

**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIIY VA O'RTA MAXSUS TA'LIM
VAZIRLIGI
BUXORO DAVLAT UNIVERSITETI**

**Qo'lyozma huquqida
UDK 538.945**

Taxirova Saodat Nishadovnaning

**RELYATIVISTIK ZARRALARNING ELEKTR VA MAGNIT
MAYDONLARDAGI HARAKATI TADIIQIQI**

***Mutaxassislik:* 5A140201 - "Nazariy fizika"**

Magistr akademik darajasini olish uchun yozilgan

DISSERTATSIYA

**Ilmiy rahbar:
dots. M.R. Jumayev**

Buxoro-2013y.

MUNDARIJA

Kirish	3
I BOB. UMUMIY KO'RINISHDAGI RELYATIVISTIK DINAMIKA TENGLAMALARI.	
1.1. Elektromagnit maydondagi zaryad uchun lagranj funksiyasi.....	7
1.2. Relyativistik zarraning energiyasi va impulsi orasidagi bog'lanish.	11
1.3. Relyativistik dinamika tenglamasi.....	15
1.4. Relyativistik zarraning doimiy kuch ta'siridagi bir o'lchovli harakati.....	17
1.5. Relyativistik zarraning doimiy tormozlovshi kuch ta'siridagi harakati.....	20
II BOB. ELEKTROMAGNIT MAYDONDAGI RELYATIVISTIK ZARYADNING HARAKAT TENGLAMASI	
2.1. Elektromagnit maydondagi zaryadning harakat tenglamasi.....	28
2.2. Relyativistik mass-spektrograf.....	31
2.3. Larmor pretsessiyasi.....	33
2.4. Relyativistik zarralarning siklotronida erishadigan eng katta energiyasi.....	36
2.5. Relyativistik zarraning bir jinsli va doimiy magnit maydonidagi harakati.....	37
III BOB. HARAKATLANUVCHI MUHITLARDAGI RELYATIVISTIK ZARRALAR DINAMIKASI	
3.1. Relyativistik fotoelektronlarning uchish uzoqligi.....	41
3.2. Tekis harakatlanuvchi zaryad maydoni	49
3.3. Harakatlanuvchi muhitlardagi relyativistik zarralar dinamikasi.....	53
3.4. Olingan natijalarning amaliy qo'llanishi.....	54
XOTIMA.....	57
ADABIYOTLAR.....	58

KIRISH.

“Yoshlarga milliy vatanparvarlik ruhida ta’lim-tarbiya berish bugungi kunning jiddiy vazifalaridan hisoblanadi”

I.A.Karimov

Barkamol avlod tarbiyalash insoniyatning eng yaqin orzusi bo’lib kelgan. Barcha mamlakatlar, millatlar shunga intilgan. Bizning vatanimizda ham bu borada ancha samarali ishlar bajarilmoqda. Bunga yaqqol misol qilib, 1997-yilda qabul qilingan (yangi tahriri) “Ta’lim to’g’risida” gi qonun va “Kadrlar tayorlash bo’yicha milliy dastur” ini aytish mumkin.

Mustakillik yillarida jamiyatimiz hayotining barcha sohalarida bulgani kabi ta’lim tizimida ham bir qator islohotlar amalga oshirilmoqda. "Kadrlar tayorlash Milliy dasturi" va "Ta’lim tugrisida"gi Qonunlarda O`zbekiston Respublikasida ta’lim-tarbiya tizimini zamonaviy talablar darajasiga ko’tarish va ta’limning uzluksizligini ta’minlashning asosiy maksadlari va shart - sharoitlari belgilab berildi. O`zbekiston Respublikasi Oliy Majlisining IX sessiyasida Prezidentimiz

I. A. Karimov ta’kidlab o’tganlaridek, "Ta’limning yangi modeli jamiyatda mustakil fikrlovchi erkin shaxsning shakllanishiga olib keladi. Biz o`zining qadriyatini angelaydigan, irodasi baquvvat, iymoni butun, hayotda aniq maqsadga ega bulgan insonlarni tarbiyalash imkoniga ega bo`lamiz ". Bundan kelib chiqadigan xulosa shuki, yangi sharoitda raqobatbardosh yoshlarni tarbiyalash, ularni hayotga ishlab - chiqarish sohalariga tayyorlash ta’lim tizimining bosh vazifasi bo’lib qoladi. Keng qamrovli istiqlolga yo`nalgan bu sharaflı va mas`uliyatli vazifani amalga oshirishda etakchi kuch - o`q ituvchi, ustozlar hisoblanadi.

Keyingi yillarda Respublikamizda har bir sohada bo`lgani kabi ta’lim-tarbiya sohasida dam juda ko`plab islohotlar amalga oshirildi. "Ta’lim to’g’risida"gi qonun, "Kadrlar tayyorlash milliy dasturlari" hamda davlat ta’lim standartlari singari me`yoriy hujjatlar va nizomlarning ishlab chiqilganligi va

ularning ko'pchiligi hozirgi kunda amalga oshirilayotganligi hammamizga ma'lum. Ta'lim tizimining yangilanganligi, o'qitish mazmunini yangilashga, u esa o'z navbatida ta'lim mazmunini va uni belgilovchi hujjatlar (o'quv rejasi, o'quv dasturi, darsliklar va o'quv qo'llanmalar)ning yangilanishiga olib keldi. Bu yangilanishlar o'z navbatida tabiiyki, o'qitish jarayonini rejalashtirish, dars mashg'ulotini loyihalashtirishga yangicha yondashishni, o'quv-tarbiya jarayonini yangicha tashkil qilishni talab qiladi.

Bizga ma'lumki, hozirgi zamon tezlatgichlarida relyativistik zarralarning elektr va magnit maydonlaridagi harakatlari xususiyatlari asos bo'lib xizmat qiladi. Shuning uchun magistrlik ishining mavzusi ilmiy va amaliy ahamiyatga ega bo'lgan dolzarb masalalardan biri hisoblanadi.

