, որը ցույց է տալիս, որ նյուտոնյան տարածաժամանակային պատկերացումների սահմաններում էյնշտեյնի երկու կանխադրույթներն անհամատեղելի են:

Որպեսզի պարզ դառնա այս դժվարության պատճառը, քննարկենք նույն օրինակն այն դեպքում, երբ O և O' կետերի համընկնելու պահին պայթում է O կետում դադարի վիճակում գտնվող նյութական կետը, որի բեկորներն այնուհետև հավասարաչափ տարածվում են բոլոր ուղղություններով: Նրանց տարածման ճակատը կլինի O կենտրոնով գնդոլորտի մակերևույթը, և դա չի հակասի հարաբերականության կանխադրույթին, քանի որ սկզբնական պահին K համակարգում նյութական կետը դադարի վիճակում էր, իսկ K'-ում նա շարժվում էր:

Այսպիսով, նյութական կետի սկզբնական շարժումն իր ազդեցությունն է թողնում բեկորների շարժման վրա, որոնց արագությունն անկախ չէ նյութական կետի արագությունից, որի պատճառով էլ, ի տարբերություն լուսային գնդոլորտի, տվյալ դեպքում հակասություն չի առաջանում:

Եթե լույսի տարածման դեպքում էլ ընդունեինք, որ նրա արագությունը, ինչպես մեխանիկայում, կախված է աղբյուրի շարժման արագությունից՝ այսինքն հրաժարվեինք երկրորդ կանխադրույթից, ապա ոչ մի հակասություն Գալիլեյի ձևափոխությունների հետ (կամ, որ նույնն է, նյուտոնյան տարածաժամանակային պատկերացումների հետ) չի առաջանա: Բայց լույսի արագության անկախությունն աղբյուրի արագությունից հետևում է Մաքսվելի հավասարումներից, և հրաժարվել երկրորդ կանխադրույթից նույնն է՝ թե հրաժարվել Մաքսվելի հավասարումներից: Ինչպես արդեն նշել ենք, որոշիչ խոսքը ֆիզիկայում փորձինն է: Եթե նույնիսկ մի պահ անտեսենք այն հիմնարար փորձերը, որոնք ընկած են Մաքսվելի տեսության հիմքում, ապա կրկնակի աստղերի դիտման հետ կապված դե-Սիտտերի փորձը [8] հաստատում է, որ լույսի արագությունը կախված չէ աղբյուրի արագությունից: Հետևաբար, փորձերը միայն հաստատում են երկրորդ կանխադրույթը: Էյնշտեյնի արտառոց համարձակությունը կայանում էր հենց նրանում, որ նա, չվախենալով երկու կանխադրույթների թվացող հակասությունից, ցույց տվեց, որ վերջինիս լուծումը պետք է փնտրել Գալիլեյի ձևափոխություններում: Այս կապակցությամբ նշենք, որ հարաբերականության տեսությունն ուսումնասիրելու համար անհրաժեշտ է ոչ միայն իմանալ ֆիզիկական երևույթները, որոնց բացատրության համար ստեղծվել է այդ տեսությունը (դրա համար ունենալով համապատասխան մաթեմատիկական պատրաստվածություն), այլ նաև, որ շատ կարևոր է, կարողանալ մեկ անգամ ևս համարձակորեն քննադատաբար վերանայել սովորական դարձած ֆիզիկական գաղափարները:

Լույսի արագության անկախությունն աղբյուրի շարժումից և նրա տարածման հնարավորությունը դատարկությունում, ինչպես նշեցինք, հետևում է Մաքսվելի տեսությունից և հաստատվում փորձով: Ճիշտ է, գոյություն չունի բացարձակ դատարկություն. նույնիսկ միջգալակտիկական տարածությունում նյութի խտությունը զրո չէ: Սակայն այդպիսի նոսր նյութում, որտեղ մասնիկների միջև եղած միջին հեռավորությունը շատ անգամ մեծ է ալիքի երկարությունից, այդ մասնիկները էլեկտրամագնիսական ալիքների տարածման համար չեն կարող կատարել այն դերը, որ կատարում են հոծ միջավայրում մեխանիկական (ձայնային) ալիքների տարածման դեպքում: Ուստի կարող ենք եզրակացնել, որ էլեկտրամագնիսական ալիքները, ի տարբերություն ձայնային ալիքների, տարածվում են նաև դատարկությունում: Քանի որ դատարկությունը հնարավոր չէ կապել որևէ համակարգի հետ, ապա լույսի արագությունը դատարկության մեջ բացարձակ մեծություն է: Պարզապես այս պնդումն անհամատեղելի է տարածության և ժամանակի նյուտոնյան պատկերացումների հետ:

Ֆիզիկայի այն բաժինը, որտեղ հարաբերականության սկզբունքը քննարկվում է միայն իներցիալ հաշվարկման համակարգերում, կոչվում է հարաբերականության հատուկ տեսություն, որը ձևակերպվել է 1905թ. Էյնշտեյնի կողմից: Այս տեսության հիմնական խնդիրն է տարածաժամանակային կապերի վերլուծությունը՝ հիմնված վերը բերված կանխադրույթների վրա, ուստի այն դուրս է գալիս էլեկտրադինամիկայի սահմաններից՝ դառնալով համաֆիզիկական տեսություն: Սակայն հարաբերականության հատուկ տեսությունը սովորաբար շարադրվում է էլեկտրադինամիկայի դասընթացում: Դա պայմանավորված է ոչ միայն նրանով, որ պատմականորեն այն ստեղծվել է էլեկտրադինամիկայի հիմնահարցերի առնչությամբ և էլեկտրադինամիկան իր հիմնական օրենքներով (Մաքսվելի հավասարումներով) ի սկզբանե բավարարում է այդ տեսության պահանջներին, այլ նաև նրանով, որ հարաբերականության հատուկ տեսության դրույթներն արդյունավետորեն կիրառվում են արագ շարժվող լիցքավորված մասնիկներին վերաբերող խնդիրներում:

Հարաբերականության սկզբունքը անհրաժեշտ է քննարկել նաև գրավիտացիոն դաշտի առկայությամբ: Այդ դեպքում ուսումնասիրության շրջանակները ընդլայնվում են նաև ոչ իներցիալ համակարգերի վրա: Իրոք, ծգողականության դաշտի ազդեցությամբ փորձարկվող մարմինը շարժվում է զանգվածից անկախ հաստատուն արագացումով: Բացի այդ, սովորաբար ծգողականության առկայությամբ հանդես է գալիս նաև պտտական շարժում, որը նույնպես հանգեցնում է հարաբերականության սկզբունքի քննարկման անհրաժեշտությանը ոչ իներցիալ համակարգերում: 1915թ. Էյնշտեյնի կողմից ստեղծվեց հարաբերականության ընդհանուր տեսությունը, որտեղ քննարկվում է հարաբերականության սկզբունքը հաշվարկման բոլոր համակարգերում՝ ներառյալ ոչ իներցիալները: Այդ տեսությունում քննարկվում են մեծ զանգված կամ մեծ խտություն ունեցող մարմինների ձգողականության դաշտերը: Այստեղ մենք չենք անդրադառնա այդ տեսությանը:

Արդեն նշել ենք, որ Գալիլեյի ձևափոխություններն անհամատեղելի են հարաբերականության հատուկ տեսության կանխադրույթների հետ: Հետևաբար, անհրաժեշտ են այնպիսի ձևափոխություններ, որոնք զերծ լինեն այդ թերությունից և փոքր արագությունների դեպքում $(V << c)$ հանգեն Գալիլեյի ձևափոխություններին: Այդ խնդիրը լուծելու համար Էյնշտեյնը ցույց տվեց, որ նախ անհրաժեշտ է տալ հստակ սահմանումներ, թե ինչպես չափել անշարժ և շարժվող մարմինների երկարությունները, ինչպես համաձայնեցնել տարբեր կետերում տեղադրված ժամացույցների աշխատանքը կամ, որ նույնն է, այդպիսի կետերում տեղի ունեցած ո՞ր պատահարները համարել միաժամանակյա, ինչպե՞ս համեմատել երկու պատահարների միջև ժամանակահատվածը տարբեր իներցիալ համակարգերում: Այս հարցերին է նվիրված հաջորդ պարագրաֆը:

§ 4. ՏԱՐԱԾՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԺԱՄԱՆԱԿԻ ՉԱՓԱԳՐՈՒՄԸ ԸՍՏ ԷՅՆՇՏԵՅՆԻ

Տարածության և ժամանակի չափագրումը հարաբերականության տեսության հիմնաքարն է: Համաձայն Էյնշտեյնի, նախ անհրաժեշտ է տալ հստակ սահմանումներ, թե ինչպես կատարել այդ չափագրումը: Առաջին հայացքից թվում է, թե խոսքը շատ պարզ գաղափարների մասին է: Սակայն այդպիսի սահմանումների ձևակերպումը ոչ թե ցանկություն է, այլ անհրաժեշտություն: Իրոք, հենց դրանց բացակայությունը Նյուտոնյան տեսությունում հանգեցրեց այն անորոշություններին և դժվարություններին, որոնք այդ տեսությունը անհամատեղելի դարձրեցին հարաբերականության հատուկ տեսության արդեն իսկ փորձով հաստատված կանխադրույթների հետ:

