А.Эйнштейн

ҚОЗҒАЛЫЎШЫ ДЕНЕЛЕР ЭЛЕКТРОДИНАМИКАСЫНА*

(Қарақалпақ тилине аўдарған Б.А.Абдикамалов)

Максвелл электродинамикасының өзиниң ҳәзирги заман түринде қозғалыўшы денелер ушын қолланылғанда усы қубылыслар ушын тән болмаған асимметрияға алып келетуғынлығы белгили. Мысал ушын магнит пенен тоқ өтип турған өткизгиш арасындағы электродинамикалық тәсирлесиўди еске түсиремиз. Бул қубылыс өткизгиш пенен магниттиң салыстырмалы қозғалысынан ғана ғәрезли. Ал әдеттеги көз-қараслар бойынша бул денелердиң бириншиси ямаса екиншиси қозғалатуғын еки жағдай бир биринен қатаң түрде шекленген болып шығады. Ҳақыйқатында да, егер магнит қозғалатуғын ҳәм өткизгиш тынышлықта туратуғын болса, онда магниттиң әтирапында базы бир энергия муғдарына ийе электр майданы пайда болады ҳәм бул майдан өткизгиштиң бөлимлери турған орынларда тоқ пайда етеди. Егер магнит тынышлықта турса ҳәм өткизгиш қозғалатуғын болса, онда магниттиң дөгерегинде ҳеш қандай электр майданы пайда болмайды; бирақ усыған қарамастан өткизгиште электр қозғаўшы күш пайда болады. Бул электр қозғаўшы күшке ҳеш қандай энергия сәйкес келмейди. Бирақ бул энергия бизди қызықтыратуғын еки жағдайды да бирдей деп есаплағанда биринши жағдайдағыдай сондай шамадағы ҳәм сондай бағыттағы электр тоғының пайда болыўына алып келеди.

Усыған усаған мысаллар ҳәм Жердиң "жақтылық орталығына" салыстырғандағы тезлигин анықлаўға қаратылған сәтсиз тырысыўлар тек механикада емес, ал электродинамикада да қубылыслардың ҳеш бир қәсийети абсолют тынышлық түсинигине сәйкес келмейди деп болжаўға алып келеди. Қала берсе (биринши дәрежели шамалар ушын дәлилленгенлигиндей) механиканың теңлемелери дурыс болатуғын барлық координаталар системалары ушын электродинамикалық ҳәм оптикалық нызамлар да дурыс болады. Бул болжаўды (оның мазмунын биз буннан былай "салыстырмалық принципи" деп атаймыз) биз тийкарға айландырмақшымыз ҳәм буннан басқа усыған қосымша биринши қарағанда қарама-қарсылыққа ийе болып көринетуғын және бир болжаў, атап айтқанда жақтылық бослықта оны нурландыратуғын денениң қозғалыс ҳалынан ғәрезсиз барлық ўақытта да белгили бир V тезлиги менен тарқалады деп болжаймыз. Бул еки тийкар тынышлықта турған денелер ушын Максвелл теориясын тийкарына қойыў арқалы қозғалыўшы денелер ушын қарама-қарсылықларға ийе емес электродинамиканы дүзиў ушын жеткиликли. Бундай жағдайда "жақтылық тасыўшы эфир" түсиниги керек емес болып қалады. Себеби усынылып атырған теорияда айрықша қәсийетлерге ийе "абсолют тынышлықтағы кеңислик" түсиниги қолланылмайды ҳәм соның менен бирге электромагнит процесслер жүретуғын бос кеңисликтиң ҳеш бир ноқатына ҳеш бир тезлик векторы жазылмайды.

Раўажландырылып атырған теория қәлеген басқа электродинамика сыяқлы қатты денелердиң кинематикасына тийкарланған. Себеби қәлеген теорияның талқылаўлары қатты денелер (координаталар системалары), саатлар ҳәм электромагнит процесслер арасындағы қатнасларды қамтыйды. Бул жағдайды жеткиликсиз түсиниў қозғалыўшы денелер электродинамикасы басып өтиўи керек болған қыйыншылықлардың ең тийкарын қурайды.

---

* Zur Elektrodynamik der lewegter Korper. Ann. Phye., 1905, 17, 891—921.

I. КИНЕМАТИКАЛЫҚ БӨЛИМ

§ 1. Бир ўақытлылықтың анықламасы

Мейли Ньютон механикасы орынланатуғын координата системасы бар болсын. Бул координаталар системасын кейинирек киргизилетуғын координаталар системасынан айырыў ҳәм дәл терминологияны пайда етиў ушын "тынышлықта турған" система деп атаймыз. Егер базы бир материаллық ноқат усы координаталар системасында тынышлықта турған болса, онда усы ноқаттың координаталар системасына салыстырғандағы орны Евклид геометриясы усыллары менен қатты масштаблардың жәрдеминде анықланып, Декарт координаталарында аңлатылыўы мүмкин.

Қандай да бир материаллық ноқаттың қозғалысын тәрийиплегимиз келсе, биз оның координаталарын ўақыттың функциясы сыпатында беремиз. Бундай жағдайларда математикалық тәрийиплеў тек "ўақыт" деп нени түсинилетуғынлығын анықлап алғанда ғана физикалық мәниске ийе болатуғынлығын нәзерде тутыў керек болады. Биз ўақыт қандай да бир орынды ийелейтуғын талқылаўларымыздың тек биз ўақытта өтетуғын қубылыслардың талқыланыўлары екенлигине дыққат қойыўымыз керек. Егер мен "Поезд усы жерге саат 7 де келеди" десем, онда бул гәп шама менен "Мениң саатымның киши стрелкасының 7 ни көрсетиўи менен поезддың келиўи бир ўақытта болатуғын қубылыслар" деген мәнисти билдиреди[1].

"Ўақыт" ты анықлағандағы барлық қыйыншылықлар "ўақыт" деген сөздиң орнына мен "мениң саатымның киши стрелкасының аўҳалы" деген сөзди қолланғанда жоқ болатуғындай болып көринеди. Усындай анықлама ҳақыйқатында саат жайласқан орын ушын ўақытты анықлаған жағдайда ғана жеткиликли. Егер әңгиме ҳәр қыйлы орынлардағы ўақыялар қатарын бир бири менен ўақыт бойынша байланыстырыў хаққында жүрсе (бул сааттан қашық болған орынлардағы ўақыялар ушын ўақытты анықлаўға алып келеди) бул анықлама жеткиликли емес.

Ўақыялардың болып өткен ўақытын анықлағымыз келсе биз қолында сааты бар базы бир бақлаўшыны координата басына отырғызып, оның саатының көрсетиўлерин бослық арқалы бақлаўшыға жетип келиўши ҳәм есапқа алынатуғын ўақыяны бизге билдириўши жақтылық сигналы менен салыстырыўымыз ҳәм усының менен қанаатланыўымыз керек. Бирақ усындай етип салыстырыў тәжирийбелерден белгили базы бир қолайсызлықларға алып келеди. Себеби есапқа алынған ўақыт қолында сааты бар бақлаўшының турған орнына ғәрезли болып шығады. Келеси талқылаўлардың жәрдеминде биз ўақытты анықлаўдағы әмелий жақтан қолайлы болған усылға келемиз.

Егер кеңисликтиң A ноқатына саат орналастырылған болса, онда усы A ноқатындағы бақлаўшы A ноқатына жақын жайласқан ноқатлардағы ўақыялардың болғанлығын сол ўақыялардың жүз бергенлигин саат тилиниң ийелеген орынлары менен салыстырыў усылы менен анықлайды. Егер кеңисликтиң басқа бир B ноқатында да саат орналастырылған болса (биз A ноқатындағыдай саат екенлигин қосамыз), онда B ноқатына тиккелей жақын орынлардағы ўақыялардың қашан болғанлығын B ноқатындағы бақлаўшы тәрепинен анықланыўы мүмкин. Бирақ биз буннан кейин қолланатуғын болжаўсыз A дағы қандай да бир ўақыяны B дағы ўақыя менен салыстыра алмаймыз. Себеби биз ҳәзирше тек "A-ўақыты" менен "B-ўақыты" н

---

[1] Шама менен бир жерде болып өтетуғын еки ўақыяның бир ўақытта болатуғынлығынлығының дәллиги талқыланбайды. Соның менен бирге бир ўақытлылық базы бир абстракция жәрдеминде де түсиндирилиўи мүмкин.

анықладық, ал сол A ҳәм B ушын улыўмалық болған ўақытты анықлағанымыз жоқ. Бул нәрсени анықлаў ушын биз A дан B ға шекем жақтылықтың жүрип өтиўи ушын зәрүр болған *ўақытты анықлап* алыўымыз керек. Мейли "A-ўақыты" бойынша t_A моментинде жақтылық A дан B ға қарай шығатуғын болсын. Буннан кейин "B-ўақыты" бойынша t_B ўақыт моментинде B дан A ға қарай шағылысады ҳәм A ға кейин қарай "A-ўақыты" бойынша t_A' ўақыт моментинде қайтып келеди. Анықлама бойынша егер

$$t_B - t_A = t_A{}' - t_B$$

шәрти орынланса A ҳәм B ноқатларындағы саатлар синхронлы жүреди.

Синхронлықтың бул анықламасын қарама-қарсылықсыз, қала берсе қәлегенише көп ноқатлар бериўге болады деп есаплаймыз ҳәм усыған байланыслы төмендеги тастыйықлаўлар дурыс болады:

1) егер B дағы саат A дағы саат пенен синхронлы жүретуғын болса, онда A дағы саат B дағы саат пенен синхрон түрде жүреди.