Magistrlik ishi kirish, uch bob va xotima qismlaridan iborat.

Magistrlik ishining birinchi bobi **umumiy ko'rinishdagi relyativistik dinamika tenglamalari** tahlili hamda uning bir o'lchovli va ikki o'lchovli harakati tahliliga bag'ishlangan.

Bu bobda dastlab relyativistik zarralarning tormozlanish vaqti va tormozlanish yo'li ifodalari zarrachaning boshlang'ish energiyasi va tormozlanuvshi kuch orqali keltirib chiqarilgan. so'ngra esa fotoelektronlarning elektr maydoniga tik yo'nalishda uchib kirgan holi uchun ularning harakat qonunlari keltirib chiqarilgan. Olingan natijalar fotoelektronlarning tezliklariga bog'liq holda odatdagi norelativistik zarralarga nisbatan bir necha million marta katt bo'lishi ko'rsatib berilgan.

Magistrlik ishining ikkinchi bobi **elektromagnit maydondagi relyativistik zaryadning harakat tenglamasi** tahliliga bag'ishlangan. Bu bobda dastlab relyativistik zarraning Lorens kuchi ta'sirida bu kuch tezlikka perpendikulyar bo'lgani sababli, uning tezlik miqdori o'zgarmasdan qolib, uning harakati aylanma harakatdan iborat bo'lishi ko'rsatilgan.

So'ngra relyativistik zarraning uning tezligiga tik bo'lgan Lorens kuchi ta'siridagi markazga intilma tezlanishi tahlil etilgan va bu tezlanishning eng katta qiymati keltirib chiqarilgan.

Bobning keyingi bo'limlari relyativistik zarraning aylanish radiusi hamda aylanish davrlarining tahliliga bag'ishlangan. Jumladan odatdagi norelyativistik zarraning uning tezligiga tik bo'lgan magnit maydonidagi aylanish davri ham zarraning tezligiga va demak uning energiyasiga ham bog'liq bo'lishi haqida muhim xulosa olingan.

Shuningdek bu bobda Relyativistik zarralarning siklotronida erishadigan eng katta energiyasi qiymati topilgan.

Magistrlilik ishining uchinchi bobida **harakatlanuvchi muhitlardagi relyativistik zarralar dinamikasi** o'rganilgan. Bu bobda dastlab harakatlanuvchi zaryadlar maydoni ham elektr ham magnit maydonidan iborat b'lishi ko'rsatilgan. Bobning oxirida esa harakatlanuvchi muhitlardagi relyativistik zarralar dinamikasi muhit tezligi yorug'lik tezligiga yaqin bo'lganda ularning o'zaro ta'siri hal qiluvchi ahamiyatga ega bo'lishi ko'rsatib berilgan.

Ishning maqsad va vazifalari. Magistrlik ishining asosiy maqsadi zarralarning relyativistik dinamika tenglamalari asosida quyidagi vazifalarni hal qilishdan iborat:

1. Relyativistik zarraning tormozlovshi (to'xtatuvshi) kuch ta'siridagi harakat tenglamasining yechimini topish.
2. Fotoelektronlarning ularning tezligiga tik yo'nalgan elektr maydoni ta'siridagi ikki o'lchovli harakatini tadqiq etish.
3. Zarralarning tezliklari magnit maydoniga perpendikulyar yo'nalgan holdagi markazga intilma tezlanishini tahlil qilish.
4. Relyativistik zarralarning, ularning tezligiga tik yo'nalgan magnit maydonidagi aylanish davri ifodasini keltirib shiqarish.
5. Relyativistik zarralarning siklotronida erishadigan eng katta energiyasi qiymatini topish.
6. Harakatlanuvchi muhitlardagi relyativistik zarralar dinamikasini tadqiq etish.

Tadqiqot usuli va uslubiyoti: Magistrlik ishida relyativistik zarralarning elektr va magnit maydonlaridagi harakatini relyativistik dinamika usullari

yordamida tavsif etishdan iborat. Bundan shuningdek differensial tenglamalarni integrallash usullari ham qo'llanilgan.

Olingan asosiy natijalar: Magistrlik ishida relyativistik zarralarning elektr va magnit maydonlaridagi bir va ikki o'lchovli, Shuningdek harakatlanuvchi muhitlardagi relyativistik zarralar dinamikasi va aylanma harakatlari o'rganilib quyidagi asosiy natijalar olingan.

Relyativistik zarraning to'xtatuvshi kuch tasiridagi to'xtash vaqti hamda to'xtash masofasi ifodalari keltirib chiqarilgan.

Fotoelektronlarning ularning tezligiga tik yo'nalgan elektr maydoni tasiridagi ushish uzoqligi topilgan.

Zarralarning tezliklari magnit maydoniga perpendikulyar yo'nalgan holdagi eng katta markazga intilma tezlanishning son qiymati keltirib shiqarilgan.

Relyativistik zarralarning Lorens kuchi tasiridagi aylanish davri ifodasi hosil qilingan.

Relyativistik zarralarning siklotronda erishadigan eng katta energiya qiymati topilgan.

Natijalarning ilmiy yangiligi va amaliy ahamiyati: Magistrlik ishida olingan natijalar muhim amaliy va ilmiy ahamiyatga ega bo'lib, ulardan yuqori energiyali zarralar fizikasi hamda zamonaviy tezlatkichlarni loyihalashda foydalanish mumkin. Shuningdek harakatlanuvchi muhitlardagi relyativistik zarralar dinamikasi asosida relyativistik zarralarning turli muhitlar bilan o'zar ta'sirini keskin oshirish maqsadida foydalanish mumkin.

I BOB. UMUMIY KO'RINISHDAGI RELYATIVISTIK DINAMIKA TENGLAMALARI.