Սկսենք այն պարզ հարցից, թե ինչպես չափել անշարժ մարմնի երկարությունը: Նշենք, որ համաձայն հարաբերականության հատուկ տեսության դրույթների, ընդհանուր առմամբ, գոյություն չունեն բացարձակ պինդ մարմիններ: Նախ անհրաժեշտ է տալ այդպիսի մարմնի սահմանումը: Բացարձակ պինդ (կամ չդեֆորմացվող) պետք է համարել այն մարմինը, որից պատրաստած ձողի մեկ ծայրը շարժելիս մյուս ծայրը սկսում է շարժվել նրա հետ միաժամանակ: Հաջորդ պարագրաֆում ցույց կտրվի, որ, համաձայն հարաբերականության տեսության, բնության մեջ չկան լույսի արագությունից մեծ արագություններ: Հետևաբար, ձողի մյուս ծայրը չի կարող շարժվել առաջինի հետ միաժամանակ, քանի որ նյութի մասնիկների միջև փոխազդեցության տարածման արագությունը չի կարող գերազանցել լույսի արագությունը: l երկարություն ունեցող ձողի ծայրը կշարժվի ուշացումով՝ $\tau_{ուշ} \geq l/c$, որը և նշանակում է, որ գոյություն չունի բացարձակ չդեֆորմացվող մարմին: Սակայն, եթե ձողը շարժենք լույսի արագությունից շատ փոքր արագությամբ $(v/c << 1)$, ապա այդ դեֆորմացիայի մեծությունը նույնպես կլինի շատ փոքր՝

$$\Delta l/l \leq v/c,$$

և զրոյական մոտավորությամբ կարելի է պնդել, որ մարմինը բացարձակ պինդ է: Ունենալով այդպիսի մարմնից պատրաստված երկարության չափանմուշ՝ նրա միջոցով կարող ենք որոշել անշարժ մարմնի երկարությունը:

Սրան համարժեք է նաև անշարժ մարմնի երկարությունը չափելու մեկ այլ սահմանում, որը հետևյալն է:

Դեկարտյան կոորդինատական առանցքները տրոհենք չափանմուշի երկարության հատվածների և տրոհման կետերից տանենք միմյանց զուգահեռ հարթությունների երեք ընտանիքներ, որոնց հատումները կտրոհեն ամբողջ տարածությունը կոորդինատական ցանցի: Այդ ցանցի գագաթները կորոշվեն երեք թվերով, որոնք ցույց են տալիս, թե չափանմուշը քանի անգամ է տեղադրվել համապատասխան ուղղությամբ: Կոտորակային թվերով կարելի է բնորոշել նաև կոորդինատական ցանցի միջանկյալ կետերը: Այսպիսով, տարածության բոլոր կետերը կբնորոշվեն x, y, z երեք թվերով՝ կոորդինատներով: Եթե անշարժ ձողի ծայրերը համապատասխանաբար գտնվում են $(x_1,\ y_1,\ z_1)$ և $(x_2,\ y_2,\ z_2)$ կետերում, ապա նրա l երկարությունը, ըստ սահմանման, կլինի՝

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

Բերված սահմանումը վերաբերում է բոլոր իներցիալ համակարգերին: Հարց է առաջանում. ինչպես ընտրել այդպիսի համակարգերում երկարության նույն չափանմուշը: Դա կարելի է անել, եթե չափանմուշը տեղադրվի շարժման ուղղությանն ուղղահայաց և նրա երկու ծայրերից միաժամանակ նշում արվի շարժվող համակարգի համապատասխան առանցքի վրա:

Անցնենք ժամանակի հետ առնչվող հարցերին: Նյութական կետի շարժումը նկարագրվում է նրա կոորդինատի ժամանակից կախվածությամբ՝ $\boldsymbol{r}(t)$ ֆունկցիայով, որը ֆիզիկական իմաստ ունի միայն այն դեպքում, երբ նախապես պարզված է, թե ի՞նչ է ժամանակը: Սովորաբար ժամանակը նույնացվում է այն ժամացույցի ցուցմունքի հետ, որի մոտ տեղի է ունեցել պատահարը: Բայց մարմինը ժամանակի տարբեր պահերին գտնվում է տարածության տարբեր կետերում: Հետևաբար հարց է առաջանում. ո՞ր կետի ժամացույցի ցուցմունքը տեղադրել շարժման օրենքում: Նյուտոնյան մեխանիկայում որպես ժամանակ ընդունում են դիտորդի ժամացույցի ցուցմունքը: Սակայն երբ դիտորդն իր ժամացույցի միջոցով որոշում է տարբեր կետերում գտնվող նյութական կետի դիրքերը, ապա հաշվի չի առնվում $\tau_{ուշ}$ ուշացման ժամանակը՝ այն ժամանակահատվածը, որն անհրաժեշտ է, որպեսզի լույսը տարածվի այդ կետից մինչև դիտորդը՝ $\tau_{ուշ}=r/c$: Դա ճիշտ կլիներ, եթե լույսի արագությունը լիներ անվերջ: Հետաքրքիր է նշել, որ Ռյոմերի կողմից լույսի արագության չափումը (1675թ.) կատարվել է Նյուտոնի մեխանիկային վերաբերող հիմնարար աշխատության հրապարակումից (1687թ.) ավելի քան տասը տարի առաջ: Ինչևէ, լույսի արագության համեմատ փոքր արագությունների $(v<<c)$ և ոչ շատ մեծ հեռավորությունների դեպքում նյուտոնյան մոտեցումը չէր առաջացնում զգալի սխալ: Սակայն նյուտոնյան մեխանիկայում առկա էր ժամանակի հետ կապված նշված անորոշությունը: Հենց այս պարզ, բայց և շատ նուրբ հարցին առաջինն ուշադրություն դարձրեց Էյնշտեյնը (1905թ.) հարաբերականության հատուկ տեսությանը նվիրված իր հիմնարար աշխատությունում: Այստեղ կհետևենք այդ աշխատության հիմնական դրույթներին:

Բոլոր այն դեպքերում, երբ հանդես է գալիս ժամանակը, դատողություններ են արվում երկու միաժամանակ տեղի ունեցած երևույթների վերաբերյալ, որոնցից մեկը ժամացույցի ցուցմունքն է, իսկ մյուսը՝ այդ ժամացույցի մոտ ցուցմունքի պահին տեղի ունեցած պատահարը: Ժամացույցի այդ ցուցմունքը նույնացվում է տեղի ունեցած պատահարի ժամանակի հետ:

Իսկ ինչպե՞ս վարվել այն դեպքում, երբ պատահարը տեղի է ունեցել ժամացույցից հեռու գտնվող կետում: Եթե այս դեպքում էլ, ինչպես նախորդում, պատահարի ժամանակը նույնացվի ժամացույցի այն ցուցմունքի հետ, երբ հեռվում տեղի ունեցած պատահարից լույսը հասնում է դիտորդին, ապա լույսի արագության վերջավոր լինելու հետևանքով այդպիսի համադրումն անկախ չի լինի այն կետի կոորդինատներից, որտեղ տեղի է ունեցել պատահարը: Հետևաբար, անհրաժեշտություն է առաջանում տարածության բոլոր կետերում ունենալ ժամացույցներ, որոնց ցուցմունքով էլ կարելի է որոշել այդ կետերում տեղի ունեցած պատահարների ժամանակը: Բայց այդպիսի ժամացույցներն իմաստ կունենան միայն այն դեպքում, եթե նրանք աշխատեն համաձայնեցված՝ համաժամանակ (սինքրոն): Ընդ որում ժամացույցների համաժամանակյա լինելը պետք է սահմանվի այնպես, որ դա հնարավոր լինի ստուգել ցանկացած պահին, առանց ժամացույցների տեղաշարժի: Բացի այդ, քանի դեռ չի տրված համաժամանակ աշխատող ժամացույցների սահմանումը և, հետևաբար, հստակ չի սահմանված ժամանակը, ապա անիմաստ է խոսել արագության մասին, այսինքն՝ առանց ժամանակի հստակ սահմանման արագությունը նույնպես անորոշ է: Հետևաբար համաժամանակացման սահմանումը պետք է տրվի առանց արագության մասնակցության, մասնավորապես առանց լույսի արագության: Հակառակ դեպքում կունենանք փակ շղթա:

Եվ այսպես, ժամացույցների համաժամանակացման համար Էյնշտեյնը առաջարկում է հետևյալ մտային փորձը:

Ենթադրենք որևէ իներցիալ համակարգի կամայական A և B կետերում տեղադրված են երկու միատեսակ ժամացույցներ, որոնց ցուցմունքներով կարելի է որոշել այդ կետերում տեղի ունեցած պատահարների ժամանակները: Անվանենք այդ ժամանակները համապատասխանաբար “A-ժամանակ” և “B-ժամանակ”: Իսկ ինչպե՞ս սահմանել A և B կետերի համար ընդհանուր ժամանակ, չէ՞ որ միայն այդ դեպքում ժամանակը կունենա իմաստ: Այդ բանին կարելի է հասնել, եթե սահմանենք, որ A-ից B լույսի անցնելու ժամանակը հավասար է B-ից A լույսի անցնելու ժամանակին: Այսպես, ենթադրենք “A- ժամանակի” t_A պահին լույսի ճառագայթը տարածվում է A կետից B կետ, իսկ B-ից հակառակ ուղղությամբ անդրադառնում է “B-ժամանակի” t_B պահին և հասնում է նորից A կետ “A-ժամանակի” t'_A պահին: Ըստ սահմանման, A և B կետերի ժամացույցները կաշխատեն համաժամանակ, եթե

$$t_B - t_A = t'_A - t_B,$$

որտեղից

$$t_B = (t_A + t'_A)/2: \qquad (15)$$

Ենթադրվում է, որ վերը բերված համաժամանակացման սահմանումը կարելի է տալ տարածության ցանկացած կետի համար, հետևաբար, տեղի ունեն հետևյալ դրույթները.