2) егер A дағы саат B дағы саат пенен де, C дағы саат пенен де синхронлы жүретуғын болса, онда B менен C дағы саатлар да бир бирине салыстырғанда синхронлы жүреди.

Солай етип қыялымызда өткерилген базы бир физикалық экспериментти пайдаланып биз ҳәр қыйлы орынларда синхрон жүретуғын саатларды түсиндик ҳәм соның себебинен "бир ўақытлылық" ҳәм (ўақыт" түсиниклерине анықлама бериўге жетистик. Ўақыяның "ўақыт" ы – бул усы ўақыя болып өткен орында тынышлықта турған ҳәм басқа да тынышлықта турған тап сондай саатлар менен синхрон жүретуғын сааттың көрсетиўи менен бир келетуғын ўақыт.

Тәжирийбеге байланыслы

$$\frac{2\bar{A}\bar{B}}{t_A{}' - t_A} = V$$

шамасы универсал шама болып табылады (бослықтағы жақтылықтың тезлиги).

Биз жоқарыда гәп еткен жағдайларда ўақытты тынышлықта турған системалардағы тынышлықта турған саатлар жәрдеминде анықлағанымыз үлкен әҳмийетке ийе. Усындай тынышлықта турған системаға тийисли ўақытты биз "тынышлықта турған системаның ўақыты" деп атаймыз.

§ 2. Узынлықлар менен ўақыт аралықларының салыстырмалығы ҳаққында

Буннан кейинги пикирлердиң барлығы да салыстырмалық принципине ҳәм жақтылықтың тезлигиниң турақлылығы принципине сүйенеди. Усы еки принципти биз былайынша қәлиплестиремиз:

1. Физикалық системалардың ҳалларының өзгериў нызамлары бул өзгериўлердиң еки координаталар системаларының бир бирине салыстырғанда туўры сызықлы ҳәм тең өлшеўли қозғалатуғынлығынан ғәрезли емес.

2. "Тынышлықта" турған координаталар системасындағы жақтылықтың ҳәр бир нуры бул жақтылықтың тынышлықтағы ямаса қозғалыстағы деректен шыққанлығынан ғәрезсиз анық бир V тезлиги менен тарқалады.

Усының менен бирге

$$\text{Тезлик} = \frac{\text{Жақтылық нурының жолы}}{\text{Ўақыт аралығы}}.$$

"Ўақыт аралығы" түсиниги 1-параграфта берилген анықламаға сәйкес келеди.

Мейли бизге қатты стержень берилген болып, оның тынышлықта турғандағы масштабтағы узынлығы l болсын. Көшери тынышлықта турған координата системасының X көшери бағытына сәйкес келиўши стерженге тең өлшеўли ҳәм X көшериниң оң бағытында v тезлиги менен қозғалыс берилсин. Енди *қозғалыўшы* *стерженниң* узынлығы ҳаққындағы мәселени қоямыз. Оның узынлығы төмендегидей еки операцияның жәрдеминде анықланған деп есаплаймыз:

а) бақлаўшы көрсетилген масштаб және өлшениўши стержень менен бирге қозғалады ҳәм стерженниң узынлығын масштабты қойыў менен стерженниң узынлығын өлшейди (өлшениўши стержень де, бақлаўшы да, масштаб та тынышлықта турғандай болып);

б) бақлаўшы 1-параграфтағы айтылғанларға сәйкес тынышлықта турған системада t ўақыт моментинде өлшениўши стерженниң басы менен ақырына синхрон ҳәм тынышлықта турған саатларды қойып шығады. Жоқарыда қолланылған, бирақ тынышлықта турған масштаб пенен өлшенилген усы еки ноқат аралығындағы қашықлық "стенженниң узынлығы" деп белгиленген узынлық болып табылады.

Салыстырмалық принципи бойынша "а" операциясы жәрдеминде анықланған узынлық (бул узынлықты биз "қозғалыўшы системадағы стерженниң узынлығы" деп атаймыз) тынышлықта турған стерженниң узынлығы l ге тең болыўы керек.

"б" операциясы жәрдеминде анықланған узынлықты "қозғалыўшы стерженниң тынышлықтағы системадағы узынлығы" деп атаймыз ҳәм биз оны бизиң еки принципимизге тийкарланып анықлаймыз және оның шамасының l ге тең емес екенлигин табамыз.

Әдетте қолланылатуғын кинематикада жоқарыда еслетилип өтилген еки операция жәрдеминде анықланған узынлықлар бир бирине тең деп қабыл етиледи. Басқа сөз бенен айтқанда t ўақыт моментиндеги қозғалыўшы дене геометриялық жақтан белгили бир аўҳалда тыныш турған сол дене менен толық алмастырылыўы мүмкин.

Енди стерженниң еки ушына (A ҳәм B) тынышлықта турған системаның саатлары менен синхрон түрде жүретуғын еки саат орнатылған болған жағдайды көз алдымызға елеслетейик (яғный олардың көрсетиўлери "тынышлықтағы системаның ўақыты" на сәйкес келеди, демек бул саатлар "тынышлықта турған системада синхронлы".

Енди ҳәр бир сааттың қасында усы саатлар менен бирге қосылып қозғалатуғын бақлаўшылардың отырғанлығын көз алдымызға келтирейик. Бул бақлаўшылар еки саатқа 1-параграфта анықланған еки саттың синхронлығы критерйин қоллансын. Мейли t_A ўақыт моментинде A дан B ға қарай жақтылық нуры шықсын ҳәм B да t_B моментинде шағылыссын ҳәм A ноқатына t_A' ўақыт моментинде қайтып келсин[2]. Жақтылықтың тезлигиниң турақлылығы принципин дыққатқа алып мыналарды аламыз:

$$t_B - t_A = \frac{r_{AB}}{V-v} \text{ ҳәм } t_A' - t_B = \frac{r_{AB}}{V+v}$$

Бул аңлатпада r_{AB} арқалы тынышлықта турған системадағы стерженниң узынлығы белгиленген. Солай етип стержень менен бирге қозғалатуғын бақлаўшылар A ҳәм B ноқатларында саатлардың синхронлы түрде жүрмейтуғынлығын табады, ал тынышлықта турған системада турған бақлаўшылар бул саатларды синхронлы деп дағазалайды.

Солай етип биз бир ўақытлылық түсинигине абсолют мәнис бериўдиң кереги жоқ екенлигине көз жеткеремиз. Бир координаталар системасында турып бақлағанда бир ўақытта жүзеге келетуғын еки ўақыя усы системаға салыстырғанда қозғалатуғын системадан турып қарағанда бир ўақытта жүзеге келмейди.

[2] Бул жерде ўақыт "тынышлықта турған системаның ўақыты" дегенди ҳәм соның менен бирге "гәп болып атырған орындағы қозғалыўшы сааттың стрелкасының аўҳалы" дегенди аңлатады.

§ 3. Координаталар менен ўақытты тынышлықта турған системадан усы системаға салыстырғанда туўры сызықлы ҳәм тең өлшеўли қозғалыўшы системаға түрлендириў теориясы

Мейли тынышлықта турған кеңисликте ҳәр қайсысы еки өз ара перпендикуляр көшерлерге ийе бир ноқаттан шығатуғын еки координата системасы берилген болсын. Еки координаталар системаларының X көшерлерин бир бирине сәйкес келетуғын, ал Y ҳәм Z көшерлерин бир бирине параллел етип алайық. Усының менен бир қатарда ҳәр бир система масштабқа ҳәм базы бир дана саатқа ийе болсын. Сондай-ақ еки системадағы масштаблар ҳәм саатлардың барлығы да дәл бирдей болсын.

Мейли енди системалардың биреўиниң (k) координата басына тынышлықта турған системаның (K) x көшериниң өсиў бағытына қарай бағытланған (турақлы) тезлик берилсин; бул тезлик координата көшерлерине де, сәйкес масштаблар менен саатларға да бериледи. Бундай жағдайда тынышлықты турған системаның (K) ҳәр бир t ўақыт моментине барлық қозғалыўшы системаның көшерлериниң анық бир аўҳалы сәйкес келеди ҳәм биз симметрия көз-қарасынан k системасының қозғалысында қозғалыўшы системаның көшерлери тынышлықта турған системаның көшерлерине параллел болып қалады деп есаплаймыз (t арқалы тынышлықта турған системаның ўақыты белгиленеди).

Енди тынышлықта турған K системасында кеңислик усы системада тыныш турған масштаб пенен, ал қозғалыўшы k системасында усы система менен қозғалыўшы масштаб пенен белгиленген болсын. Солай етип x, y, z ҳәм соған сәйкес ξ, η, ζ координаталары алынған болсын. Мейли тынышлықта турған системадағы тынышлықта турған саатлар жәрдеминде ҳәм 1-параграфта көрсетилген усыл менен тынышлықта турған системаның саатлар турған барлық ноқатларындағы ўақыт t анықлансын. Мейли тап усындай жоллар менен қозғалыўшы системадағы усы система менен бирге қозғалыўшы саатлар жәрдеминде 1-параграфта көрсетилгендей усыл менен ўақыт τ анықлансын.

Тынышлықта турған системадағы ўақыяның орны менен ўақытын толық анықлайтуғын x, y, z, t шамаларының мәнислерине k системасындағы усы ўақыяны тәриийиплейтуғын ξ, η, ζ, τ шамаларының мәнислери сәйкес келеди. Сонлықтан енди сол шамаларды байланыстыратуғын теңлемелерди табыў керек болады.

Кеңислик пенен ўақытқа бир теклилик берилгенликтен бул теңлемелердиң *сызықлы* болыўы керек екенлиги түсиникли.