1.1. Elektromagnit maydondagi zaryad uchun lagranj funksiyasi.

Bizga ma'lumki har qanday fizikaviy sistemani harakatini bir qiymatli harakterlash uchun uning Lagranj funksiyasini bilish lozim. Hozirga qadar biz erkin zarrachaning Lagranj funksiyasini quyidagi ko'rinishga ega ekanligini keltirib chiqargan edik.

$$L = -mc^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (1.1.1)$$

v - zarrachaning tezlik vektori.

$$S_{\vartheta} = \int \alpha dS = \alpha \int \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} dt = \int L_{\vartheta} dt$$

$$L_{\vartheta} = \alpha c \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

Agar $x \ll 1$ bulsa $(1+x)^n \approx 1+nx$ ($n \in R$) tenglik o'rinli bo'ladi.

$$L_{\vartheta} = \alpha c \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \approx \alpha c \left[1 - \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} \right] = \alpha c - \frac{1}{2} \frac{\alpha}{c} v^2$$

$$-\frac{\alpha}{c} = m, \quad \alpha = -mc$$

$$L_{\vartheta} = -mc^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

Bu munosabatni keltirib chiqarishda quyidagi muhim ikkita xususiyatni e'tiborga oldik.

1. Lagranj funksiyasi invariant xususiyatga ega bo'lgan skalyar kattalik.

2. Moslik prinsipi, ya'ni, har qanday relyativistik ifoda yorug'lik tezligi cheksizga teng chegarada o'zining klassik ifodasiga o'tishi kerak. Huddi shu nuqtai nazarni elektromagnit maydondagi zaryad uchun umumlashtirishga harakat

qilamiz. Buning uchun quyidagicha muloxaza yuritish mumkin: har qanday zaryadlangan zarracha $\vec{E}$ elektr va $\vec{H}$ magnit maydon kuchlanganliklari bilan xarakterlanuvchi elektromagnit maydonda harakatlansa quyidagicha kuch ta'sir qiladi.

$$\vec{F} = \vec{F}_\kappa + \vec{F}_l \quad (1.1.2)$$

$$\vec{F}_\kappa = q\vec{E}; \quad \vec{F}_l = \frac{q}{c}[\vec{v}, \vec{H}] \quad (1.1.3)$$

Buni e'tiborga olib elektromagnit maydondagi zaryad uchun ta'sir funksiyasini quyidagicha yozamiz.

$$S_t = S_e + S_{ut} \quad (1.1.4)$$

Bu yyerda $S_{u,t}$ – o'zaro ta'sir Lagranjiyaniga mos keluvchi ta'sir funksiyasi, S_e – erkin zarraning harakatiga mos keluvchi ta'sir funksiyasi, S_t – to'la ta'sir funksiyasi.

$$L_t = L_e + L_{ut}; \quad S_e = \int \alpha dS \quad (1.1.5)$$

α -moslik prinsipi.

dS –invariant interval

$$S_e = -mc^2 \int \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} dt = \int L_e dt \quad (1.1.6)$$

Endi muammo elektromagnit maydon bilan zaryadning o'zaro ta'sirini ifodalovchi hadni keltirib chiqarishdan iborat. Oldingi darslarimizda biz har qanday zarrachani xarakterlovchi to'rt o'lchovli radius-vektorni kiritgan edik.

Zaryadning elektromagnit maydonidagi harakatini xarakterlovchi Logranj funksiyasini keltirib chiqarishda avvalgidek, ta'sir funksiyasi Lorens almashtirishiga nisbatan invariant bo'lishligidan foydalanamiz. Biz oldingi darslarimizda bunday xususiyatga har qanday 4 vektorlarning skalyar ko'paytmasi ega ekanligini ko'rgandik. Demak elektromagnit maydon bilan zarrachaning o'zaro ta'sirini ifodalovchi hadni quyidagicha yozamiz.

$$S_{ut} = \int \beta A_i dx^i$$

Bu yyerda x^i relyativistik zarraning to'rt radius vektori bo'lib, u avvalgi natijalarimizga ko'ra quyidagi ko'rinishga ega edi.

$$x^i = (x_0, -\vec{r})$$

A_i esa elektromagnit maydonning to'rt o'lchovli potentsiali bo'lib, uni har doimdagidek quyidagi ko'rinishda yozish mumkin

$$A_i = (A_0, \vec{A}) = (\varphi, \vec{A})$$

Demak to'rt o'lchovli elektromagnit maydon potentsialini skalyar va vektor potentsiallar bilan bir qiymatli aniqlash mumkin. Bizning vazifamiz elektromagnit maydonda zarrachaga ta'sir qiluvchi kuchni bilgan holda uning skalyar va vektor potentsiallari orqali qanday aniqlanishini topishdan iborat. Buning uchun huddi avvalgidek dastlab o'zaro ta'sirga mos keluvchi Lagranj funksiyasini topish lozim.

Endi to'rt o'lchovli ikkita vektorni skalyar ko'paytmasini topamiz.

$$A_i dx^i = A_0 dx^0 + A_1 dx^1 + A_2 dx^2 + A_3 dx^3 \quad d\vec{r} = \vec{v} dt \quad (1.1.7)$$

Shunday kilib S_{ut} quyidagi kurinishga ega:

$$S_{ut} = \beta \int (\varphi c dt - \vec{A} d\vec{r}) = \beta \int (\varphi c - \vec{A} \vec{v}) dt = \int L_{ut} dt \quad (1.1.8)$$

Demak, elektromagnit maydondagi zaryadlangan zarrachaga elektromagnit maydon o'zaro ta'sirini ifodalovchi Lagranj funksiyasi quyidagicha:

$$L_{ut} = \beta (\varphi c - \vec{A} \vec{v}) \quad (1.1.9)$$

Demak, elektromagnit maydondagi zaryad uchun Lagranj funksiyasi quyidagicha bo'ladi

$$L = L_e + L_{ut} = -mc^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} + \beta (\varphi c - \vec{A} \vec{v}) \quad (1.1.10)$$

Hozircha bizga β ni aniqlash muammosi turibdi. Prinsip nuqtai nazaridan u birliklar sistemasining tanlanishigagina bog'liq. Uni aniqlash uchun relyativistik dinamikaning asosiy tenglamasiga murojaat qilamiz.