1. Եթե A ժամացույցը համաժամանակ է B ժամացույցի հետ, ապա B ժամացույցն էլ համաժամանակ է A ժամացույցի հետ:

2. Եթե A ժամացույցը համաժամանակ է ինչպես B, այնպես էլ C ժամացույցների հետ, ապա B և C ժամացույցները համաժամանակ են միմյանց հետ: Սա հայտնի է որպես տարանցիկության հատկություն:

Այժմ, երբ տրվեց դադարի վիճակում գտնվող համաժամանակ աշխատող ժամացույցների սահմանումը, կարելի է տալ նաև այնպիսի կարևոր ֆիզիկական գաղափարների սահմանումներ, ինչպիսիք են *միաժամանակությունը* և *ժամանակը*:

Միաժամանակ են կոչվում այն պատահարները, որոնք իրենց մոտ տեղադրված դադարի վիճակում գտնվող համաժամանակ աշխատող ժամացույցների ցուցմունքներով տեղի են ունեցել ժամանակի միևնույն պահին:

Պատահարի «ժամանակը» այդ պատահարի մոտ տեղադրված և տարածության մյուս կետերի հետ համաժամանակ աշխատող ժամացույցի ցուցմունքն է այն պահին, երբ տեղի է ունենում պատահարը:

Ունենալով համաժամանակ աշխատող ժամացույցներ՝ կարելի է տալ նաև ցանկացած արագության սահմանում: Մասնավորապես լույսի արագության համար, ըստ վերը բերված մտային փորձի, կունենանք՝

$$c = 2l/\left(t'_A - t_A\right), \tag{16}$$

որտեղ l-ը A և B կետերի մեջ եղած հեռավորությունն է: Համաձայն փորձի, այս մեծությունը բացարձակ հաստատուն է: Այս պնդումը հարաբերականության հատուկ տեսության երկրորդ կանխադրույթի բովանդակությունն է:

Նշենք, որ սկզբունքորեն ճիշտ կլիներ այդ կանխադրույթը ձևակերպել համաժամանակության սահմանումից հետո: Հենց այդպես է վարվել Էյնշտեյնը իր հիմնարար աշխատությունում:

Վերը բերված բոլոր սահմանումները, համաձայն առաջին կանխադրույթի, վերաբերում են բոլոր իներցիալ համակարգերին:

Այժմ պայմանավորվենք, թե ինչպես պետք է կատարել չափումներ շարժվող մարմինների դեպքում: Ենթադրենք ունենք x առանցքով ուղղված ձող, որի երկարությունը դադարի վիճակում l_0 է և որը շարժվում է այդ ուղղությամբ V հաստատուն արագությամբ: Դադարի վիճակում գտնվող դիտորդը x առանցքի տարբեր կետերում տեղադրված համաժամանակ աշխատող ժամացույցների ցուցմունքների միջոցով որոշում է, թե որ x_1 և x_2 կետերում էին գտնվում ձողի սկիզբը և վերջը ժամանակի միևնույն պահին: $x_2 - x_1 = l$ տարբերությունը, ըստ սահմանման, կլինի շարժվող ձողի երկարությունը: Հետագայում ցույց կտանք, որ այդ մեծությունը տարբերվում է դադարի վիճակում գտնվող ձողի l_0 երկարությունից:

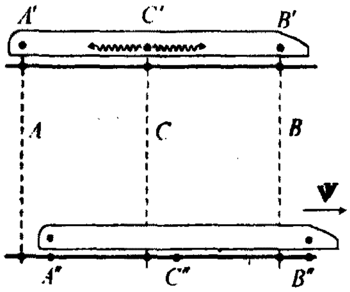
Այստեղ կարևոր է նշել հետևյալ հանգամանքը. եթե անշարժ ձողի երկարությունը չափվում է միայն երկարության չափանմուշի միջոցով, ապա շարժվող ձողի դեպքում չափման մեջ մասնակցություն են ունենում նաև համաժամանակ աշխատող ժամացույցները:

Նմանապես կարելի է որոշել նաև պատահարի տևողությունը, եթե այն տեղի է ունեցել շարժվող համակարգում: Այսպես, ենթադրենք x'_0 կետում, երբ այն գտնվում է անշարժ համակարգի x_1 կետի մոտ, այդ կետում տեղադրված անշարժ ժամացույցի ցուցմունքի t_1 պահին սկսվել է որևէ պատահար, որն ավարտվել է նույն x'_0 կետում, երբ վերջինս, V հաստատուն արագությամբ շարժվելով, տեղափոխվել է անշարժ համակարգի x_2 կետ: Այդ կետում տեղադրված x_1 կետի ժամացույցի հետ համաժամանակ աշխատող ժամացույցի ցուցմունքը այդ պահին եղել է t_2: Այդ դեպքում շարժվող համակարգում տեղի ունեցող պատահարի տևողությունը, ըստ սահմանման, կլինի $\Delta t = t_2 - t_1$:

Ուշադրություն դարձնենք հետևյալ հանգամանքին. եթե շարժվող մարմնի հետ կապված համակարգում այս ժամանակահատվածը որոշվում է մարմնի մոտ գտնվող ժամացույցի ցուցմունքների տարբերությամբ, ապա անշարժ համակարգում այն կորոշվի երկու տարբեր կետերում գտնվող համաժամանակ աշխատող ժամացույցների ցուցմունքների տարբերությամբ:

Այսպիսով, վերը տրվեցին սահմանումներ, թե ինչպես պետք է չափել երկարությունը և ժամանակը՝ ինչպես անշարժ, այնպես էլ շարժվող մարմինների դեպքում: Համաձայն հարաբերականության կանխադրույթին, այդ սահմանումները վերաբերում են բոլոր իներցիալ համակարգերին: Մնացել է չլուծված հիմնական հարցը. ինչպե՞ս են կապված պատահարի կոորդինատները և ժամանակը երկու այդպիսի համակարգերում: Այս հարցի պատասխանը Նյուտոնյան մեխանիկայում տրվում էր Գալիլեյի ձևափոխությունների միջոցով, որտեղ t ժամանակը համարվում էր միևնույնը բոլոր իներցիալ համակարգերում: Պարզենք, որն է դրա հիմքը: Նյուտոնյան մեխանիկայում էլ, եթե ասում ենք *միևնույն կետում* տեղի է ունեցել երկու պատահար, ապա *միևնույն կետ* հասկացությունը հարաբերական է: Այսպես՝ ենթադրենք ունենք ուղղագիծ հավասարաչափ շարժվող գնացք և նրա x_0' կետում ժամանակի տարբեր պահերին տեղի է ունեցել երկու պատահար: Կառամատույցի վրա գտնվող դիտորդի տեսակետից այդ պատահարները տեղի կունենան տարբեր կետերում, որտեղ հաջորդաբար գտնվել էր շարժվող գնացքի x_0' կետը: Հետևաբար, *միևնույն կետ* սահմանումը հարաբերական է: Սակայն եթե գնացքի տարբեր երկու կետերում *միաժամանակ* տեղի է ունեցել երկու պատահար, ապա, համաձայն Նյուտոնյան պատկերացումների, կառամատույցի վրա գտնվող դիտորդի տեսակետից այդ պատահարները նույնպես տեղի կունենան միաժամանակ, ինչն էլ արտացոլված է Գալիլեյի ձևափոխություններում որպես բացարձակ t ժամանակ:

Ցույց տանք, որ երկրորդ կանխադրույթից հետևում է, որ երկու պատահար կարող է տեղի ունենալ միաժամանակ մեկ իներցիալ համակարգում և ոչ միաժամանակ մյուսում: Այսինքն՝ համաձայն հարաբերականության տեսության, *միաժամանակ* լինելը, հետևաբար և ժամանակը, նույնպես հարաբերական է՝ չկա բացարձակ ժամանակ՝ $t \neq t'$:



Նկ. 5:

Ասածը ցույց տանք v հաստատուն արագությամբ ուղղագիծ շարժվող գնացքի օրինակով (էյնշտեյնի օրինակը), որի $A'B'$ երկարությունը սեփական համակարգում l_0 է: Ենթադրենք գնացքի C' կենտրոնում տեղադրված և նրա մյուս կետերի հետ համաժամանակ աշխատող ժամացույցի t_0' ցուցմունքի պահին դեպի նրա A' և B' ծայրերն սկսում են տարածվել լույսի ճառագայթներ: Այդ պահին գնացքի A', C', B' կետերը համապատասխանաբար համընկնում են կառամատույցի A, C, B կետերի հետ (նկ. 5) և այդ կետերում տեղադրված համաժամանակ աշխատող ժամացույցների ցուցմունքը t_0 է: Գնացքում գտնվող դիտորդը կասի, որ գնացքի A' և B' ծայրերին լույսը կհասնի միաժամանակ, քանի որ երկու դեպքում էլ նրա անցած ճանապարհը $(l_0/2)$ է և լույսի արագությունը, համաձայն երկրորդ կանխադրույթի, c է: Այդ պահին A' և B' կետերում տեղադրված ժամացույցների ցուցմունքը կլինի՝

$$t_{A'} = t_{B'} = t'_0 + l_0/2c :$$

Այլ կլինի կառամատույցում գտնվող դիտորդի տեսակետը: Երբ լույսը հասնում է գնացքի ծայրերին, այդ կետերը համապատասխանաբար կգտնվեն կառամատույցի A'', B'' դիրքերում: Հետևաբար՝ անշարժ համակարգում լույսի ճառագայթը դեպի գնացքի վերջն անցել է CA'' ճանապարհ, իսկ դեպի սկիզբը՝ CB'', և քանի որ, համաձայն երկրորդ կանխադրույթի, այս դեպքում էլ լույսի արագությունը c է, ապա ժամացույցները, որոնք գտնվում են կառամատույցում A'' և B'' կետերի մոտ, ցույց կտան $t_{A''} = t_0 + (l/2)/(c+v)$, $t_{B''} = t_0 + (l/2)/(c-v)$ ժամանակները, որտեղից հետևում է, որ անշարժ համակարգում այդ նույն երկու պատահարները տեղի են ունենում ոչ միաժամանակ: Բերված արտահայտություններում l-ը շարժվող գնացքի երկարությունն է, որը որոշվում է կառամատույցի B և A կետերի կոորդինատների տարբերությամբ, երբ այդ կետերում տեղադրված համաժամանակ աշխատող ժամացույցների ցուցմունքները նույնն են: Ընթերցողին չպետք է զարմացնի, որ շարժվող գնացքի երկարությունն իրեն ամրացված համակարգում l_0 է, իսկ կառամատույցին ամրացվածում՝ l, քանի որ, ինչպես նշվեց վերևում, անշարժ և շարժվող ձողը (կամ գնացքը) չափվում են տարբեր եղանակներով և ոչ մի տեղից չի հետևում, որ այդպիսի չափումների արդյունքները պետք է լինեն նույնը: Այս հարցն առանձին կքննարկվի § 6-ում:

Այսպիսով՝ *միաժամանակություն* հասկացությունը նույնպես հարաբերական է, որը նշանակում է, որ հարաբերական է նաև ժամանակը: Հետևաբար, տարբեր իներցիալ համակարգերում որևէ պատահար նկարագրելիս կոորդինատների հետ միաժամանակ պետք է ձևափոխել նաև ժամանակը:

Այժմ, երբ ցույց տրվեց ժամանակի հարաբերական լինելը, պարզ է դառնում նախորդ պարագրաֆում քննարկված լուսային գնդոլորտի հարակարծության առաջացման պատճառը: Հիշեցնենք, որ գնդոլորտի մակերևույթն այն կետերի համախումբն է, որոնց լույսը սկզբնակետերից հասնում է միաժամանակ: Մյուս կողմից, չէինք սահմանել, թե ի՞նչ ենք հասկանում *միաժամանակ* ասելով: Իրոք, օգտագործելով երկու իներցիալ համակարգերում միևնույն t ժամանակը, փաստորեն առանց ապացույցի ընդունում էինք բացարձակ միաժամանակությունը, որը, ինչպես ցույց տրվեց, ճիշտ չէ:

Իրականում, իհարկե, սկզբնակետից տարածվող լույսի ճակատը երկու համակարգերում էլ կգտնվի գնդոլորտների մակերևույթների վրա: Սակայն դրանք տարբեր գնդոլորտներ են: Մի դեպքում՝ դա այն կետերի համախումբն է, որոնց լույսը հասնում է O կետից այդ համակարգի ժամանակով t պահին: Այդ գնդոլորտի շառավիղը հավասար կլինի ct-ի՝

$$x^2 + y^2 + z^2 = (ct)^2 : \qquad (17)$$

Իսկ մյուս դեպքում՝ այն կետերի համախումբը, որոնց O' կետից (երբ վերջինը համընկնում էր O կետի հետ) լույսը հասնում է այդ համակարգի ժամանակով t' ժամանակի պահին: Այդ երկրորդ գնդոլորտի շառավիղը հավասար է ct'-ի՝

$$x'^2 + y'^2 + z'^2 = (ct')^2 : \qquad (18)$$

Այսինքն՝ միևնույն կետից դուրս եկած լուսային ալիքի ճակատը տարբեր իներցիալ համակարգերում տարբեր կետերի բազմություններ են:

§ 5. ԼՈՐԵՆՑԻ ՁԵՎԱՓՈԽՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Արտածենք այն ձևափոխությունները, որոնք կփոխարինեն Գալիլեյի ձևափոխությունները և համատեղելի կլինեն հարաբերականության հատուկ տեսության կանխադրույթների հետ: Այդ խնդիրը սովորաբար լուծվում է մի մասնավոր դեպքի համար, երբ K' իներցիալ համակարգը K համակարգի նկատմամբ շարժվում է x առանցքի ուղղությամբ V հաստատուն արագությամբ այնպես, որ y' և z' առանցքները մնում են զուգահեռ համապատասխանաբար y և z առանցքներին (նկ.2): Նշենք, որ այս մասնավոր դեպքի ստացված արդյունքը հեշտությամբ ընդհանրացվում է նկ. 1-ում բերված ընդհանուր դեպքի համար:

Ենթադրենք որևէ պատահար ըստ K համակարգում գտնվող դիտորդի տեղի է ունեցել (x, y, z) կետում ժամանակի t պահին, իսկ ըստ K'-ում գտնվող դիտորդի՝ (x', y', z') կետում ժամանակի t' պահին: Անհրաժեշտ է կապ գտնել (x, y, z, t) և (x', y', z', t') քառյակների միջև, այսինքն՝ գտնել հետևյալ չորս ֆունկցիաների տեսքը, որոնք կապ են հաստատում K և K' համակարգերի միջև՝

$$x' = f_1(x, y, z, t), \; y' = f_2(x, y, z, t), \; z' = f_3(x, y, z, t), \; t' = f_4(x, y, z, t):$$

Այս ֆունկցիաների տեսքը որոշելիս կելնենք մի շարք պահանջներից.

ա) երկու համակարգերի ժամացույցների սլաքները տեղադրենք այնպես, որ երբ K համակարգի O սկզբնակետը համընկնի K' համակարգի O' սկզբնակետի հետ, այդ կետերում տեղադրված ժամացույցները ցույց տան $t = t' = 0$ ժամանակը, այսինքն՝ $x = y = z = t = 0$ պատահարին համապատասխանի $x' = y' = z' = t' = 0$ պատահարը;

բ) f_1, f_2, f_3, f_4-ը գծային ֆունկցիաներ են: Այս պահանջը հետևում է այն պայմանից, որ տարածաժամանակային բոլոր կետերը ֆիզիկորեն համարժեք են, այսինքն՝ տարածության ցանկացած կետ կարելի է ընտրել որպես կոորդինատական առանցքների սկզբնակետ և ժամանակի ցանկացած պահ՝ որպես ժամանակի հաշվարկի սկիզբ: Նշված պայմանը կարելի է բավարարել, եթե ձևափոխության ֆունկցիաները գծային են: Ցույց տանք ասածը որևէ կոորդինատի համար: Այսպես, դիցուք $x' = f(x)$: K համակարգում սկզբնակետը տեղափոխենք a-ով՝ $x = \xi + a$: K' համակարգում սկզբնակետը տեղափոխենք b-ով՝ $x' = \xi' + b$: Այդ դեպքում $\xi' + b = f(\xi + a)$: Եթե f-ը գծային է, ապա $f(\xi + a) = f(\xi) + f(a)$: Ընտրելով $b = f(a)$՝ կստանանք $\xi' = f(\xi)$: Այսինքն՝ K համակարգի սկզբնակետի տեղափոխման և K'-ում սկզբնակետի համապատասխան տեղափոխման դեպքում ձևափոխության տեսքը չի փոխվում: Հենց այդ էլ նշանակում է, որ բոլոր կետերը համարժեք են: Բայց դա ստացվեց այն պահանջից, որ $f(x)$ ֆունկցիան լինի գծային:

Այսպիսով, բոլոր f_i ֆունկցիաները գծային համասեռ (ազատ անդամ չունեցող) ֆունկցիաներ են, քանի որ միայն այդ դեպքում է, որ O և O' կետերի համընկնելու պահին ժամացույցների ցուցմունքները կլինեն զրոյական:

Նշենք մի կարևոր հանգամանք. ձևափոխության ֆունկցիաների գծայնության շնորհիվ որևէ իներցիալ համակարգում մարմնի ուղղագիծ հավասարաչափ շարժումը մնում է այդպիսին նաև ցանկացած այլ իներցիալ համակարգում:

Գտնենք այդ ձևափոխությունների գործակիցները: Ընդհանուր դեպքում ունենք

$$x' = a_{11}x + a_{12}y + a_{13}z + a_{14}t\,,$$
$$y' = a_{21}x + a_{22}y + a_{23}z + a_{24}t\,,$$
$$z' = a_{31}x + a_{32}y + a_{33}z + a_{34}t\,,$$
$$t' = a_{41}x + a_{42}y + a_{43}z + a_{44}t\,:$$