Егер биз x' = x – vt деп алсақ, онда k системасындағы тыныш турған ноқатқа ўақыттан ғәрезсиз болған x', y, z шамаларының жыйнағы сәйкес келеди. Дәслеп биз τ ды x', y, z, t шамаларының функциясы сыпатында анықлаймыз. Бундай мақсетте τ дың өзиниң мәниси бойынша 1-параграфта келтирилген қәдеге сәйкес синхрон жүретуғын k системасындағы тынышлықта турған саатлардың көрсетиўлериниң жыйнағы екенлигин биз базы бир қатнаслардың жәрдеминде көрсетиўимиз керек.

Мейли k системасының координата басынан τ_0 ўақыт моментинде X көшериниң бағытында x' ноқатына жақтылық нуры жиберилетуғын ҳәм сол нур τ_1 ўақыт моментинде кейин координата басына қарай шағылысатуғын, ал координата басына болса τ_2 ўақыт моментинде келип жететуғын болсын. Бундай жағдайда

$$\frac{1}{2}(\tau_0 - \tau_2) = \tau_1$$

қатнасының орын алыўы керек ямаса τ функциясының аргументлерин жазып ҳәм жақтылық тезлигиниң турақлылық принципин қолланып мынаған ийе боламыз:

$$\frac{1}{2}\left[\tau_0(0,0,0,t) + \tau_2\left\{0,0,0,\left[t + \frac{x'}{V-v} + \frac{x'}{V+v}\right]\right\}\right] = \tau_1\left(x',0,0,t + \frac{x'}{V-v}\right).$$

Егер x' ты шексиз киши етип алсақ, онда буннан мына нәрсе келип шығады:

$$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{V-v}+\frac{1}{V+v}\right)\frac{\partial\tau}{\partial t}=\frac{\partial\tau}{\partial x'}+\frac{1}{V-v}\frac{\partial\tau}{\partial t}$$

ямаса

$$\frac{\partial\tau}{\partial x'}+\frac{v}{V^2-v^2}\frac{\partial\tau}{\partial t}=0.$$

Биз жақтылық шыққан ноқат ретинде координата басынан басқа қәлеген ноқатты алыўымыздың мүмкин екенлигин атап өтиўимиз зәрүр. Сонлықтан ҳәзир ғана алынған теңлеме x', y, z лердиң барлық мәнислери ушын дурыс болады.

Тынышлықта турған системада турып бақлағанда жақтылықтың Y ҳәм Z көшерлери бағытында барлық ўақытта да $\sqrt{V^2-v^2}$ тезлиги менен тарқалатуғынлығын итибарға алсақ, онда усы көшерлерге қолланылған тап сондай талқылаўлар мынаны береди:

$$\frac{\partial\tau}{\partial y}=0,$$
$$\frac{\partial\tau}{\partial z}=0.$$

τ сызықлы функция болғанлықтан усы теңлемелерден мына жағдай келип шығады:

$$\tau=a\left(a(\,t-\frac{v}{V^2-v^2}x'\right).$$

Бул аңлатпадағы a шамасы φ(v) диң ҳәзирше белгисиз функциясы. Қысқалық ушын k системасының басында τ = 0 де t = 0 деп қабыл етилген.

Усы нәтийжени пайдаланып ξ, η, ζ шамаларын аңсат табыўға болады. Усындай мақсет пенен (усыны жақтылықтың тезлигиниң турақлылығы принципи салыстырмалық принципи менен биргеликте талап етеди) жақтылықтың қозғалыўшы системада өлшенгенде де V тезлиги менен қозғалатуғынлығының теңлемелер жәрдеминде аңлатыў керек. $\tau=0$ ўақыт моментинде ξ диң өсиў бағытында шыққан жақтылық нуры ушын мынаған ийе боламыз

$$\xi=\,V\tau$$

ямаса

$$\xi=aV\left(t-\frac{v}{V^2-v^2}x'\right).$$

Бирақ тынышлықта турған координата системасында турып өлшегенде k системасының координата басына салыстырғандағы тезлик $V-v$ тезлиги менен қозғалады. Усының салдарынан

$$\frac{x'}{V-v}=t.$$

t ның бул мәнисин ξ ушын жазылған теңлемеге қойсақ, мынаны аламыз:

$$\xi=a\frac{V^2}{V^2-v^2}x'.$$

Басқа көшерлер бағытында қозғалатуғын нурларды қарап төмендегини табамыз:

$$\eta=V\tau=aV\left(1-\frac{v}{V^2-v^2}x'\right).$$

Қала берсе

$$\frac{y}{\sqrt{V^2-v^2}}=t,\qquad x'=0,$$

демек

$$\eta=a\frac{V}{\sqrt{V^2-v^2}}y$$

ҳәм

$$\varsigma = a\frac{V}{\sqrt{V^2 - v^2}}z.$$

x′ тың орнына оның мәнисин қойсақ

$$\tau = \varphi(v)\,\beta\left(t - \frac{v}{V^2}x\right)$$
$$\xi = \varphi(v)\,\beta(x - v\,t),$$
$$\eta = \varphi(v)\,y,$$
$$\varsigma = \varphi(v)\,z.$$

Бул аңлатпалардың барлығында да

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{1 - (v/V)^2}}.$$

Жоқарыдағы аңлатпаларда φ арқалы v ның ҳәзирше белгисиз функциясы белгиленген.

Егер қозғалыўшы системаның басланғыш аўҳалы ҳәм τ өзгериўшисиниң ноллик ноқаты ҳаққында ҳеш қандай болжаўлар қабыл етилмесе, онда бул теңлемелердиң оң тәреплерине бир бирден аддитив турақлы қосыў керек болады.

Енди бизлер жақтылықтың ҳәр бир нурының қозғалыўшы системада өлшенгенде V тезлиги менен тарқалатуғынлығын көрсетиўимиз керек (бизиң болжаўымызға сәйкес тынышлықта турған системада бул тастыйықлаў дурыс болатуғын болса). Соның менен бирге жақтылықтың тезлигиниң турақлылық принципи салыстырмалық принципи менен үйлесетуғынлығын биз еле дәлиллегенимиз жоқ.

Мейли t = τ = 0 ўақыт моментинде усы моментте еки система ушын улыўмалық болған координата басынан сфералық толқын тарқалатуғын ҳәм бул толқын K системасында V тезлиги менен тарқалатуғын болсын. Егер усы толқын келетуғын ноқат (x,y,z) болса, онда биз

$$x^2 + y^2 + z^2 = V^2t^2$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Жоқарыда жазылған түрлендириў формулалары жәрдеминде бул теңлемени түрлендиремиз ҳәм соның нәтийжесинде аламыз

$$\xi^2 + \eta^2 + \varsigma^2 = V^2\tau^2.$$

Солай етип қозғалыўшы системада бақланатуғын биз қарап атырған толқын V тезлиги менен тарқалатуғын шар тәризли толқын болып табылады екен. Усының менен бизиң еки принципимиздиң бир бирине үйлесетуғынлығы дәлилленеди.

Келтирилип шығарылған түрлендириў формулалары белгисиз болған v ның φ функциясына ийе. Бул функцияны енди анықлаймыз.

Усы мақсетте k системасына салыстырғанда Ξ бағытында илгерилемели қозғалатуғын және бир, үшинши K’ координата системасын киргиземиз. Оның координата басы v тезлиги менен Ξ бағытында қозғалатуғын болсын. Мейли t = 0 ўақыт моментинде үш координата системасының координата баслары бир ноқатта жайласқан болсын. Соның менен бирге t = x = y = z = 0 болғанда K’ системасындағы ўақыт t’ нолге тең болсын. Мейли x’, y’, z’ лар K’ системасындағы координаталар болсын.

Бизиң түрлендириў формулаларымызды еки рет қолланғаннан кейин

$$t' = \varphi(-v)\beta(-v)\left\{\tau + \frac{v}{V^2}\xi\right\} = \varphi(v)\varphi(-v)t,$$
$$x' = \varphi(-v)\beta(-v)\{\xi + vt\} = \varphi(v)\varphi(-v)x,$$
$$y' = \varphi(-v)\eta = \varphi(v)\varphi(-v)y,$$
$$z' = \varphi(-v)\varsigma = \varphi(v)\varphi(-v)z.$$

аңлатпаларын аламыз.

x′, y’, z’ лер менен x, y, z арасындағы қатнаслар ўақыт t ны өз ишине қамтымайтуғын болғанлықтан K менен K’ системаларының бир бирине салыстырғанда тынышлықта турады. Буннан К дан К' ке болған түрлендириўдиң бирдей (тождественный) түрлендириў екенлиги анық болады. Демек

$$\varphi(v)\varphi(-v) = 1.$$

Енди $\varphi(v)$ функциясының физикалық мәнисин анықлаймыз. Буның ушын ξ = 0, η = 0, ζ = 0 ҳәм ξ = 0, η = l, ζ = 0 ноқатлары арасындағы k системасының Н көшериниң бөлимин қараймыз. Н көшериниң бул бөлими К системасына салыстырғанда v тезлиги менен қозғалатуғын стержень болып табылады. К системасында бул стерженниң ушлары мынадай координаталарға ийе:

$$x_1 = vt, \qquad y_1 = \frac{1}{\varphi(v)}, \quad z_1 = 0$$

ҳәм

$$x_2 = vt, \qquad y_2 = 0, \quad z_2 = 0.$$

Солай етип К системасында өлшенген стерженниң узынлығы $\frac{1}{\varphi(v)}$ ға тең болады екен. Усының менен бирге $\varphi(v)$ функциясының физикалық мәниси де анық болады. Ҳақыйқатында да симметрия көз-қарасынан тынышлықта турған системада өлшенген өзиниң көшерине перпендикуляр бағытта қозғалыўшы базы бир стерженниң узынлығы тек тезликтиң шамасынан ғана ғәрезли болып, оның бағыты менен белгисинен ғәрезли емес. Демек v ны $-v$ ға айландырсақ тынышлықтағы системада өлшенген қозғалыўшы стерженниң узынлығы өзгермейди. Буннан

$$\frac{1}{\varphi(v)} = \frac{1}{\varphi(-v)}$$

ямаса

$$\varphi(v) = -\varphi(v)$$

екенлиги келип шығады.