Elektromagnit maydonda harakatlanayotgan zarrachaning impulsi (1.1.10) formulaga binoan ikki haddan iborat bo'lib, birinchi had $\vec{P}_e$ erkin zarraning impulsi va ikkinchi had esa uning elektromagnit maydon bilan ta'sirini aks ettiruvchi $-\beta\vec{A}$ impuls yig'indisidan iborat bo'ladi.

Endi zarrachaga ta'sir qiluvchi kuch uning impulsini vaqt bo'yicha o'zgarish tezligiga tengligidan foydalanib quyidagi natijani hosil qilamiz.

$$\vec{A} = \vec{A}(x, y, z, t);$$

$$d\vec{A} = d\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{\partial \vec{A}}{\partial x} dx + \frac{\partial \vec{A}}{\partial y} dy + \frac{\partial \vec{A}}{\partial z} dz + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} dt$$

$$\frac{d\vec{A}}{dt} = \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \frac{dt}{dt} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial z} \frac{dz}{dt} = \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial x} v_x + \frac{\partial \vec{A}}{\partial y} v_y + \frac{\partial \vec{A}}{\partial z} v_z$$

Oxirgi haddan β ni aniqlaymiz $\mathbf{E}$ va $\mathbf{H}$ ni ϕ va $\mathbf{A}$ potentsiallar orqali ifodalaymiz.

$$\vec{F} = \frac{d\vec{P}_e}{dt} - \beta \frac{d\vec{A}}{dt} = \frac{d\vec{P}_e}{dt} - \beta \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial x} v_x + \frac{\partial \vec{A}}{\partial y} v_y + \frac{\partial \vec{A}}{\partial z} v_z \right)$$

$$\frac{d\vec{P}_e}{dt} = q\vec{E}; \quad -\beta \frac{d\vec{A}}{dt} = \frac{q}{c} [\vec{v}, \vec{H}]$$

$$\beta = -\frac{\frac{q}{c} [\vec{v}, \vec{H}]}{\frac{d\vec{A}}{dt}} = -\frac{\frac{q}{c} [\vec{v}, \vec{H}]}{\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial x} v_x + \frac{\partial \vec{A}}{\partial y} v_y + \frac{\partial \vec{A}}{\partial z} v_z}$$

$$L_{ut} = \beta(\phi c - \vec{A} \vec{v});$$

Eslatma: β doimiyni aniqlash uchun quyidagi sodda muloxazadan foydalanish yetarli, ya'ni $\vec{A} = 0$ bo'lsa o'zaro ta'sir lagranj funksiyasi quyidagicha bo'ladi.

$$L_{ut} = \beta \phi c = -q \phi \quad \beta = -\frac{q}{c}.$$

Natija:

$$L_{ut} = \beta (\varphi c - \vec{A} \cdot \vec{v}) = -\frac{q}{c} (\varphi c - \vec{A} \cdot \vec{v}) = -q \varphi + \frac{q}{c} \vec{A} \cdot \vec{v}.$$

Elementar zarra elektron bo'lsa.

$$L_{ut} = -e \varphi + \frac{e}{c} \vec{A} \cdot \vec{v}.$$

1.2. Relyativistik zarraning energiyasi va impulsini orasidagi bog'lanish.

Erkin zarraning relyativistik Lagranj funksiyasini keltirib chiqarishda ikkita muhim xususiyatdan foydalaniladi.

1. Invariantlik.

2. Moslik prinsipi.

Klassik mexanikadagidek, zarra harakatining relyativistik tenglamalarini chiqarish uchun biz eng kichik ta'sir prinsipiga asoslanamiz.

Ma'lumki, erkin zarra uchun ta'sir:

$$S = -mc \int_a^b ds$$

ko'rinishda beriladi, bunda integral berilgan ikki hodisa orasidagi dunyoviy chiziq bo'yicha integralni ifodalaydi. Buni vaqt bo'yicha integralga aylantirib yozish mumkin

Eng kichik ta'sir prinsipi umumiy ta'rifiga ko'ra taqqoslagan holda zarraning relyativistik Lagranj funksiyasini

ko'rinishda yozishimiz mumkin.

Zarraning relyativistik Lagranj funksiyasini keltirib chiqarishda ikkita muhim xususiyat invariantlik va moslik prinsipi inobatga olish muhimdir. Bu yerda m - zarraning massasi v - uning tezligi. Bundan zarraning impulsini keltirib chiqaramiz.

$$\vec{p} = \frac{\partial L}{\partial v_x} \vec{i} + \frac{\partial L}{\partial v_y} \vec{j} + \frac{\partial L}{\partial v_z} \vec{k} \quad (1.2.1)$$

$$\vec{p} = \text{grad}_v L \quad (1.2.2)$$

1.2.1-dan ko'rinadiki Lagranj funksiyasi tezlik modulini funksiyasidir.

$$L = L(v) \quad (1.2.3)$$

U holda

$$\vec{p} = \text{grad } L(v) = \frac{\partial L}{\partial v} \text{grad } v \quad (1.2.4)$$

$$\frac{\partial L}{\partial v} = -mc^2 \frac{1}{2} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} (-1/c^2) 2v = \frac{mv}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = p \quad (1.2.5)$$

$$\text{grad } v = \frac{\vec{v}}{v} \quad (1.2.6)$$

$$p = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (1.2.7)$$

Shunday qilib, relyativistik zarraning impulsi klassik zarradan farqli ravishda v modulning chiziqli bo'lmagan funksiyasi ekan. Grafikda klassik va relyativistik nuqtai nazardan impuls bog'liqligini chizaylik.