Տասնվեց անհայտ a_{ik} գործակիցների թիվը զգալիորեն կպակասի, եթե հաշվի առնվի K և K' համակարգերի համաչափությունը: Այսպես, քննարկվող դեպքում (նկ.2) $y = 0$ հարթությանը համապատասխանում է $y' = 0$ հարթությունը, իսկ $z = 0$-ին՝ $z' = 0$ հարթությունը: Հետևաբար՝

$$y' = \varepsilon y\,, \qquad z' = \varepsilon z\,: \tag{19}$$

Այստեղ երկու դեպքում էլ գրեցինք նույն ε գործակիցը, քանի որ y և z ուղղությունները հավասարազոր են շարժման ուղղության նկատմամբ:

$x' = 0$ հարթությունը ժամանակի t պահին համընկնում է $x = Vt$ հարթության հետ, այսինքն՝

$$x' = \gamma(x - Vt)\,: \tag{20}$$

Նմանապես՝ $x = 0$ հարթությունը ժամանակի t' պահին համընկնում է $x' = -Vt'$ հարթության հետ, որը կարելի է արտահայտել

$$x = \gamma(x' + Vt') \tag{21}$$

առնչությամբ: (20)-ում և (21)-ում գրեցինք նույն γ գործակիցը բավարարելու համար հարաբերականության կանխադրույթը: (21)-ից ունենք

$$t' = (x/\gamma' - x')/V\,:$$

Այստեղ (20)-ից տեղադրելով x'-ը՝ կստանանք

$$t' = \gamma\left[t - \left(1 - \frac{1}{\gamma^2}\right)\frac{x}{V}\right]: \tag{22}$$

Այսպիսով, խնդրի լուծումը հանգեցվեց γ և ε գործակիցների որոշմանը: Եթե (19)-ը, (20)-ը և (22)-ը տեղադրենք (18)-ի մեջ և պահանջենք, որ այն համընկնի (17)-ի հետ, γ և ε գործակիցների համար կստանանք՝

$$\gamma = 1\Big/\sqrt{1 - \beta^2}\;,\; \varepsilon = 1\,: \tag{23}$$

(23)-ն ստանալիս հաշվի առնվեց, որ $V = 0$ դեպքում $\gamma = \varepsilon = 1$: Տեղադրելով (23)-ը (19)-ի, (20)-ի և (22)-ի մեջ՝ կստանանք որոնելի խնդրի լուծումը, որը երկու տարբեր իներցիալ համակարգերում կապեր է հաստատում ցանկացած պատահարի կոորդինատների և ժամանակի միջև: Այդ կապերի համար ստացվում են (13) բանաձևերը, որոնք, ինչպես արդեն նշել ենք § 4-ում, Էյնշտեյնից առաջ ստացել էր Լորենցը որպես ձևական բանաձևեր, որոնք աղբյուրներից ազատ տարածությունում $(\rho = j = 0)$ մեկ իներցիալ համակարգից մյուսին անցնելիս Մաքսվելի հավասարումները թողնում էին անփոփոխ: Էյնշտեյնը, ինչպես հետևում է բերված արտածումից, ելել է միայն իր կողմից առաջադրված հարաբերականության հատուկ տեսության կանխադրույթներից և տարածաժամանակային պատկերացումներից:

Օգտվելով հարաբերականության կանխադրույթից և փոխարինելով V-ն $-V$-ով, (13)-ից կստանանք մի համակարգից մյուսին անցնելու հակադարձ ձևափոխությունները.

$$x = \frac{x' + Vt'}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}, \quad y = y', \quad z = z', \quad t = \frac{t' + \left(V/c^2\right)x'}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}: \tag{24}$$

Երբ $c \to \infty$, (13) բանաձևերը հանգում են Գալիլեյի ձևափոխություններին:

Լորենցի ձևափոխություններից հետևում է, որ դրանք իմաստ ունեն, երբ $V < c$, այսինքն՝ գոյություն չունի ոչ մի հաշվարկման համակարգ, որը շարժվի լույսի արագությանը հավասար կամ դրանից մեծ արագությամբ:

Ցույց տանք, որ ոչ մի ֆիզիկական ազդանշանի արագություն չի կարող գերազանցել լույսի արագությունը: Ասածը հեշտ է ապացուցել, եթե պահանջենք, որ պատճառականության սկզբունքը պետք է գործի բոլոր իներցիալ համակարգերում: Այսինքն, ցանկացած իներցիալ համակարգում տեղի է ունենում նախ պատճառը, ապա՝ հետևանքը: Այդ դեպքում ազդանշանի տարածման արագությունը պետք է փոքր լինի կամ հավասար լույսի արագությանը: Իսկապես, ենթադրենք K համակարգում x_1 և x_2 կետերում տեղի է ունեցել երկու պատահար համապատասխանաբար ժամանակի t_1 և t_2 պահերին, ընդ որում երկրորդն առաջինի հետևանքն է: Ֆիզիկական ազդանշանի տարածման արագությունը, ըստ սահմանման՝ $u_x = (x_2 - x_1)/(t_2 - t_1)$, $(t_2 > t_1)$: K' համակարգում այդ երկու պատահարների t_2' և t_1' ժամանակների համար Լորենցի ձևափոխություններից կստանանք՝

$$t_2' = \frac{t_2 - \left(V/c^2\right)x_2}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}, \qquad t_1' = \frac{t_1 - \left(V/c^2\right)x_1}{\sqrt{1 - V^2/c^2}},$$

որտեղից

$$t_2' - t_1' = (t_2 - t_1)\frac{1 - \left(V/c^2\right)u_x}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}:$$

Որպեսզի ապահովվի պատճառականության սկզբունքի պահանջը՝ $t_2' - t_1' > 0$, անհրաժեշտ է, որ

$$1 - \left(V/c^2\right)u_x > 0,$$

որը տեղի կունենա, եթե $u_x \le c$: Այսպիսով՝ կամայական ֆիզիկական ազդանշանի արագությունը չի կարող մեծ լինել լույսի արագությունից:

Սակայն կարելի է բերել օրինակներ, երբ ձևականորեն արագությունները մեծ են լույսի արագությունից: Այսպես, ռենտգենյան ալիքների բեկման ցուցիչը մեկից փոքր է: Քանի որ բեկման ցուցիչը դատարկությունում լույսի արագության հարաբերությունն է նրա արագությանը միջավայրում, ապա ստացվում է, որ նշված դեպքում վերջինս մեծ է լույսի արագությունից դատարկությունում: Այստեղ չկա հակասություն հարաբերականության հատուկ տեսության հետ, քանի որ խոսքը լույսի փուլային արագության մասին է: Եթե ունենք հաստատված վիճակում անսահման սինուսոիդային ալիքներ, ապա ալիքի հանգույցն իրոք կարող է տարածվել ավելի մեծ արագությամբ, քան լույսի արագությունը դատարկությունում: Սակայն այդ արագությամբ հնարավոր չէ հաղորդել որևէ տեղեկատվություն, ինչը իրագործելու համար անհրաժեշտ է խախտել ալիքների տարածման հաստատված վիճակը: Իսկ այդ դեպքում արդեն բեկման ցուցիչով չի որոշվում տեղեկատվություն հաղորդող ալիքների արագությունը:

Կանգ առնենք մի կարևոր հարցի վրա. կարո՞ղ է բնության մեջ գոյություն ունենալ մեկ այլ երևույթ (պրոցես, փոխազդեցություն), որը դատարկությունում տարածվի աղբյուրի շարժումից անկախ (ինչպես լույսը), բայց այլ արագությամբ: Հեշտ է տեսնել, որ այս դեպքում կստացվեր ոչ միայն երկիմաստություն ժամացույցների համաժամանակացման խնդրում, այլ նաև հակասություն հարաբերականության կանխադրույթին: Իրոք, կրկնելով վերը բերած դատողությունները, կստանայինք ձևափոխությունների մի երկրորդ խումբ, որտեղ լույսի արագության փոխարեն կմտներ այդ երկրորդ (ենթադրական) պրոցեսի արագությունը: Այժմ եթե կիրառենք այդ ձևափոխության բանաձևերը, օրինակ, Մաքսվելի հավասարումների նկատմամբ, ապա վերջինները նոր համակարգում չեն պահպանի իրենց տեսքը, որը կհակասի հարաբերականության կանխադրույթին և, հետևաբար, կբացառի այդպիսի արագության հնարավորությունը: Ստացվեց կարևոր եզրակացություն. հարաբերականության հատուկ տեսության սահմաններում բոլոր փոխազդեցությունները, որոնք կախված չեն աղբյուրի արագությունից, տարածվում են լույսի արագությամբ:

§ 6. ԼՈՐԵՆՑԻ ՁԵՎԱՓՈԽՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻՑ ԲԽՈՂ ՀԵՏԵՎԱՆՔՆԵՐ

Երկարության կրճատումը: Ենթադրենք K' համակարգում ունենք x' առանցքին զուգահեռ տեղադրված ձող, որը գտնվում է դադարի վիճակում և նրա ծայրերը համընկնում են համապատասխանաբար x_1' և x_2' կոորդինատներին: Համաձայն § 4-ում տրված սահմանման, անշարժ ձողի l_0 երկարությունը K' համակարգում կորոշվի այդ կոորդինատների տարբերությամբ՝

$$l_0 = x_2' - x_1' :$$

Չափենք նույն ձողի երկարությունը K համակարգում, որի նկատմամբ այն շարժվում է V արագությամբ x առանցքի երկայնքով: Համաձայն սահմանման, այն հավասար է K համակարգի x_1 և x_2 կոորդինատների տարբերությանը, որոնցում գտնվում են x_1' և x_2' կոորդինատները ժամանակի միևնույն t_0 պահին՝ $l = x_2 - x_1$: (13) ձևափոխություններից ունենք

$$x_1' = \frac{x_1 - V\ t_0}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}, \quad x_2' = \frac{x_2 - V\ t_0}{\sqrt{1 - V^2/c^2}},$$