Буннан ҳәм буннан бурын табылған қатнаслардан $\varphi(v) = 1$ екенлиги келип шығады ҳәм табылған түрлендириў формулалары мына түрге енеди:

$$\tau = \beta\left(1 - \frac{v}{V^2}x\right),$$
$$\xi = \beta(x - vt),$$
$$\eta = y, \ \ \varsigma = z.$$

Бул аңлатпаларда

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{1 - (v/V)^2}}.$$

§ 4. Алынған теңлемелердиң қозғалыўшы қатты денелер менен қозғалыўшы саатлар ушын физикалық мәниси

Қозғалыўшы k системасына салыстырғанда тынышлықта турған радиусы R ге тең болған қатты шарды қараймыз[3]. Шардың орайы k системасының координата басына сәйкес келсин. К системасына салыстырғанда v тезлиги менен қозғалыўшы бул шардың бетиниң теңлемеси төмендегидей болады:

$$\xi^2 + \eta^2 + \varsigma^2 = R^2.$$

t = 0 ўақыт моментиндеги x, y, z лер менен аңлатылған бул беттиң теңлемесин былайынша жазамыз

$$\frac{x^2}{\left(\sqrt{1 - (v/V)^2}\right)^2} + y^2 + z^2 = R^2.$$

Демек тынышлық ҳалында шар формасына ийе қатты дене қозғалыс ҳалында ҳәм тынышлықта турған системада турып бақланғанда ярым көшерлери

[3] Яғный тынышлықта шар формасына ийе дене.

$$R\sqrt{1-(v/V)^2}, R, R$$

шамаларына тең болған айланыў эллипсоидына айланады. Соның менен бирге шардың (демек, қәлеген формадағы қатты дененің) өлшемлери Y ҳәм Z көшерлери бағытында өзгермейди. өлшемлер X көшериниң бағытында 1: $\sqrt{1-(v/V)^2}$ қатнасында v қанша үлкен болса соншама күшлирек өзгереди. $v = V$ болғанда "тынышлықта" турған системада турып бақланған барлық объектлер қысылады ҳәм тегис фигураларға айланады. Жақтылықтың тезлигинен үлкен тезликлер ушын бизиң талқылаўларымыздың барлығы да мәнисин жоғалтады, қала берсе бизиң буннан кейинги талқылаўларымыздан бизиң теориямызда жақтылық тезлигиниң физикалық жақтан шексиз үлкен тезликтиң орнын ийелейтуғынлығы көринеди. Тап усындай нәтийжелердиң тең өлшеўли қозғалыўшы системада турып қарағанда "тынышлықта" турған системада тынышлықта турған денелер ушын да алынатуғынлығы өз-өзинен түсиникли.

Енди тынышлықта турған системаға салыстырғанда тынышлықта турған саат t ўақытын, ал қозғалыўшы системаға салыстырғанда тынышлықта турған саат τ ўақытын көрсететуғын болсын деп көз алдымызға елеслетейик. Мейли олар k системасының координата басына орталастырылған болсын. Тынышлықта турған системада турып бақланғанда усы саатлардың жүриў тезлиги қандай болады?

Саатлар орналастырылған орынға тийисли x, t, τ шамалары

$$\tau = \frac{1}{\sqrt{1-(v/V)^2}}\left(t - \frac{v}{V}x\right)$$

ҳәм

$$x = vt$$

аңлатпалары менен байланысқан. Солай етип

$$\tau = t\sqrt{1-(v/V)^2} = t - \left(1 - \sqrt{1-(v/V)^2}\right)t.$$

Буннан (тынышлықта турған системада бақланған) сааттың көрсетиўи ҳәр бир секундта

$$\left(1 - \sqrt{1-(v/V)^2}\right) \text{ секундқа}$$

ямаса, егер төртинши ҳәм оннан да жоқары тәртиптеги шамалар дәллигинде

$$\frac{1}{2}(v/V)$$

шамасына кейин қалады.

Буннан өзине тән нәтийжелер келип шығады.

Егер K системасының A ҳәм B ноқатларына тынышлықтағы синхрон түрде жүретуғын саатар орнатылған болса және A ноқатынан саатты A менен B ны тутастырыўшы сызық бойынша *v* тезлиги менен B ноқатына қарай қозғалғалтқанда бул саат B ноқатына жетип келгенде B ноқатында турған саат пенен синхронлы болып шықпайды. A дан B ға қарай қозғалған саат B ноқатында турған саатқа қарағанда қозғалыс басланғаннан баслап $(1/2)t(v^2/V^2)$ *сек* шамасына (төртинши ҳәм оннан да жоқары тәртиптеги шамаларға шекемги дәлликте) кейин қалады. Бул жерде t арқалы саат A дан B ға келемен дегенше өткен ўақыт белгиленген. Тап усындай нәтийжениң A дан B ға қарай саат сынық сызықлар бойынша қозғалғанда да, A менен B ноқатлары бир бири менен сәйкес келгенде де алынатуғынлығын көринип тур.

Егер сынық сызық ушын алынған нәтийже өзиниң бағытын үзликсиз өзгертетуғын сызық ушын да дурыс болса, онда төмендегидей теореманы аламыз:

Егер A ноқатында бир бири менен синхрон жүретуғын еки саат турған болса ҳәм солардың бирин турақлы тезлик пенен туйық сызық бойынша қозғалтсақ, онда усы A ноқатына қайтып келгенде (айтайық, усы ушын t сек ўақыт кеткен болсын), онда бул саат A ноқатында тынышлықта қалған саатқа салыстырғанда

$$\frac{1}{2}t(v^2/V^2)\text{секундқа}$$

қа кейин қалады. Буннан мынадай жуўмақ шығарыўға болады: балансири бар Жер экваторындағы саат (бирдей шараятларда жайласқан) полюстеги тап сондай саатқа салыстырғанда әстерек жүреди.

§ 5. Тезликлерди қосыў теоремасы

Мейли K системасының X көшери бағытында v тезлиги менен қозғалыўшы k системасында төмендегидей теңлемелер бойынша ноқат қозғалатуғын болсын:

$$\xi = \omega_\xi \tau, \eta = \omega_\eta \tau, \varsigma = 0.$$

Бул аңлатпадағы ω_ξ менен ω_ζ лер турақлы шамалар.

Ноқаттың K системасына салыстырғандағы қозғалысын табамыз. Егер ноқаттың қозғалыс теңлемесине 3-параграфта алынған x, y, z, t шамаларының түрлендириў формулаларын киргизсек, онда мынаны аламыз:

$$x = \frac{\omega_\xi + v}{1 + \frac{v\,\omega_\xi}{V^2}}$$

$$y = \frac{\sqrt{1-(v/V)^2}}{1 + \frac{v\,\omega_\xi}{V^2}}\omega_\eta t,$$

$$z = 0.$$

Солай етип тезликлер параллелограммы нызамы бизиң теориямызда тек биринши жақынласыўда ғана дурыс екен. Мейли

$$U^2 = \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2,$$

$$\omega^2 = \omega_\xi^2 + \omega_\eta^2$$

ҳәм

$$\alpha = arctg\frac{\omega_y}{\omega_x}.$$

болсын. Бундай жағдайда α шамасын v ҳәм ω тезликлери арасындағы мүйеш деп қараў керек. Әпиўайы есаплаўлардан кейин мына аңлатпа алынады:

$$U = \frac{\sqrt{(v^2 + \omega^2 + 2\,v\,\omega\cos\alpha) - \left(\frac{v\,\omega\sin\alpha}{V}\right)^2}}{1 + \frac{v\,\omega}{V^2}}.$$

v менен ω ның қосынды тезликтиң аңлатпасына симметриялы түрде кириўи жүдә жақсы. Егер ω да X көшери (Ξ көшери) бағытында болса, онда U ушын жазылған формула мына түрге ийе болады:

$$U = \frac{V + \omega}{1 + \frac{v\,\omega}{V^2}}.$$

Бул теңлемеден V дан киши болған еки тезликти қосқанда алынатуғын тезликтиң барлық ўақытта да V дан киши болатуғынлығы келип шығады. $v = V - \kappa, \omega = V - \lambda$ (к ҳәм λ лер оң шамалар ҳәм V дан киши) деп алсақ, онда

$$U = V\frac{2V - \kappa - \lambda}{2V - \kappa - \lambda + \frac{\kappa\lambda}{V}} < V.$$

Буннан кейин жақтылықтың тезлиги V ға усы тезликтен киши тезликти қосқанда өзгериске ушырамайтуғынлығы келип шығады. Бул жағдай ушын алынады:

$$U=\frac{V+\omega}{1+\frac{\omega}{V}}=V.$$

v менен ω бир бағытта болған жағдайда биз U ушын формуланы 3-параграфтағы еки түрлендириўди избе-из қолланыў арқалы алған болар едик. Егер биз 3-параграфтағы K ҳәм k системалары менен бир қатар k системасына параллел Ξ бағытында ω тезлиги менен қозғалатуғын үшинши k' координата системасын киргизетуғын болсақ, онда x, y, z, t шамаларын k' системасындағы сәйкес шамаларға байланыстыратуғын теңлемелерди аламыз. Бул теңлемелердиң 3-параграфта алынған теңлемелерден парқы соннан ибарат, v шамасының орнына енди

$$\frac{v+\omega}{1+\frac{v\,\omega}{V^2}}$$

шамасы турады. Буннан усындай параллел түрлендириўлердиң (сондай болыўы керек) группаны дүзетуғынлығы көринип тур.