Zarrachaga c tezlik berish uchun cheksiz katta energiya kerak ekan. Shuning uchun ham ishonch hosil qilamizki real zarraning harakati har doim yorug'lik tezligidan kichik tezlik bilan sodir bo'ladi. Endi olingan natijalardan foydalanib relyativistik zarraning energiyasini topamiz.

$$E = \vec{p}\vec{v} - L = \frac{mv^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} + mc^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = E \quad (1.2.8)$$

ifoda relyativistik zarraning energiyasi uning tezlikka bog'liq ravishda o'zgarishini ifodalaydi va eng muhim klassik fizikadan farqli ravishda $v = 0$ da

$$E_0 = mc^2$$

Bu natijani Eynshteyn tomonidan olingan. Endi buni boshqacha qaraymiz, ya'ni zarrachaning kinetik energiyasini topamiz. Bu energiya uning to'la energiyasining tinchlikdagi energiyasi ayirmasiga teng

$$E_k = E - E_0 \quad E_k = E_0 \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right] \quad (1.2.9)$$

$$\begin{aligned} v = 0 & \quad E_k = 0 \\ E = E_0 & \quad E_k = \frac{mv^2}{2} \end{aligned} \quad (1.2.10)$$

$v \ll c$ (!) bo'lsa (10) ifoda moslik prinsipiga binoan (11) ga o'tish kerak.

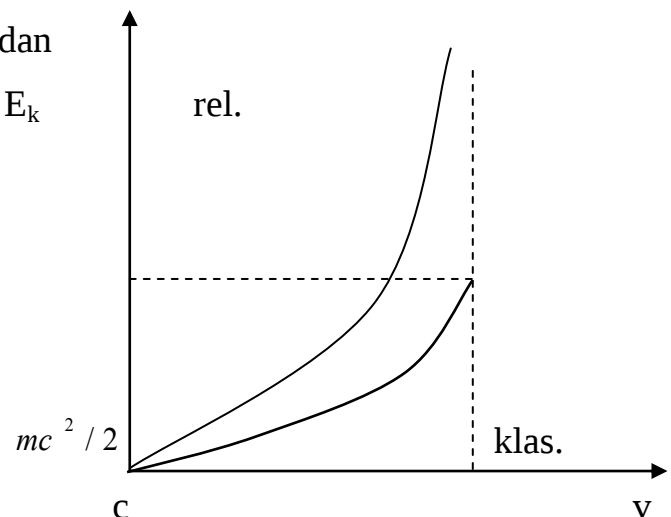
$$E = E_0 [(1 - v^2 / c^2)^{-1/2}] = E_0 [1 + 1/2 (v^2 / c^2) - 1] = mv^2 / 2$$

Demak, tezlikning c ga nisbatan kichik qiymatlaridagina kinetik energiya klassik formula bo'yicha topilishi mumkin. V ixtiyoriy bo'lsa bu ikki bog'lanish bir-biridan farq qiladi, bu mutlaqo mantiqsiz.

Endi relyativistik fizikada muhim ahamiyatga ega bo'lgan va uning qo'llanadigan yana bir muhim munosabatini keltirib chiqarishga o'tamiz. Bu zarrachaning energiyasi va impulsi orasidagi bog'lanishdir.

$$\begin{aligned} p &= p(v) & E &= E(v) & E &= E(p) \\ p &= Ev / c^2 & v &= c & & \\ p &= E / c & E &= pc & & \end{aligned} \quad (1.2.11)$$

Bu muhim ahamiyatga ega bo'lib, relyativistik nuqtai nazardan tinchlikdagi massasi 0 ga teng bo'lgan va yorug'lik tezligida tarqala oluvchi zarrachaning mavjudligini ko'rsatadi, buni birinchi bo'lib Eynshteyn keltirib chiqargan. Bu elektromagnit maydon kvanti fotonlardan Olingan natijani tushunish uchun fotonning energiyasi va impulsi orasidagi bog'lanishni nazarda tutamiz:



$$p = \frac{cmv}{c\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = mc \frac{v/c}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

$$\left(\frac{p}{mc}\right)^2 = \frac{(v/c)^2}{1 - v^2/c^2}; \quad v^2 = \frac{p^2 c^2}{p^2 + (mc)^2}; \quad v = \frac{pc}{\sqrt{p^2 + (mc)^2}} \quad (1.2.12)$$

$$m = 0; \quad v = c$$

Bu muhim ahamiyatga ega bo'lib, relyativistik nuqtai nazardan tinchlikdagi massasi 0 ga teng bo'lgan va yorug'lik tezligida tarqala oluvchi zarrachaning mavjudligini ko'rsatadi, buni birinchi bo'lib Eynshteyn keltirib chiqargan. Bu elektromagnit maydon kvanti fotonlardan iborat.

$$p = E v / c^2 = \frac{E}{c^2} \frac{pc}{\sqrt{p^2 + (mc)^2}} \quad (1.2.13)$$

$$E = c\sqrt{p^2 + (mc)^2} = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}; \quad E^2 = E_0^2 + (pc)^2 \quad (1.2.14)$$

Biz olgan natija relyativistik fizikadagi Pifagor teoremasi. Oxirgi natijani olamiz, $E = pc$ bu faqat $m = 0$ bo'lgan zarracha uchungina o'rinli. Endi oxirgidan foydalanib zarrachaning kinetik energiyasi uchun ifoda keltirib chiqaramiz.

$$E_k = E - E_0 = \sqrt{E_0^2 + (pc)^2} - E_0 = E_0 \left\{ \sqrt{1 + (pc/E_0)^2} - 1 \right\}$$

$$pc/E_0 \ll 1 \quad E_k = E[1 + 1/2(pc/E_0) - 1] = p^2/2m$$

$$E_k = p^2/2m$$

Demak, zarrachaning kinetik energiyasi faqat uning impulsi $p \ll E_0/c = mc$ bo'lgandagina o'rinli bo'ladi.