որտեղից

$$l = l_0\sqrt{1 - V^2/c^2}\ , \tag{25}$$

այսինքն՝ շարժվող ձողի երկարությունը անշարժի նկատմամբ կրճատվում է $\sqrt{1 - V^2/c^2}$ անգամ: Դա կոչվում է լորենցյան կրճատում:

Հեշտ է տեսնել, որ ստացված կրճատումը հարաբերական է: Իրոք, եթե ձողն անշարժ է K համակարգում և չափումը կատարվում է K'-ում, ապա այս դեպքում կօգտվենք (24) ձևափոխություններից և նորից կստացվի (25) կրճատումը:

Քանի որ շարժմանն ուղղահայաց տեղադրված ձողի չափերը չեն փոխվում, ապա (25) օրենքով կձևափոխվի նաև մարմնի ծավալը.

$$V = V_0\sqrt{1 - V^2/c^2},$$

որտեղ V_0-ն մարմնի ծավալն է դադարի վիճակում:

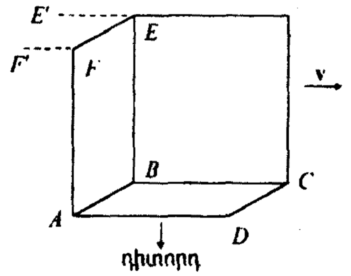
Այսպիսով, մարմնի չափերը շարժման ուղղությամբ կրճատվում են: Մարմինը կարծես թե սեղմվում է շարժման ուղղությամբ: Ժամանակի որոշակի պահին, անշարժ կոորդինատական համակարգում գրանցելով շարժվող մարմնի մակերևույթի բոլոր կետերի կոորդինատները՝ կարծես ստանում ենք շարժվող մարմնի կաղապարը: Ըստ սահմանման՝ այդ կաղապարի ձևը հենց շարժվող մարմնի ձևն է: Եթե համեմատենք անշարժ մարմնի մակերևույթի ձևն այդ կաղապարի հետ, ապա կտեսնենք, որ վերջինս կրճատված է (սեղմված է) շարժման ուղղությամբ: Այս իմաստով կրճատումն իրական է:

Շարժվող ձողի (25) լորենցյան կրճատումն իր տեսքով համընկնում է Ֆիցջերալդի և Լորենցի վարկածում (§ 2) առաջարկված կրճատման հետ: Սակայն բովանդակությամբ նրանք ընդհանուր ոչինչ չունեն: Հարաբերականության տեսության մեջ կրճատումը կապված է շարժվող մարմնի երկարության չափման սահմանման հետ և, վերջին հաշվով, նրա հիմքում ընկած է հարաբերականության տեսության երկրորդ կանխադրույթի՝ լույսի արագության հաստատուն լինելու փաստը: Արդեն նշել ենք, որ այդ կրճատումը հարաբերական է, նրա օգնությամբ հնարավոր չէ գերադասելի հաշվարկման համակարգ առանձնացնել:

Հաճախ հարց են տալիս. իրո՞ք շարժվող մարմնի երկարությունը կրճատվեց, թե՞ ոչ, ո՞րն է նրա իրական երկարությունը: Այդ հարցն անառարկայական է, քանի որ անհասկանալի է, թե ինչ է հասկացվում "իրոք"-ի տակ: Այո՛, շարժվող մարմնի երկարությունը կրճատվում է, եթե նրա չափման համար օգտվենք § 4-ում տրված սահմանումից: Բայց, ինչպես վերը նշվեց, այդ կրճատումը հարաբերական է և, ի տարբերություն Ֆիցջերալդի և Լորենցի վարկածի, պայմանավորված չէ ինչ-որ ուժերի ազդեցությամբ:

Հարաբերականության տեսությունում անշարժ ձողի երկարությունը չափվում է համաձայն մի սահմանման, իսկ շարժվող ձողի երկարությունը՝ մեկ այլ սահմանման: Հենց այս առումով էլ «իրական» երկարություն հարցադրումն անառարկայական է:

Արագ շարժվող մարմինների տեսանելի ձևը: Վերը սահմանեցինք, թե ինչպես կարելի է նկատել լորենցյան կրճատումը՝ ստանալով շարժվող մարմնի կաղապարը: Սակայն մարմնի ձևը սովորաբար դիտարկում են աչքով կամ լուսանկարչական ապարատով: Հարց է ծագում. այդ դեպքում հնարավո՞ր է նկատել լորենցյան կրճատումը: Հետևելով Վայսկոպֆին, քննարկենք այս հարցի պատասխանը:



Նկ. 6:

Առարկան տեսանելի է, եթե նրա տարբեր մասերից եկած լուսային քվանտները միաժամանակ հասնեն աչքին (լուսանկարչական ապարատին): Քանի որ մարմնի տարբեր կետերը գտնվում են աչքից տարբեր հեռավորությունների վրա և լույսի արագությունը վերջավոր մեծություն է, ապա քվանտները, որոնք միաժամանակ են հասել աչքին, պետք է արձակված լինեն այդ կետերից ոչ միաժամանակ, ինչի հետևանքով շարժվող մարմնի դեպքում իրական պատկերը կարող է աղավաղվել: Պարզության համար քննարկենք շարժվող խորանարդի դեպքը:

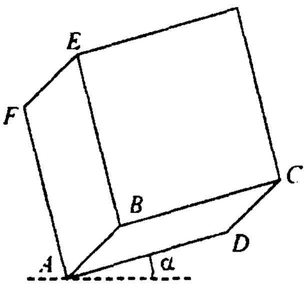
Ենթադրենք դիտորդը գտնվում է խորանարդից մեծ հեռավորության վրա և նայում $ABCD$ նիստին նրա նորմալի ուղղությամբ (նկ. 6): Այս դեպքում խորանարդը երևում է առանց աղավաղման, քանի որ նրա տարբեր կետերի հեռավորությունները դիտորդից գործնականորեն նույնն են: Անշարժ խորանարդի դեպքում $ABEF$ նիստը չի երևում:

Եթե անշարժ խորանարդը դիտենք ոչ թե նիստի նորմալի ուղղությամբ, այլ նրա նկատմամբ α անկյան տակ, ապա այդ դեպքում կտեսնենք նաև $ABEF$ նիստը (նկ. 7): Դիցուք խորանարդի կողը՝ $AD = l$, այդ դեպքում

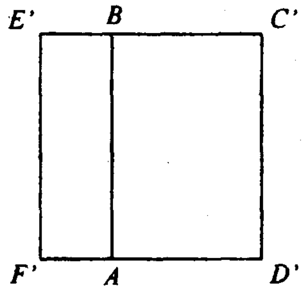
$$AD' = l\cos\alpha = l\sqrt{1-\sin^2\alpha}\,,$$

$$AF' = l\sin\alpha: \tag{26}$$

$ABCD$ և $ABEF$ նիստերի տեսանելի պատկերը կլինի այնպիսին, ինչպիսին նկ. 8-ում է, և փոքր α-ի համար $ABEF$ նիստը կլինի ավելի սեղմված, քան $ABCD$-ն: Եթե պատկերում տեսանելի լինեն երկու նիստերը, սակայն $ABC'D'$-ը քառակուսի լինի, ապա այս դեպքը կհամապատասխանի α անկյան տակ դիտվող անշարժ զուգահեռանիստին:



Նկ. 7:



Նկ. 8:

Անցնենք շարժվող խորանարդի դիտարկմանը: Սկզբում ելնենք մինչէյնշտեյնյան մեխանիկայի պատկերացումներից: Քննարկենք այն դեպքը, երբ դիտման ճառագայթն ուղղահայաց է շարժման ուղղությանը (նկ. 6): $ABCD$ նիստը նորից կերևա առանց աղավաղման՝ քառակուսու տեսքով: Սակայն այս դեպքում երևում է նաև $ABEF$ նիստը: Իսկապես, շարժվող խորանարդի դեպքում FE կողից և $ABEF$ նիստի մնացած կետերից արձակված լուսային քվանտները կարող են հասնել աչքին (լուսանկարչական ապարատին), քանի որ $ABEF$ նիստը հեռանում է նրանց տարածման ճանապարհից: Սակայն քանի որ EF կողը դիտարկման կետից l-ով ավելի հեռու է գտնվում, քան AB կողը, ապա այդ կողերից արձակված քվանտներն աչքին միաժամանակ հասնելու համար EF կողից $\tau = l/c$ ժամանակահատվածով ավելի վաղ պահի պետք է արձակվեն, քան AB-ից: Այսինքն՝ այդ քվանտներն արձակվելու են, երբ E և F կետերը գտնվեն E' և F' դիրքերում (նկ. 6), որտեղ

$$E'E = F'F = v\tau = vl/c:$$

Այստեղ v-ն շարժվող խորանարդի արագությունն է: Այս դեպքում դիտվող պատկերը նման կլինի նկ. 8-ին, որտեղ

$$AB = AD' = l\,, \quad F'A = lv/c: \tag{27}$$

Պատկերն ստացվում է այնպիսին, ինչպիսին անշարժ, բայց դիտման ուղղությամբ շրջված մարմնի դեպքում: Ընդ որում խորանարդի տեսքն աղավաղվում է: Իրոք, խորանարդի դեպքում $ABCD$ նիստը պրոյեկտվում է սեղմված՝ $AD' < AD$, մինչդեռ (27)-ից հետևում է, որ $AB = AD'$, այսինքն՝ ստացվեց շրջված և շարժման ուղղությամբ ձգված զուգահեռանիստի պատկերը:

Քննարկենք նույն խնդիրը՝ հիմնվելով հարաբերականության հատուկ տեսության վրա: Այս դեպքում խորանարդի չափերը շարժման ուղղությամբ կրճատվում են $\sqrt{1-v^2/c^2}$ անգամ, իսկ ուղղահայաց ուղղությամբ չեն փոխվում: Պատկերը նման կլինի նկ. 8-ին, որտեղ

$$AB = C'D' = E'F' = l,\ AD' = BC' = l\sqrt{1-v^2/c^2},\ F'A = E'B = l\,v/c:$$

Եթե նշանակենք՝ v/c-ն $\sin\alpha$-ով, ապա կստանանք (26)-ը, այսինքն՝ անշարժ, բայց α անկյունով շրջված խորանարդի պատկերը:

Նույնատիպ արդյունք կստացվի կամայական տեսքով շարժվող մարմնի պատկերի դեպքում: Ամփոփելով՝ կարող ենք ասել, որ լորենցյան կրճատումն անդրադառնում է մարմնի պատկերի վրա ոչ թե որպես սեղմում, այլ որպես պտույտ α անկյունով, որտեղ $\sin\alpha = v/c$-ի:

Շարժվող ժամացույցների ընթացքի դանդաղումը: Ենթադրենք K' համակարգի որևէ x_0' կետում ժամանակի t_1' և t_2' պահերին՝ ըստ այդ կետում տեղադրված ժամացույցի ցուցմունքի, տեղի է ունեցել երկու պատահար: Այդ պատահարների միջև ընկած ժամանակահատվածը կլինի $\Delta t' = t_2' - t_1'$:

K համակարգում, որի նկատմամբ K'-ը շարժվում է V արագությամբ, այդ պատահարները տեղի են ունենում տարբեր կետերում: Առաջին և երկրորդ պատահարների տեղի ունենալու t_1 և t_2 պահերը K համակարգում գտնվող դիտորդը կորոշի այդ կետերում տեղադրված և միմյանց հետ համաժամանակացված ժամացույցների ցուցմունքներով: Այդ երկու պատահարների միջև ընկած ժամանակահատվածը կլինի $\Delta t = t_2 - t_1$:

Օգտվելով Լորենցի ձևափոխություններից՝ կարող ենք կապ հաստատել Δt-ի և $\Delta t'$-ի միջև: (24)-ից ունենք՝

$$t_1 = \frac{t_1' + \left(V/c^2\right)\ x_0'}{\sqrt{1-V^2/c^2}},\qquad t_2 = \frac{t_2' + \left(V^2/c^2\right)\ x_0'}{\sqrt{1-V^2/c^2}},$$

որտեղից

$$\Delta t = \frac{\Delta t'}{\sqrt{1-V^2/c^2}}: \tag{28}$$

Ստացվեց, որ շարժվող ժամացույցի ցույց տված ժամանակահատվածը՝ $\Delta t'$-ը, ավելի փոքր է, քան նույն պատահարների միջև ժամանակահատվածն ըստ անշարժ ժամացույցների ցուցմունքի՝ Δt-ն: Դա նշանակում է, որ շարժվող ժամացույցի ընթացքը դանդաղեցված է անշարժ ժամացույցների ընթացքի համեմատությամբ:

Հեշտ է ցույց տալ, որ ստացված արդյունքը նույնպես հարաբերական է: Իսկապես, շարժվող ժամացույցը, որը ետ է ընկնում, համարժեք չէ անշարժ ժամացույցներին, քանի որ մեկ շարժվող ժամացույցի ցուցմունքները համեմատում ենք տարբեր կետերում գտնվող երկու անշարժ ժամացույցների ցուցմունքների հետ: Ետ է ընկնում համեմատվող ժամացույցը՝ առաջինը: Եթե համեմատենք K համակարգի որևէ կետում գտնվող ժամացույցի ցուցմունքը K' համակարգի երկու տարբեր կետերում գտնվող ժամացույցների հետ, ապա ետ կընկնի K-ի ժամացույցը:

Այսպիսով՝ շարժվող ժամացույցի ընթացքի դանդաղելը հարաբերական է, սակայն, ինչպես և ձողի կրճատումը, իրական:

Սեփական ժամանակ: Քննարկենք ժամանակի հետ կապված ևս մեկ դրույթ, որը հարաբերական չէ, այլ բացարձակ է:

Լորենցի ձևափոխությունների գծայնությունից հետևում է, որ նույն օրենքով ձևափոխվում են նաև կոորդինատների և ժամանակի դիֆերենցիալները: Հեշտ կարելի է ստուգել, որ այդ դիֆերենցիալներից կազմված $ds^2 = c^2dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$ առնչությունը Լորենցի ձևափոխութունների դեպքում պահպանում է իր տեսքը, չի ձևափոխվում: Այսպես սահմանված s մեծությունը կոչվում է ինտերվալ, իսկ նրա նշված այդ հատկությունը՝ ինտերվալի ինվարիանտություն: Օգտվելով այս հատկությունից՝ նորից անդրադառնանք անշարժ և շարժվող ժամացույցներով ժամանակահատվածների չափման հարցերին: Սակայն, ի տարբերություն քննարկված դեպքի, այստեղ կդիտարկենք ժամացույցներ, որոնք շարժվում են կամայական արագությամբ՝ $v \neq const$: Այսպես, ենթադրենք իներցիալ համակարգում գտնվում է անշարժ ժամացույց, որի մոտից t_1 ժամանակի պահին սկսում է կամայական արագությամբ շարժվել մեկ այլ ժամացույց, որը t_2 պահին վերադառնում է այդ նույն կետը: Անհրաժեշտ է համեմատել այդ երկու ժամացույցների ցուցմունքները:

Շարժվող ժամացույցը, որպեսզի վերադառնա նույն կետը, որտեղից սկսել է շարժվել, պետք է ունենա արագացում: Հետևաբար՝ նրա հետ ամրացված համակարգն իներցիալ չէ, և, ընդհանուր առմամբ, այդպիսի համակարգերում ժամանակի ընթացքը հնարավոր է նկարագրել՝ ելնելով հարաբերականության ընդհանուր տեսության դրույթներից: Ցույց տանք, որ այս մասնավոր խնդրում դա հնարավոր է կատարել՝ դուրս չգալով հարաբերականության հատուկ տեսության սահմաններից: Ենթադրենք, երբ անշարժ ժամացույցի անվերջ փոքր dt ժամանակահատվածում շարժվող ժամացույցն անցել է $\sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2}$ ճանապարհ, նրա արագության փոփոխությունն անվերջ փոքր է: Այդ դեպքում շարժվող ժամացույցը dt-ի ընթացքում կհամընկնի որևէ իներցիալ համակարգի հետ, որտեղ նրա տեղաշարժը հավասար է զրոյի, այսինքն՝ $dx' = dy' = dz' = 0$, և $dt' \equiv d\tau$: τ-ն կոչվում է *սեփական ժամանակ*: Ինտերվալի անփոփոխ լինելուց $\left(ds^2 = ds'^2\right)$ կստանանք՝

$$c^2dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 = c^2d\tau^2 :$$

Այստեղ $d\tau$-ն dt-ին համապատասխանող ժամանակահատվածն է, որը ցույց է տալիս շարժվող ժամացույցը: Վերջին արտահայտությունը կարելի է գրել

$$d\tau = \sqrt{1 - \frac{v^2(t)}{c^2}}\; dt$$

տեսքով, որտեղ

$$v^2 = \frac{dx^2 + dy^2 + dz^2}{dt^2} :$$

$v(t)$-ն անշարժ ժամացույցի նկատմամբ շարժվող ժամացույցի արագությունն է: Ինտեգրելով $d\tau$-ն՝ կստանանք շարժվող ժամացույցի ցույց տված $\tau = \left(t_2' - t_1'\right)$ և անշարժ ժամացույցի $\left(t_2 - t_1\right)$ ժամանակահատվածների միջև կապը.

$$\tau = \int_{t_1}^{t_2} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} dt : \quad (29)$$

Եթե դիտարկենք այնպիսի $(t_2 - t_1)$ ժամանակահատված, որի ընթացքում $v = const$, ապա վերջին արտահայտությունը կհանգի (28)-ին, որն ստացվել էր Լորենցի ձևափոխություններից: Հետևաբար, եթե դիտարկենք ինտերվալի անփոփոխ լինելը որպես երկրորդ կանխադրույթի անմիջական մաթեմատիկական հետևանք (տես (17)-ը և (18)-ը), ապա շարժվող ժամացույցի դանդաղումը կստացվի նաև առանց Լորենցի ձևափոխությունների կոնկրետ տեսքի:

Այսպիսով, ստացվեց ձևակերպված խնդրի պատասխանը՝ կամայական արագությամբ շարժվող ժամացույցը, որը վերադարձել է իներցիալ համակարգում գտնվող անշարժ ժամացույցի մոտ, կլինի ետ ընկած: Նրա $(t_2' - t_1')$ ցուցմունքը կլինի ավելի փոքր, քան անշարժ ժամացույցի ցույց տված $(t_2 - t_1)$ ցուցմունքը: Այս հանգամանքի հետ է կապված գրականության մեջ հայտնի, այսպես կոչված, «երկվորյակների հարակարծությունը», որը հետևյալն է: Եթե երկվորյակներից մեկը գտնվում է անշարժ ժամացույցի մոտ, իսկ մյուսը՝ շարժվողի, ապա շարժվող ժամացույցի հետ վերադարձող երկվորյակն անշարժից ավելի երիտասարդ կլինի: Եթե այդպիսի փորձերի անցկացումը տեխնիկական դժվարությունների պատճառով (c-ին մոտ արագությամբ հրթիռ ունենալու իմաստով) հեռու է այսօրվա հնարավորություններից, ապա այլ երևույթներում, որոնք դիտվում են թե՛ բնական և թե՛ լաբորատոր պայմաններում, կարելի է ստուգել շարժվող ժամացույցի ետ ընկնելը: Այդպիսին է, օրինակ, անկայուն տարրական մասնիկների կյանքի տևողության փոփոխությունը: Այդ մասնիկների հետ կապված համակարգերում նրանց կյանքի տևողությունը $10^{-6} \sim 10^{-10}$ $վ$ կարգի է: Մյուս կողմից, նրանք այդ ժամանակահատվածից շատ ավելի երկար գոյություն ունեն (ըստ անշարժ դիտորդի տեսակետի), երբ գտնվում են շարժման վիճակում: Այսպես, բացասական լիցքավորված մյու մեզոնները (μ^-), որոնք 205 անգամ ծանր են էլեկտրոններից, իսկ հատկություններով շատ նման նրանց, իրենց հետ ամրացված համակարգում միջինը $\tau_0 = 2{,}2 \cdot 10^{-6}$ $վ$-ում տրոհվում են էլեկտրոնի, նեյտրինոյի և հականեյտրինոյի: τ_0 ժամանակահատվածը կոչվում է μ^- մեզոնների կյանքի տևողություն: Այս մասնիկներն առաջանում են Երկրի մակերևույթից 10–20$կմ$ բարձրության վրա մթնոլորտի վերին շերտերում մեկ այլ անկայուն տարրական մասնիկի՝ բացասական լիցքավորված պի մեզոնի (π^-) տրոհման ժամանակ և կարողանում են հասնել Երկրի վրա տեղադրված գրանցող սարքին: Եթե նրանք շարժվեին նույնիսկ լույսի արագությամբ, ապա τ_0 ժամանակում կանցնեին ընդամենը 660 $մ$, որը 15–30 անգամ քիչ է նրանց անցած ճանապարհից: Այստեղ անշուշտ տեղի է ունենում շարժման հետևանքով այդպիսի մասնիկների կյանքի տևողության մեծացում համաձայն (29)-ի:

Այն հանգամանքը, որ $d\tau = ds/c$-ն անփոփոխ է Լորենցի ձևափոխությունների դեպքում, հնարավորություն է ստեղծում տարբեր ֆիզիկական մեծությունների ժամանակային փոփոխությունները հաշվելիս ածանցում կատարել ոչ թե ըստ ժամանակի, այլ ըստ սեփական ժամանակի: Այդ դեպքում որևէ մեծության ածանցյալը Լորենցի ձևափոխությունների նկատմամբ կունենա նույնպիսի հատկություններ, ինչ որ այդ մեծությունը:

Հարաբերականության հատուկ տեսության մաթեմատիկական ապարատը։ Քննարկենք Լորենցի ձևափոխությունների ևս մեկ կարևոր հատկություն: Եթե (x, y, z, t) քառյակից անցնենք x_i $(i=1,2,3,4)$ քառյակին, որտեղ $x_1=x$, $x_2=y$, $x_3=z$, $x_4=ict$, ապա Լորենցի (13) ձևափոխությունները կգրվեն $x_i'=a_{ik}x_k$ տեսքով, որտեղ կատարվում է գումարում ըստ կրկնվող ինդեքսների: Հեշտ է ստուգել, որ a_{ik} գործակիցներից կազմած մատրիցը

$$(a_{ik})=\begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} & 0 & 0 & \frac{i\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\frac{i\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} & 0 & 0 & \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \end{pmatrix} \tag{30}$$

ունի հետևյալ հատկությունները. ա) նրա որոշիչը հավասար է մեկի՝ $D(a_{ik})=1$, բ) այս մատրիցի յուրաքանչյուր սյան կամ տողի արտադրյալն իր հետ հավասար է մեկի, մինչդեռ հարևան սյան (տողի) հետ՝ հավասար է զրոյի, այսինքն՝ $a_{ik}a_{im}=\delta_{km}$, $a_{ki}a_{mi}=\delta_{km}$: Հետևաբար, Լորենցի ձևափոխությունները օրթոգոնալ ձևափոխություններ են:

Հարաբերականության կանխադրույթի պահանջը բավարարելու համար օգտագործենք Լորենցի ձևափոխությունների այս հատկությունը: Մինկովսկին [9] ցույց է տվել, որ եթե որևէ ֆիզիկական օրենք քառաչափ տարածության մեջ որևէ իներցիալ համակարգում հաջողվում է գրել տենզորական տեսքով, ապա այդ օրենքն ինքնաբերաբար կունենա նույն մաթեմատիկական տեսքը ցանկացած այլ իներցիալ համակարգում, այսինքն, կովարիանտ կլինի Լորենցի ձևափոխությունների նկատմամբ: Ապացուցենք այս պնդումը: Մինչ այդ նշենք, որ տենզոր է կոչվում այն մեծությունը, որն իր յուրաքանչյուր ինդեքսի նկատմամբ օրթոգոնալ ձևափոխությունների դեպքում ձևափոխվում է ինչպես կոորդինատները: Այսպես, եթե ունենք երկու ինդեքսով տենզոր (երկրորդ ռանգի), ապա նրա համար Լորենցի ձևափոխությունները կունենան հետևյալ տեսքը.

$$T_{ik}'=a_{in}a_{km}T_{nm}, \quad i,k=1,2,3,4: \tag{31}$$

Նկատի ունենալով (31)-ը՝ ապացուցենք վերը ձևակերպած պնդումը:

Ենթադրենք K իներցիալ համակարգում ֆիզիկայի մի որևէ օրենք գրված է տենզորական տեսքով (օրինակ, երկրորդ ռանգի)՝ $T_{nm}=0$: Եթե բազմապատկենք այդ արտահայտությունը $a_{in}a_{km}$-ով և ըստ կրկնվող ինդեքսների կատարենք գումարում, ապա, համաձայն (31)-ի՝ կստանանք $T_{ik}'=0$, ինչը և պահանջվում էր ապացուցել:

Նշենք, որ հարաբերականության հատուկ տեսությունում բացի կովարիանտից օգտագործվում է նաև ինվարիանտ արտահայտությունը, որը վերաբերում է Լորենցի ձևափոխությունների դեպքում չձևափոխվող մեծություններին (լույսի արագություն, մասնիկի զանգված, ինտերվալ և այլն): Այդպիսի մեծությունները կոչվում են նաև լորենցյան սկալյարներ:

Վերջում շնորհակալություն եմ հայտնում իմ գործընկերներ պրոֆ. Ա. Կիրակոսյանին և դոց. Գ. Ալավերդյանին, որոնք ծանոթացան բնագրին և արեցին խմբագրական բնույթի օգտակար դիտողություններ:

Ալիքային պրոցեսների տեսության և ֆիզիկայի ամբիոն *Ստացվել է 29.04.2005*

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. **Einstein A.** – Ann. Phys., 1905, v. 17, p. 891–921.
2. **Michelson A.A.** – Amer. Journ. of Science (3), 1881, v. 22, p. 20.
   Michelson A.A. and **Morley E.W.** – Там же, 1887, v. 34, p. 333.
3. **Lorentz H.A.** – Amst. Versl., 1892, № 1, p. 74.
4. **Лоренц Г.А.** Теория электронов и ее применение к явлениям света и теплового излучения. М.: Гос. изд. тех.-теор. литературы, 1956.
5. **Lorentz H.A.** – Amst. Proc., 1904, v. 6, p. 809; 1904, v. 12, p. 986.
6. **Poincare H.** C.R. Acad. Sci. Paris, 1905, v. 140, 1504.
7. **Мандельштам Л.И.** Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике. М.: Наука, 1972.
8. **De Sitter W.** – Amst. Proc., 1913, v. 15, p. 1297.
9. **Minkowski H.** – Math. Ann., 1910, v. 68, p. 472.

Ю. Л. ВАРТАНЯН

СПЕЦИАЛЬНЫЙ ПРИНЦИП ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Резюме

Обзор посвящается столетию основания специальной теории относительности. В статье, которая имеет научно-познавательный, методологический характер, приведены основные положения, которые легли в основу этой теории.

Yu. L. VARTANYAN

SPECIAL PRINCIPLE OF RELATIVITY

Summary

The review is dedicated to the centenary of creation of special theory of relativity. It concerns the basic statements of this theory. The article has a scientific cognitive and methodological character.