Солай етип бизиң еки принципимизге сәйкес дүзилген ҳәм бизге зәрүрли болған кинематиканың қәделерин келтирип шығардық. Енди олардың электродинамикадағы қолланылыўын көрсетиўге өтемиз.

II. ЭЛЕКТРОДИНАМИКАЛЫҚ БӨЛИМ

§ 6. Бос орталық ушын Максвелл-Герц теңлемелерин түрлендириў. Магнит майданында қозғалғанда пайда болатуғын электр қозғаўшы күшлердиң тәбияты

Мейли Максвелл-Герц теңлемелери K тынышлықта турған системадағы бос орталық ушын дурыс болсын. Бундай жағдайда мынаған ийе боламыз:

$$\frac{1}{V}\frac{\partial X}{\partial t}=\frac{\partial N}{\partial y}-\frac{\partial M}{\partial s},\qquad \frac{1}{V}\frac{\partial L}{\partial t}=\frac{\partial Y}{\partial z}-\frac{\partial Z}{\partial y},$$
$$\frac{1}{V}\frac{\partial Y}{\partial t}=\frac{\partial L}{\partial z}-\frac{\partial N}{\partial x},\qquad \frac{1}{V}\frac{\partial M}{\partial t}=\frac{\partial Z}{\partial x}-\frac{\partial X}{\partial z},$$
$$\frac{1}{V}\frac{\partial Z}{\partial t}=\frac{\partial M}{\partial x}-\frac{\partial L}{\partial y},\qquad \frac{1}{V}\frac{\partial N}{\partial t}=\frac{\partial X}{\partial y}-\frac{\partial Y}{\partial x}.$$

Бул аңлатпалардағы (X,Y,Z) лер электр майданының кернеўлилиги векторы, (L, M, N) арқалы магнит майданының кернеўлилик векторы белгиленген.

Егер биз бул теңлемелерге 3-параграфта алынған түрлендириўди қолласақ ҳәм электромагнит процесслерин сол параграфтағы v тезлиги менен қозғалыўшы қоордината системасына тийисли деп қарасақ, мына теңлемелерди аламыз:

$$\frac{1}{V}\frac{\partial X}{\partial \tau}=\frac{\partial \beta(N-\frac{v}{V}Y)}{\partial \eta}-\frac{\partial \beta(M+\frac{v}{V}Z)}{\partial \varsigma},$$
$$\frac{1}{V}\frac{\partial \beta(Y-\frac{v}{V}N)}{\partial \tau}=\frac{\partial L}{\partial \varsigma}-\frac{\partial \beta(N-\frac{v}{V}Y)}{\partial \xi},$$
$$\frac{1}{V}\frac{\partial \beta(Z+\frac{v}{V}M)}{\partial \tau}=\frac{\partial \beta(M-\frac{v}{V}Z)}{\partial \xi}-\frac{\partial L}{\partial \eta},$$
$$\frac{1}{V}\frac{\partial L}{\partial \tau}=\frac{\partial \beta(Y-\frac{v}{V}N)}{\partial \xi}-\frac{\partial \beta(Z+\frac{v}{V}M)}{\partial \eta},$$

$$\frac{1}{V}\frac{\partial\beta(M+\frac{v}{V}Z)}{\partial\tau}=\frac{\partial\beta(Z+\frac{v}{V}M)}{\partial\xi}-\frac{\partial X}{\partial\varsigma},$$
$$\frac{1}{V}\frac{\partial\beta(N+\frac{v}{V}Y)}{\partial\tau}=\frac{\partial X}{\partial\eta}-\frac{\partial\beta(Y+\frac{v}{V}N)}{\partial\xi}.$$

Бул аңлатпалардың барлығында да
$$\beta=\frac{1}{\sqrt{1-(v/V)^2}}.$$

Салыстырмалық принципи K системасында дурыс болған бослық ушын жазылған Максвелл-Герц теңлемелериниң k системасында да дурыс болыўын талап етеди. Бул өз гезегинде қозғалыўшы k системасында электр зарядларына пондермоторлық тәсири ямаса соған сәйкес магнит массалары арқалы анықланған электр ҳәм магнит майданларының кернеўлиликлери векторлары ушын төмендегидей теңлемелердиң дурыс болатуғынлығын билдиреди:

$$\frac{1}{V}\frac{\partial X'}{\partial\tau}=\frac{\partial N'}{\partial\eta}-\frac{\partial M'}{\partial\varsigma},\qquad \frac{1}{V}\frac{\partial L'}{\partial\tau}=\frac{\partial Y'}{\partial\varsigma}-\frac{\partial Z'}{\partial\eta},$$
$$\frac{1}{V}\frac{\partial Y'}{\partial\tau}=\frac{\partial L'}{\partial\varsigma}-\frac{\partial N'}{\partial\xi},\qquad \frac{1}{V}\frac{\partial M'}{\partial\tau}=\frac{\partial Z'}{\partial\xi}-\frac{\partial X'}{\partial\varsigma},$$
$$\frac{1}{V}\frac{\partial Z'}{\partial\tau}=\frac{\partial M'}{\partial\xi}-\frac{\partial L'}{\partial\eta},\qquad \frac{1}{V}\frac{\partial N'}{\partial\tau}=\frac{\partial X'}{\partial\eta}-\frac{\partial Y'}{\partial\xi}.$$

k системасы ушын табылған теңлемлердиң еки системасы да дәл бир нәрсени аңлатыўы керек, себеби теңлемелердиң еки системасы да K системасы ушын жазылған Максвелл-Герц теңлемелерине эквивалент. Еки системаның теңлемелери векторларды сәўлелендиретуғын символларды есапқа алмағанда бир бирине сәйкес келетуғын болғанлықтан теңлемелердиң еки системасындағы сәйкес орынларда турған функциялар барлық функциялар ушын ортақ болған және ξ, η, ζ, τ шамаларынан ғәрезсиз $\psi(v)$ көбейтиўшисине шекемги дәлликте бир бири менен тең болыўы керек. Солай етип

$$X'=\psi(v)X,\quad L'=\psi(v)L,$$
$$Y'=\psi(v)\beta\left(Y-\frac{v}{V}N\right),\qquad M'=\psi(v)\beta\left(M-\frac{v}{V}Z\right),$$
$$Z'=\psi(v)\beta\left(Z+\frac{v}{V}M\right),\qquad N'=\psi(v)\beta\left(Z-\frac{v}{V}M\right)$$

Егер бул теңлемелер системасын, биринщиден, тиккелей шешиў арқалы, екиншиден, v тезлиги менен характерленетуғын кери түрлендириў жәрдеминде (k дан K ға) айландырсақ (обратить, Б.А.) ҳәм алынған еки теңлемелер системасының бир бири менен бирдей екенлигин дыққатқа қабыл етсек, онда

$$\psi(v)\,\psi(-v)=1$$

екенлигин аламыз.

Буннан кейин симметрия көз-қарасынан мынаған ийе боламыз[4]:

$$\psi(v)=-\psi(-v).$$

Солай етип

$$\psi(v)=1$$

ге тең болады екен ҳәм сонлықтан бизиң теңлемелеримиз мына түрге енеди:

$$X'=X,\qquad L'=L,$$
$$Y'=\beta\left(Y-\frac{v}{V}N\right),\qquad M'=\beta\left(M-\frac{v}{V}Z\right),$$

[4] Мысалы, егер X = Y = Z = L = M =0 ҳәм N ≠ 0 болғанда симметрия көз-қарасы бойынша v өзиниң санлық мәнисин өзгертпей тек белгисин өзгертетуғын болса Y’ тың да сан мәнисин өзгертпей, тек белгисин өзгертетуғынлығы түсиникли.

$$Z' = \beta\left(Y + \frac{v}{V}M\right), \qquad N' = \beta\left(Y - \frac{v}{V}Y\right).$$

Бул теңлемелерди интерпретациялаў ушын төмендегилерди еске аламыз. Мейли тынышлықта турған K системасында өлшегенде "бир" ге тең ноқатлық заряд болсын (яғный бундай заряд тынышлықта турған системаға салыстырғанда тынышлықта турып тап сондай электр зарядына 1 см қашықлықта турып 1 дина күш пенен тәсир етеди). Салыстырмалық принципине сәйкес бул зарядты қозғалыўшы системада өлшегенде де "бир" ге тең болады. Егер бул электр муғдары тынышлықта турған системаға салыстырғанда тынышлықта турса, онда анықлама бойынша (X, У, Z) векторы еске алынған зарядка тәсирететуғын күшке тең. Егер заряд қозғалыўшы системаға салыстырғанда тынышлықта турған болса (ең болмағанда сәйкес ўақыт моментинде), онда оған қозғалыўшы системада өлшенген тәсир ететуғын күш (X', Y', Z') векторына тең болады. Сонлықтан жоқарыда жазылған теңлемлердиң дәслепки үшеўин төмендегидей еки усы менен келтирип шығарыўға болады.

1. Егер электромагнит майданында бирлик ноқатлық заряд қозғалатуғын болса, онда оған электр майданынан басқа "электромотор күши" тәсир етеди. Бул күш v/V ның екинши ҳәм оннан да жоқары дәрежелерине пропорционал болған ағзаларды есапқа алмағанда бирлик зарядтың қозғалыс тезлиги менен магнит майданының кернеўлилигиниң көбеймесин жақтылықтың тезлигине бөлгенге тең (ески формулировка).