Biz zarraning relyativistik Lagranj funksiyasi, relyativistik zarraning energiyasi va impulsi orasidagi bog'lanishni taxlil qildik.

V a z i f a: Agar zarrachaning energiyasi ikkilangan tinchlikdagi energiyaga teng bo'lsa, uning tezligi va impulsini toping.

1.3. Relyativistik dinamika tenglamasi.

Biz hozirga qadar zarraning relyativistik Lagranj funksiyasi, relyativistik zarraning energiyasi va impulsi orasidagi bog'lanishni taxlil qilgan edik. Endigi vazifa relyativistik zarraga tashqi kuch ta'sir qilganda uning tezligi va ixtiyoriy vaqt momentidagi koordinatalarini topamiz. Bizga ma'lumki, ta'sir tabiati qanaqa bo'lishidan qat'iy nazar jism impulsining vaqt bo'yicha o'zgarishi bu kuchga teng ya'ni

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F} \quad (1.3.1)$$

Agar jismga ta'sir qiluvchi kuchlarning teng ta'sir qiluvchisi 0 ga teng bo'lsa, ya'ni $F = 0$

$$p(t) = p_0 = \text{const} \quad (1.3.2)$$

ya'ni jismning impulsi o'zgarmas bo'ladi. Buni odatda impulsning saqlanish qonuni deyiladi. (1) dan ko'rinadiki jismning harakat tenglamasini topish uchun jismning impulsi va tezligi orasidagi bog'lanishni bilish lozim

$$p = p(v) \quad (1.3.3)$$

Oldingi natijalarga binoan impuls va tezlik quyidagicha bog'langan, ya'ni Relyativistik zarraning impulsi tezlikka nochizig'iy bog'langan. Demak, harakat tenglamasi ham klassik fizikadan farqli ravishda nochizig'iy ko'rinishga ega bo'ladi. Endi shu tenglamani keltirib chiqaramiz.

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = m \left\{ \vec{v} \frac{d}{dt} (1 - (v/c)^2)^{-1/2} + (1 - (v/c)^2)^{-1/2} \frac{d\vec{v}}{dt} \right\} \quad (1.3.4)$$

Endi hisoblangan hosilani o'z o'rniga qo'yamiz.

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = m \left\{ (1 - (v/c)^2)^{-3/2} \frac{\vec{v} v}{c^2} \frac{dv}{dt} + (1 - (v/c)^2)^{-1/2} \frac{d\vec{v}}{dt} \right\} \quad (1.3.5)$$

(1.3.5) ni quyidagicha o'zgartiramiz

$$\vec{v} = v \vec{n} \quad (1.3.6)$$

bu yyerda $v = |\vec{v}|$ - tezlik vektorining moduli, $\vec{n}$ esa tezlikning birlik vektori. U holda

(1.3.6)ning muhimligi shundaki u tezlik vektorining o'zgarishini quyidagi ikki holda eng sodda ko'rinishda bo'lishini ko'rsatadi.

1- hol.

$$\vec{F} \perp \vec{v} \quad \frac{dv}{dt} = 0; \quad \frac{d\vec{v}}{dt} = v \frac{d\vec{n}}{dt} \quad (1.3.7)$$

2-hol.

$\vec{F} || \vec{v}$ bu holda jism to'g'ri chiziqli harakat qiladi va tezlik vektorining yo'nalishi o'zgarmaydi.

$$\frac{d\vec{n}}{dt} = 0 \quad \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{n} \frac{dv}{dt} \quad (1.3.8)$$

Endi umumiy holda ko'rib chiqamiz. Buning uchun (8) dan foydalanamiz. Shunday qilib, relyativistik dinamikaning asosiy tenglamasini quyidagicha yozish mumkin:

$$\vec{F} = \frac{m}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \left[\frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}} \vec{n} \frac{dv}{dt} + v \frac{d\vec{n}}{dt} \right] \quad (1.3.9)$$

Buning muhimligi shuki $\vec{F}$ kuch va zarraning tezligi v bir-biriga nisbatan qanday burchakda yo'nalishidan qat'iy nazar, haqiqatan ham (10)dan ko'yidagi ikki natijani keltirib chiqarish qiyin emas.

$$1. \text{ hol } \frac{dv}{dt} = 0 \quad \vec{F} = \frac{m v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \frac{d\vec{n}}{dt} \quad (1.3.10,a)$$

$$2. \text{ hol } \frac{d\vec{n}}{dt} = 0 \quad \vec{F} = \frac{m}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}} \frac{dv}{dt} \vec{n} \quad (1.3.10,b)$$

(1.3.10,a) va (1.3.10,b) tenglamalarni quyidagi sof ko'rinishda yozish mumkin

$$\vec{F} = \frac{m}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (1.3.11,a) \qquad \vec{F} = \frac{m}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}} \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (1.3.11,a)$$

Oxirgi natijalarni klassik fizika bilan taqqoslaymiz

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (1.3.11,c)$$

(1.3.11,a) ni (1.3.11,b) va (1.3.11,c) bilan taqqoslaymiz va umumiy massa kelib chiqadi.

$$M_{\perp} = \frac{m}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \qquad M_{\parallel} = \frac{m}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}} \quad (1.3.12)$$

Bu munosabatni faqat taqqoslash ma'nosidagina ishlatish mumkin, chunki massani ikkiga ajratish ma'noga ega emas.

Natija: relyativistik dinamikaning asosiy tenglamasi $c \rightarrow \infty$ da harakatning klassik tenglamasiga o'tish mumkin.

$$\vec{F} = m \left[\vec{n} \frac{dv}{dt} + v \frac{d\vec{n}}{dt} \right] = m \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (1.3.13)$$

Oxirgi munosabat Nyutonning II qonuni bo'lib faqat jismning harakat tezligi va c yorug'lik tezligi ($v \ll c$) nisbat e'tiborga olinmasa bo'ladigan darajada kichik bo'lsa o'rinli. Bizga ma'lumki, atom fizikasida turli zarrachalarning parchalanishi va o'zaro to'qnashuvi muhim rol o'ynaydi va eng muhimi hozirgi zamon tezlatgichlari elektronlar yoki ionlarni yorug'lik tezligiga yaqin tezliklargacha tezlashtirish imkoniyatini beradi va bu holda Nyutonning harakat tenglamasi yaroqsiz bo'lib qoladi, ya'ni tezlagichlarni (13) ifodaga binoan loyixalashtirib bo'lmaydi.

1.4. Relyativistik zarraning doimiy kuch ta'siridagi bir o'lchovli harakati.

Bu holda relyativistik dinamika asosiy tenglamasi quyidagi sodda ko'rinishga ega bo'ladi.

$$\vec{F} = \frac{m}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}} \frac{d\vec{v}}{dt} \quad \vec{F} // \vec{v} \quad (1.4.1)$$

(1.4.1) ni biz qaralayotgan holda, oddiy sistemalar holida almashtirish mumkin.

$$\vec{F}_x = \frac{m}{\left(1 - \frac{v_x^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}} \frac{dv_x}{dt} \quad (1.4.2)$$

Bu yyerda F_x va v_x lar kuch va tezlikning X o'qdagi proyeksiyasi

$$c \rightarrow \infty \quad F = m \frac{dv}{dt} \quad (\text{klassik harakat tenglamasi})$$

$$\int m dv = \int F dt \quad m(v - v_0) = Ft \quad (1.4.3)$$

Demak, klassik fizika nuqtai nazaridan jismga doimiy F kuch ta'sir qilsa jism tekis o'zgaruvchan harakat qiladi, ya'ni uning tezlanishi.

$$dv / dt = F / m = \text{const} \quad (1.4.4)$$

Ko'rinib turibdiki jismning tezligi chiziqli qonun bo'yicha o'zgarib borar ekan. $F > 0$ bo'lgan holni ko'raylik. Ma'lum bir chekli vaqt o'tgandan keyin yorug'lik tezligiga teng bo'lishi kerak edi. Lekin bu natija nisbiylik nazariyasining natijalariga zid. Demak, bu masalani relyativistik dinamikaning asosiy tenglamasidan kelib chiquvchi (1.4.2) ga binoan taxlil qilishga o'tamiz. Endi (1.4.2) ni yechishga o'tamiz.

$$\frac{v}{c} = u \quad v = cu \quad dv = cdu; \quad Ft = mc \int \frac{du}{(1 - u^2)^{\frac{3}{2}}};$$

$$u = \sin \varphi; \quad du = \cos \varphi d\varphi \quad 1 - \sin^2 \varphi = \cos^2 \varphi$$

$$(\cos^2 \varphi)^{\frac{3}{2}} = \cos^3 \varphi \quad Ft = mc \int \frac{\cos \varphi}{\cos^3 \varphi} d\varphi = mc \int \frac{1}{\cos^2 \varphi} d\varphi = mctg \varphi;$$

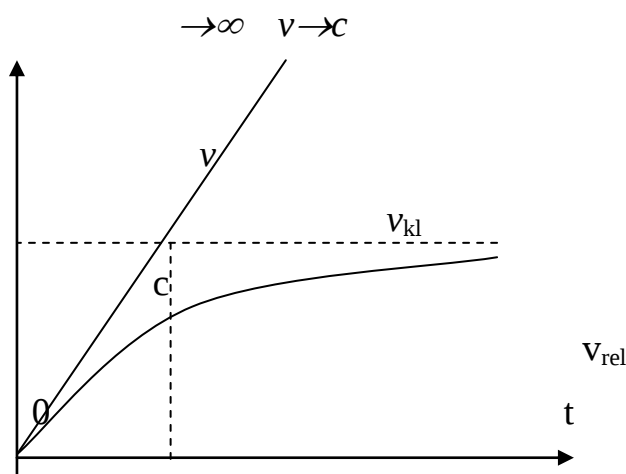
$$Ft = mctg \varphi; \quad tg \varphi = \frac{Ft}{mc} \quad (1.4.5)$$

(1.4.5) -relyativistik zarra tezligini parametrik ko'rinishda ifodalaydi. Bundan vektorning o'zgarish qonuniyatini topish qiyin.

$$\frac{v}{c} = \sin \varphi = tg \varphi \cos \varphi = \frac{tg \varphi}{\sqrt{1 + tg^2 \varphi}}; \quad v = \frac{ctg \varphi}{\sqrt{1 + tg^2 \varphi}} = \frac{F}{m} t \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{Ft}{mc} \right)^2}};$$

$$v = \frac{\frac{F}{m} t}{\sqrt{1 + \left(\frac{Ft}{mc} \right)^2}} \quad (1.4.6)$$

Buni grafikda tasvirlaymiz $t \rightarrow 0 \quad v \rightarrow 0$



Natija:

1. Agar klassik va relyativistik zarracha bir xil doimiy kuch ta'sir qilsa bir xil vaqt momentida relyativistik zarrachaning tezligi klassik zarrachaning tezligidan kichikroq bo'ladi. Bunga sabab relyativistik zarraning og'irroq bo'lib borishidir

2. Ko'rinib turibdiki hech qanday zarrachaning tezligini yorug'lik tezligiga teng tezligacha tezlashtirib bo'lmaydi, buning uchun cheksiz vaqt lozim bo'lar edi.