2. Егер бирлик ноқатлық заряд электромагнит майданында қозғалатуғын болса, онда оған тәсир ететуғын күш усы заряд турған орындағы электр майданының кернеўлилигине тең (майданды заряд тынышлықта турған координаталар системасына қарата түрлендиргенде алынатуғын) (жаңа формулировка).

Усындай тәртиплер "магнитомотор" лық күшлер ушын да орын алады. Баянланылып атырған теорияда электромотор күши жәрдемши түсиник орнын ийелейди. Бул түсиникти киргизиўдиң себеби электр ҳәм магнит майданлары координата системасының қозғалыс ҳалынан ғәрезсиз бар бола алмаўында. Магнит пенен өткизгиштиң бир бирине салыстырғандағы қозғалысының салдарынан пайда болатуғын тоқларды қарағанда киргизилген асимметрияның жоғалатуғынлығы түсиникли. Электродинамикалық күшлер қай жерде "отырыпты" деген сораў да мәнисин жоғалтады.

§ 7. Аберрация менен Допплер эффектиниң теориясы

Мейли K системасында координата басынан үлкен қашықлықта электродинамикалық толқынлардың базы бир дереги жайласқан болсын. Бул толқынлар координата басын өз ишине қамтыйтуғын кеңисликтиң базы бир бөлиминде дәлликтиң жеткиликли дәрежесинде мына теңлемелер менен берилиўи мүмкин болсын:

$$X = X_0 \sin\Phi, \qquad L = L_0 \sin\Phi,$$
$$Y = Y_0 \sin\Phi, \qquad M = M_0 \sin\Phi,$$
$$Z = Z_0 \sin\Phi, \qquad N = N_0 \sin\Phi,$$
$$\Phi = \omega\left(t - \frac{ax + by + cz}{V}\right).$$

Бул жерде (X_0, Y_0, Z_0) ҳәм (L_0, M_0, N_0) лер толқынның амплитудасын анықлайтуғын векторлар; a, b, c лар толқын фронтына түсирилген нормалдың бағытлаўшы косинуслары.

Енди қозғалыўшы k системасына салыстырғанда тынышлықта турған бақлаўшы тәрепинен изертленгенде усы толқынлардың қәсийетлериниң қандай болатуғынлығын айқынластырайық. 6-параграфта табылған электр ҳәм магнит майданларын түрлендириў формулаларын ҳәм 3-параграфта алынған координаталар менен ўақытты түрлендириў формулаларын қолланып, мынаны аламыз:

$$X' = X_0 \, sin\, \Phi\,', \qquad L' = L_0 \, sin\, \Phi,$$

$$Y' = \beta\left(Y_0 - \frac{v}{V}N_0\right)\sin\Phi', \qquad M' = \beta\left(M_0 - \frac{v}{V}Z_0\right)\sin\Phi',$$

$$Z' = \beta\left(Z_0 - \frac{v}{V}M_0\right)\sin\Phi', \qquad N' = \beta\left(N_0 - \frac{v}{V}Y_0\right)\sin\Phi',$$

$$\Phi' = \omega'\left(\tau - \frac{a'\xi + b'\eta + c'\varsigma}{V}\right).$$

Бул аңлатпаларда

$$\omega' = \omega\beta\left(1 - a\frac{v}{V}\right)$$

$$a' = \frac{a - \frac{v}{V}}{1 - a\frac{v}{V}},$$

$$b' = \frac{b}{\beta\left(1 - a\frac{v}{V}\right)}$$

$$c' = \frac{c}{\beta\left(1 - a\frac{v}{V}\right)}$$

Жийилиги ν болған шексиз қашықлықтағы жақтылық дерегине салыстырғанда v тезлиги менен қозғалатуғын бақлаўшыны аламыз. ω' ушын жазылған теңлемеден егер жақтылық дереги менен бақлаўшыны тутастырытуғын сызық пенен координата системасындағы (жақтылық дерегине салыстырғанда тынышлықта турған) тезлиги арасындағы мүйеш φ болса, онда бақлаўшы тәрепинен қабыл етилетуғын жақтылықтың жийилиги ν' мына формула жәрдеминде бериледи:

$$\nu' = \nu\frac{1 - \frac{v}{V\,cos\,\phi}}{\sqrt{1 - (v/V)^2}}.$$

Бул қәлеген тезликлер ушын Допплер принципи болып табылады. φ = 0 болған жағдайда формула әпиўайырақ түрге ийе болады:

$$\nu' = \nu\sqrt{\frac{1 - v/V}{1 + v/V}}.$$

Биз бул жерде әдеттеги көз-карасларға қарсы v = - ∞ те жийилик ν = ∞ болатуғынлығын көремиз.

Егер φ' арқалы толқын фронты нормалы (нур бағыты) менен жақтылық дереги менен бақлаўшыны тутастыратуғын сызық арасындағы мүйешти белгилесек, онда φ' ушын арналған формула мына түрге ийе болады:

$$cos\,\phi\,' = \frac{cos\,\phi - \frac{v}{V}}{1 - \frac{v}{V\,cos\,\phi}}.$$

Бул формула улыўмалық түриндеги аберрации нызамын аңлатады. Егер φ = π/2 болса формула әпиўайы түрге ийе болады:

$$cos\,\phi\,' = -\frac{v}{V}.$$

Енди биз қозғалыўшы системадағы бақлаўшы тәрепинен қабыл етилетуғын толқынның амплитудасын табыўымыз керек. Тыныш турған ҳәм қозғалыўшы системалардағы электр ҳәм магнит майданларының кернеўлиликлериниң амплитудаларын A ҳәм A’ арқалы белгилесек, онда мынаған ийе боламыз:

$$A'^2 = A^2 \frac{\left(1-\frac{v}{V}\cos\varphi\right)}{1-(v/V)^2}.$$

$\varphi = 0$ болғанда бул қатнас әпиўайырақ қатнасқа өтеди:

$$A'^2 = A^2 \frac{1-\frac{v}{V}}{1+\frac{v}{V}}.$$

Келтирилип шығарылған теңлемелерден жақтылықтың базы бир дерегине V тезлиги менен жақынлап киятырған бақлаўшы ушын бул деректиң шексиз үлкен интенсивликке ийе болатуғындай болып көринетуғынлығы келип шығады.

§ 8. Жақтылық нурларының энергиясын түрлендириў. Идеал айнаға жақтылық тәрепинен түсирилетуғын басымның теориясы

$A^2/8\pi$ көлем бирлигиндеги жақтылықтың энергиясы болғанлықтан салыстырмалық принципи тийкарында $A'^2/8\pi$ шамасын биз қозғалыўшы системадағы жақтылық энергиясы деп қараўымыз керек. Сонлықтан A'^2/A^2 шамасы егер жақтылық комплексиниң көлеми k ҳәм K системаларында бирдей болып қалатуғын болса "қозғалыста өлшенген" белгили бил жақтылық комплексиниң энергиясының "тынышлықтағы" тап сондай комплекстиң энергиясының қатнасы болып табылады. Бирақ бул ондай болмайды. Егер a, b, c лар тынышлықтағы системаның жақтылық толқынының фронтына түсирилген нормалдың бағытлаўшы косинуслары болса, онда жақтылық тезлиги менен қозғалатуғын сфераның бетиниң

$$(x - V\,a\,t)^2 + (y - V\,b\,t)^2 + (z - V\,c\,t)^2 = R^2$$

элементи арқалы ҳеш қандай энергия өтпейди. Сонлықтан бул бет барлық ўақытта да бир жақтылық комплексин шеклеп турады деп тастыйықлай аламыз. Егер бақлаўлар k системасында турып жүргизилетуғын болса усы беттиң ишинде қандай энергияның турғанлығын анықлаймыз (яғный k системасына салыстырғанда жақтылық комплексиниң энергиясының қандай екенлигин анықлаймыз).

Қозғалыўшы системада қарап атырылған сфералық бет эллипсоиддың бети болып табылады. Оның теңлемеси τ = 0 ўақыт моментинде былай жазылады:

$$\left(\beta\xi - a\beta\frac{v}{V}\xi\right)^2 - \left(\eta - b\beta\frac{v}{V}\xi\right)^2 + \left(\varsigma - c\beta\frac{v}{V}\xi\right)^2 = R^2.$$

Егер S арқалы шардың көлеми, ал S’ арқалы усы эллипсоидтың көлеми белгиленсе, онда әпиўайы есаплаўлар мынадай қатнастың орын алатуғынлығын көрсетеди:

$$\frac{S'}{S} = \frac{\sqrt{1-(v/V)^2}}{1-\frac{v}{V}\cos\varphi}$$

E арқалы тынышлықта турған системада өлшенген ҳәм қарап атырылған беттиң ишиндеги энергия белгиленсе, ал E’ арқалы қозғалыўшы системадағы тап усы энергия белгиленсе, онда

$$\frac{E'}{E} = \frac{\frac{A'^2}{8\pi}S'}{\frac{A^2}{8\pi}S} = \frac{1-\frac{v}{V}\cos\varphi}{\sqrt{1-(v/V)^2}}$$

аңлатпасына ийе боламыз. Бул формула φ = 0 болған жағдайда әпиўайыласады

$$\frac{E'}{E} = \sqrt{\frac{1-v/V}{1+v/V}}.$$

Жақтылық комплексиниң энергиясының да, жийилигиниң де бақлаўшының ҳалының өзгериўи менен бирдей нызам бойынша өзгериўи әҳмийетли болып табылады.

Мейли координата тегислиги ξ = 0 идеал айналық бет болсын ҳәм алдыңғы параграфта қаралған тегис толқынлар усы бетте шағылысатуғын болсын. Енди усы бетке түсирилетуғын жақтылық басымын ҳәм шағылысқаннан кейинги жақтылықтың бағытының, жийилигиниң ҳәм интенсивлилигиниң қандай болатуғынлығын анықлаймыз.

Мейли түсиўши жақтылық A, cosφ, ν (K есаплаў системасына тийисли) шамалары менен тәрийипленетуғын болсын. k системасында турып бақлағанда сәйкес шамалар ушын мыналарға ийе боламыз:

$$A' = A\frac{1 - \frac{v}{V}cos\,\varphi}{\sqrt{1-(v/V)^2}},$$

$$cos\,\varphi\,' = \frac{cos\,\varphi - \frac{v}{V}}{1 - \frac{v}{V}cos\,\varphi},$$

$$\nu' = \nu\frac{1 - \frac{v}{V}cos\,\varphi}{\sqrt{1-(v/V)^2}}.$$

Егер биз усы процессти k системасында жүреди десек, онда шағылысқан нур ушын мынаны аламыз:

$$A'' = A',$$
$$cos\,\varphi\,'' = -\,cos\,\varphi\,',$$
$$v'' = v'.$$

Ақырында K системасына кери түрлендириў жүргизсек, шағылысқан жақтылық ушын аламыз:

$$A''' = A''\frac{1 - \frac{v}{V}\cos\varphi''}{\sqrt{1-(v/V)^2}} = A\,\frac{1 - 2\frac{v}{V}\cos\varphi + \left(\frac{v}{V}\right)^2}{1-(v/V)^2},$$

$$\cos\varphi''' = \frac{\cos\varphi'' + \frac{v}{V}}{1 + \frac{v}{V}\cos\varphi} = -\frac{\left[1 + \left(\frac{v}{V}\right)^2\right]\cos\varphi - 2\frac{v}{V}}{1 - 2\frac{v}{V}\cos\varphi + \left(\frac{v}{V}\right)^2},$$

$$v''' = v''\,\frac{1 + \frac{v}{V}\cos\varphi''}{\sqrt{1-(v/V)^2}} = \nu\,\frac{1 - 2\frac{v}{V}\cos\varphi + \left(\frac{v}{V}\right)^2}{1 + \left(\frac{v}{V}\right)^2}.$$

Тынышлықта турған системада өлшенген айнаның бетиниң бир бирлигине бир ўақыт бирлигинде түсетуғын энергияның муғдары

$$\frac{A^2}{8\pi}(V\,cos\,\varphi - v)$$

ға тең.

Айнаның бетиниң бир бирлигинен бир ўақыт бирлигинде кететуғын энергия болса

$$\frac{A'''^2}{8\pi}(-V\,cos\,\varphi\,''' + v)$$

ға тең. Энергияның сақланыў нызамына сәйкес усы еки аңлатпа арасындағы айырма жақтылық басымы тәрепинен бир ўақыт бирлигинде исленген жумысқа тең. Жумысты Pv көбеймесине теңлестирип (P арқалы жақтылық басымы белгиленген) аламыз:

$$P = 2\frac{A^2}{8\pi}\frac{\left(cos\,\varphi - \frac{v}{V}\right)^2}{1-\left(\frac{v}{V}\right)^2}.$$

Буннан биринши жақынласыўда тәжирийбелерге ҳәм басқа теорияларға сәйкес келиўши

$$P = 2\frac{A^2}{8\pi}cos^2\varphi.$$

аңлатпасын аламыз.

Усы жерде қолланылған усыл менен қозғалыўшы денелер оптикасының барлық мәселелериниң шешилиўи мүмкин. Мәселениң мәниси соннан ибарат, қозғалыўшы дене тәрепинен тәсирге ушырайтуғын жақтылық толқынындағы электр ҳәм магнит майданлары усы денеге салыстырғанда тынышлықта туратуғын координата системасына түрлендириледи. Усының салдарынан қозғалыўшы денелер оптикасының ҳәр бир мәселеси тынышлықта турған денелер оптикасының мәселесине алып келинеди.

§ 9. Конвекциялық тоқларды есапқа алған жағдай ушын Максвелл-Герц теңлемесин түрлендириў

Биз мына теңлемелерди басшылыққа аламыз:

$$\frac{1}{V}\left\{u_x\rho + \frac{\partial X}{\partial t}\right\} = \frac{\partial N}{\partial y} - \frac{\partial M}{\partial z}, \qquad \frac{1}{V}\frac{\partial L}{\partial t} = \frac{\partial Y}{\partial z} - \frac{\partial Z}{\partial y},$$
$$\frac{1}{V}\left\{u_y\rho + \frac{\partial Y}{\partial t}\right\} = \frac{\partial L}{\partial z} - \frac{\partial N}{\partial x}, \qquad \frac{1}{V}\frac{\partial M}{\partial t} = \frac{\partial Z}{\partial x} - \frac{\partial X}{\partial z},$$
$$\frac{1}{V}\left\{u_z\rho + \frac{\partial Z}{\partial t}\right\} = \frac{\partial M}{\partial x} - \frac{\partial L}{\partial y}, \qquad \frac{1}{V}\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\partial X}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial x}.$$

Бул аңлатпалардағы

$$\rho = \frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial z}$$

4π ге көбейтилген зарядтың тығызлығын билдиреди, ал (u_x, u_y, u_z) лер болса электр зарядының тезлик векторы. Егер зарядлар бир бири менен киши қатты денелерде өзгериссиз байланысқан (ионлар, электронлар) деп есапласақ, онда бул теңлемелер Лоренц электродинамикасы менен қозғалыўшы денелер оптикасының тийкарғы теңлемелери болып табылады.

Егер 3- ҳәм 6-параграфтардағы түрлендириў формулаларының жәрдеминде К системасында дурыс болған бул теңлемелерди түрлендирсек, мынадай теңлемелерди аламыз:

$$\frac{1}{V}\left\{u_\zeta\rho', + \frac{\partial X'}{\partial \tau}\right\} = \frac{\partial N'}{\partial \eta} - \frac{\partial M'}{\partial \xi}, \qquad \frac{1}{V}\frac{\partial L'}{\partial \tau} = \frac{\partial Y'}{\partial \varsigma} - \frac{\partial Z'}{\partial \eta},$$
$$\frac{1}{V}\left\{u_\eta\rho' + \frac{\partial Y'}{\partial \tau}\right\} = \frac{\partial L'}{\partial \varsigma} - \frac{\partial N'}{\partial \xi}, \qquad \frac{1}{V}\frac{\partial M'}{\partial \tau} = \frac{\partial Z'}{\partial \xi} - \frac{\partial X'}{\partial \varsigma},$$
$$\frac{1}{V}\left\{u_\varsigma\rho' + \frac{\partial Z'}{\partial \tau}\right\} = \frac{\partial M'}{\partial \xi} - \frac{\partial L'}{\partial \eta}, \qquad \frac{1}{V}\frac{\partial N'}{\partial \tau} = \frac{\partial X'}{\partial \eta} - \frac{\partial Y'}{\partial \xi}.$$

Бул аңлатпаларда

$$\frac{u_x - v}{1-\frac{u_x v}{V^2}} = u_\xi,$$

$$\frac{u_y}{\beta\left(1-\frac{u_x v}{V^2}\right)} = u_\eta, \qquad \rho' = \frac{\partial X'}{\partial \xi} + \frac{\partial Y'}{\partial \eta} + \frac{\partial Z'}{\partial \varsigma} = \beta\left(1-\frac{v u_x}{V^2}\right)\rho,$$

$$\frac{u_z}{\beta\left(1-\frac{u_x v}{V^2}\right)}=u_\zeta.$$

Солай етип (бул 5-параграфтағы тезликлерди қосыў теоремасынан келип шығады) (u_ξ, u_η, u_ζ) лер k системасында өлшенген электр зарядларының тезлиги екен. Демек егер бизиң кинематикалық принциплеримизди басшылыққа алатуғын болсақ қозғалыўшы денелердиң Лоренц электродинамикасының электродинамикалық тийкарының салыстырмалық принципине бағынатуғынлығы көрсетилди.

Дәлилленген теңлемелерден төмендегидей әҳмийетли теореманың келип шығатуғынлығын қысқаша атап өтемиз: егер электр заряды менен зарядланған дене кеңисликте ықтыярлы түрде қозғалатуғын болса ҳәм егер усы дене менен бирге қозғалатуғын координата системасында турып бақланғанда өзгермейтуғын болса, онда бул заряд тынышлықта турған K системасында турып бақланғанда да өзгермейди.

§ 10. (Үлкен емес тезлениўге ийе) электронның динамикасы

Мейли электромагнит майданында электр заряды ε ге тең болған (ендигиден былай "электрон" деп аталыўшы) ноқатлық бөлекше қозғалатуғын болсын. Оның қозғалыс нызамы ҳаққында тек мыналарды болжаймыз:

Егер электрон белгили бир ўақыт аралығында тынышлықта турған болсын. Усыннан кейинги ўақыт элементинде (қозғалыс әсте-ақырынлық пенен жүретуғын болғанлықтан)

$$\mu\frac{d^2x}{dt^2}=\varepsilon X,$$
$$\mu\frac{d^2y}{dt^2}=\varepsilon Y,$$
$$\mu\frac{d^2z}{dt^2}=\varepsilon Z.$$

теңлемелери менен тәрийипленеди. Бул аңлатпалардағы x,y,z лер электронның координаталары, ал μ арқалы электронның массасы белгиленген.

Буннан кейин электрон белгили бир ўақыт аралығында v тезлигине ийе болсын. Тиккелей усы ўақыт аралығынан соңғы электронның қозғалыс нызамын табамыз.

Талқылаўлардың улыўмалық екенлигин шеклемей биз бақлаўды баслаған моментте бизиң электронымыз координата басында жайласқан болады ҳәм K системасының X көшери бағытында v тезлиги менен қозғалады деп есаплай аламыз (ҳақыйқатында да тап сондай деп есаплаймыз). Бундай жағдайда көрсетилген ўақыт моментинде (t = 0) электрон X көшерине параллел бағытта v тезлиги менен қозғалатугын k координатасына салыстырғанда тынышлықта турады.

Жоқарыда қабыл етилген болжаўдан ҳәм бул болжаўға салыстырмалық принципин қоссақ мына жағдай келип шығады: k системасынан бақланатуғын t = 0 ден тиккелей кейинги ўақыт аралығындағы электронның қозғалыс теңлемеси мына түрге ийе болады:

$$\mu\frac{d^2\xi}{d\tau^2}=\varepsilon X',$$
$$\mu\frac{d^2\eta}{d\tau^2}=\varepsilon Y',$$
$$\mu\frac{d^2\varsigma}{d\tau^2}=\varepsilon Z'.$$

Бул аңлатпалардағы ξ, η, ζ, τ, X', Y', Z' шамалары k системасына тийисли. Егер усыған қосымша t = x = y = z = 0 де τ = ξ = η = ζ = 0 деп есапласақ онда 3- ҳәм 6-параграфлардағы түрлендириў формулалары дурыс болады және келиси теңлемелер орынланады:

$$\tau = \beta\left(t - \frac{v}{V^2}\right),$$
$$\xi = \beta(x - vt), \qquad X' = X,$$
$$\eta = y, \qquad Y' = \beta\left(Y - \frac{v}{V}N\right),$$
$$\varsigma = z, \qquad Z' = \beta\left(Z - \frac{v}{V}M\right).$$

Бул теңлемлердиң жәрдеминде жоқарыда жазылған теңлемелерди k системасынан K системасына түрлендиремиз ҳәм мынаны аламыз:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{\varepsilon}{\mu}\frac{1}{\beta^3}X,$$
$$\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{\varepsilon}{\mu}\frac{1}{\beta}\left(Y - \frac{v}{V}N\right) \qquad \text{(A)}$$
$$\frac{d^2z}{dt^2} = \frac{\varepsilon}{\mu}\frac{1}{\beta}\left(Z + \frac{v}{V}M\right)$$

Талқылаўлардың әдеттегидей усылына сүйенип қозғалыўшы электронның "бойлық" ҳәм "көлденең" массаларын анықлаймыз. (A) теңлемелерин мына түрде жазамыз:

$$\mu\beta^3\frac{d^2x}{dt^2} = \varepsilon X = \varepsilon X',$$
$$\mu\beta^2\frac{d^2y}{dt^2} = \varepsilon\beta\left(Y - \frac{v}{V}N\right) = \varepsilon Y',$$
$$\mu\beta^2\frac{d^2z}{dt^2} = \varepsilon\beta\left(Z + \frac{v}{V}M\right) = \varepsilon Z'.$$

Бундай жағдайда εX', εY', εZ' лердиң электронға тәсир етиўши пандермотор күшлердиң қураўшылары екенлигин аңлаймыз. Қала берсе бул қураўшылар усы ўақыт моментинде электрон менен бирге усы электронның тезлигиндей тезлик пенен қозғалатуғын координаталар системасында қаралады. (мысалы бул күштиң усы системада тынышлықта турған пружиналы тәрези жәрдеминде өлшенениўи мүмкин). Егер усы күшти енди "электронға тәсир ететуғын күш" деп атасақ ҳәм

Масса × Тезлениў = Күш

теңлемесин сақлап қалсақ және буннан кейин өлшеўлер тынышлықта турған K есаплаў системасында әмелге асырылыўы лазым екенлигин анықласақ, онда жоқарыдағы теңлемелерден аламыз:

$$\text{Бойлық масса} = \frac{\mu}{\left(\sqrt{1-(v/V)^2}\right)^3},$$
$$\text{Көлденең масса} = \frac{\mu}{\sqrt{1-(v/V)^2}}.$$

Әлбетте, егер биз күш пенен тезлениўге басқаша анықлама берсек, онда массалар ушын басқа мәнислерди алған болар едик. Буннан электронның қозғалысының ҳәр қыйлы теорияларын салыстырғанда жүдә абайлы болыў кереклиги келип шығады. Масса ушын алынған бул нәтийжелердиң нейтрал болған материаллық ноқатлар ушын да дурыс екенлигин сеземиз. Себеби усындай материаллық ноқатты қәлеген муғдардағы киши электр зарядын қосып электронға айландырыў мүмкин (бизиң мәнисте).

Электронның кинетикалық энергиясын анықлаймыз Егер электрон K системасының басынан басланғыш 0 тезлиги менен барлық ўақытта X көшериниң бағытында X электр күшиниң тәсиринде қозғалатуғын болса, онда электростатикалық майданынан алынған энергияның $\int \varepsilon X dx$ болатуғынлығы түсиникли. Электрон әстелик пенен тезленетуғын, соның салдарынан ол энергияны нурланыў түринде қайтып бермейтуғын болғанлықтан электростатикалық майданнан алынған энергия электронның қозғалыс энергиясы W ге тең болыўы керек. Қарап атырылған процесстиң барысында (A) дағы биринши теңлеме дурыс болатуғынлығын дыққатқа алсақ, онда

$$w = \int \varepsilon X dx = \int_0^v \beta^3 \mu\, v\, d\, v = \mu V^2 \left\{ \frac{1}{\sqrt{1-(v/V)^2}} - 1 \right\}$$

аңлатпасын аламыз.

Сонлықтан $v = V$ болғанда W шамасы шексиз үлкен болады. Дәслепки жуўмақлардағыдай усы жерде де жақтылықтың тезлигинен үлкен тезликтиң болыўы мүмкин емес. Кинетикалық энергия ушын жазылған бул аңлатпа жоқарыда келтирилген аргументлерге байланыслы қәлеген массалар ушын дурыс болады.

Енди тәжирийбеде тексерилип көрилиўи мүмкин болған (A) теңлемелер системасынан келип шығыўы керек барлық нәтийжелерди атап өтемиз.

1. (A) системасының екинши теңлемесинен Y электр майданы ҳәм N магнит майданы $Y = N\frac{v}{V}$ болғанда электронды бирдей күште аўыстырады. Бизиң теориямызға сәйкес қәлеген тезликлер ушын егер

$$\frac{A_m}{A_e} = \frac{v}{V}$$

нызамы қолланылатуғын болса, онда электронның тезлигин магнит майданы тәрепинен аўысыў A_m ниң электр майданы тәрепинен аўысыў A_e ге қатнасы жәрдеминде анықлаўдың мүмкин екенлиги көринип тур. Бул қатнасты экспериментте тексерип көриўге болады. Себеби электронның тезлигин тез өзгеретуғын электр ҳәм магнит майданларының жәрдеминде анықлаўға болады.

2. Электронның кинетикалық энергиясы ушын жазылған формуладан өтилген потенциаллар айырмасы P менен электронның алған тезлиги арасында мынадай қатнастың орын алыўы керек:

$$P = \int X dx = \frac{\mu}{\varepsilon} V^2 \left\{ \frac{1}{\sqrt{1-(v/V)^2}} - 1 \right\}.$$

3. Электронның тезлигине перпендикуляр болған кернеўлилиги N ге тең магнит майданы (бирден бир аўыстырыўшы күш сыпатында) бар болғандағы орбитаның қыйсықлық радиусы R ди есаплаймыз.

(A) ның екинши теңлемесинен аламыз:

$$-\frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{v^2}{R} = \frac{\varepsilon}{\mu} \frac{v}{V} N \sqrt{1-(v/V)^2}$$

ямаса

$$R = V^2 \frac{\mu}{\varepsilon} \frac{\frac{v}{V}}{\sqrt{1-(v/V)}} \frac{1}{N}.$$

Келтирилген үш қатнас усынылған теорияға сәйкес электронлардың қозғалыўы керек болған нызамлардың толық аңлатылыўы болып табылады.

Ақырында усы мақалада баянланған проблемаларды ислеп шығарғанда мениң достым ҳәм кәсиплесим М.Бессо ең исенимли жәрдемши болғанлығын атап өтемен.

1905-жылы 30-июнь күни келип түсти.

Бул Эйнштейнниң салыстырмалық теориясы бойынша биринши (ҳәм тийкарғы) жумысы. Бул мақалаға шекем Эйнштейн тәрепинен 1901-1905 жыллары молекулалық физика ҳәм жақтылықтың теориясы бойынша сегиз жумысы баспада басылды. Мақала 1913-жылғы топламға киргизилген (H.A.Lorentz. Das Relativitatsprinzip, erne Sammlung von Abhandlungen. Leipzig, Teubner, 1913). Топлам бир неше рет қайтадан басылған және инглиз ҳәм француз тиллерине аўдарылған. Топламның инглиз тилиндеги аўдармасы Англияда (H.A.Lorentz. The Principle of Relativity, a collection of original memories. London, Methuen, 1923), ҳәм Индияда (The principle of Relativity. Original papers, by A. Einstein and H. Minkowski, Calcutta, 1920) басылған.

Мақаланың французша аўдармасы (М.Соловинниң аўдармасы) 1925-жылы жарық көрди (Paris, Gauthier). Орысша аўдармасы В.К.Фредерикс пенен Д.Д.Иваненконың редакторлеўинде 1936-жылы жарық көрди (Салыстырмалық принципи. Г.А.Лоренц, А.Пуанкаре, А.Эйнштейн ҳәм Г.Минковский. ОНТИ, 1935).