(1.4.6) dan foydalanib relyativistik zarraning ixtiyoriy vaqt momentidagi x koordinatasini aniqlash formulasini keltirib chiqaring.

Ko'rsatma:
$$v = \frac{dx}{dt}; \quad x = \int \frac{\frac{F}{m} t}{\sqrt{1 + \left(\frac{Ft}{mc} \right)^2}} dt;$$

Zarralarning elektr va magnit maydonlardagi harakati o'rganish muhim ilmiy hamda amaliy ahamiyatga ega bo'lgan masalalardan biridir. SHunki zamonaviy tezlatgishlar, elektron kuchaytirgishlar, massg'spektrograflarning ishlashi shunga asoslangan. Shuning uchun mazkur bitiruv malakaviy ishida biz relyativistik ya'ni yoriqlik tezligiga yaqin tezliklar bilan harakatlanuvshi zarralarning elektr va magnit maydonlaridagi ayrim harakatlarini tadqiq etamiz.

Relyativistik zarraning tezligi $\vec{v}$ hamda impulsi $\vec{P}$ o'zaro quyidagi munosabat orqali bog'langan

$$\vec{P} = \frac{m \vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (1.4.7)$$

bu yyerda: m -zarraning massasi, c - yorug'lik tezligi

Demak, zarra impulsi $\vec{P}$ va zarra tezligi $\vec{v}$ o'zaro noshizig'iy bog'langani uchun hatto doimiy kuch ta'siridagi zarraning harakati ham tekis o'zgaruvshan harakat bo'lmaydi. Ya'ni zarrachaning tezlanishi vaqtga bog'liq bo'ladi: bu xulosani ushbu bobning qator bo'limlarida tahlil qilib ishonsh hosil qilamiz.

1.5. Relyativistik zarraning doimiy tormozlovshi kuch ta'siridagi harakati.

Zamonaviy tezlatgishlarda zarralar Shunday katta tezlik yoki energiyalarga ga bo'ladiki, ular tezlatgishlardan shiqqanidan so'ng ularni to'htatish juda qiyin muammoga aylanadi Shuning uchun ushbu bo'limda boshlang'ish tezligi v_0 bo'lib, bu tezlikka qaramag'qarshi yo'nalgan doimiy F kuch ta'siridagi relyativistik zarraning o'rganishga kirishamiz.

Buning uchun quyidagi relyativistik dinamikaning asosiy tenglamasidan foydalanamiz:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F} \quad (1.5.1)$$

Agar zarra faqat x o'qi bo'lab, harakatlanayotgan bo'lsa, ikkinshi harakat tenglamasini quyidagi shlyar ko'rinishda yozish mumkuni

$$\frac{dp_x}{dt} = F_x = -f \quad (1.5.2)$$

Bu yerda: P_x -zarra impulsining x o'qidagi proektsiyasi, f esa zarrachaga ta'sir qiluvshi kuchning modulini bildiradi.

Ushinshi harakat tenglamasini ikkala tomonini dt ga ko'paytirib zarra impulsi proektsiyasining o'zgarishi dp_x ni topamiz:

$$dp_x = -f dt \quad (1.5.3)$$

Natija: zarrachaga ta'sir qiluvshi kuch doimiy bo'lganligi uchun oxirgi tenglamaning ikkala tomonini integrallab, quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$P_x(t) - P_{ox} = -Ft, \quad P_x(t) = P_{ox} - Ft \quad (1.5.4)$$

Bu yerda: P_{ox} zarraning boshlang'ish impulsining proektsiyasi, $P_x(t)$ zarrachaning t vaqtdagi impulsi, zarrachaning harakat vaqtini bildiradi. Ko'rinish turibdiki, zarraning to'xtash vaqti t da uning tezligi va demak, impulsi nolga teng bo'lganligi uchun relyativistik zarraning doimiy kuch ta'siridagi tormozlanish yoki to'xtash vaqti uchun quyidagi muhim ifodani hosil qilamiz:

$$t_{rel} = \frac{P_o}{F} \equiv \frac{mv_0}{F \sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} \quad (1.5.5)$$

Bu natija yorug'lik tezligiga nisbatan judaham kishik tezliklar bilan harakatlanuvshi zarralar holidan keskin farq qiladi. Shunki, bu holda zarraning doimiy kuch ta'siridagi to'xtash vaqti quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$t = \frac{mv_0}{F} \quad (1.5.6)$$

Oxirgi ikki formulani taqqoslash asosida relyativistik zarraning to'xtash vaqti va norelyativistik zarraning to'xtash vaqtlari nisbati uchun quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$\frac{t_{rel}}{t} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} \quad (1.5.7)$$

Oxirgi ifodadan ko'rinib turibdiki, zarraning v_0 boshlang'ich tezligi yorug'lik tezligiga yaqinlashgan sayin bu to'xtash vaqtlarining nisbati sheksiz ortadi. Masalan, norelyativistik elektronning to'xtash vaqti t_{h1} bir millisekundda teng bo'lsa, huddi Shunday kuch ta'sirida tormozlanuvchi zarraning to'xtash vaqti uning harakat tezligidan mingdan bir foizga farq qilgan tezlik uchun ($v_{u0,999999c}$) quyidagi qiymatga ega bo'ladi.

$$\frac{t_{rel}}{t} = \frac{1}{\sqrt{1 - 0,99998}} \approx \frac{1}{0,00447} \approx 225 (!) \quad (1.5.8)$$

Ko'rinib turibdiki mazkur holda relyativistik elektronning to'xtash vaqti 225 marta ortar ekan. Holbuki hozirgi Kollayderlarda zarralarning tezliklarini yorug'lik tezligining milliondan bir foizda farq qiluvchi tezliklargasha tezlashtirish mumkin. Bunday holda endi zarrachaning tormozlanish vaqti quyidagi tartibda keskin oshadi: ($v_{u0,999999999c}$)

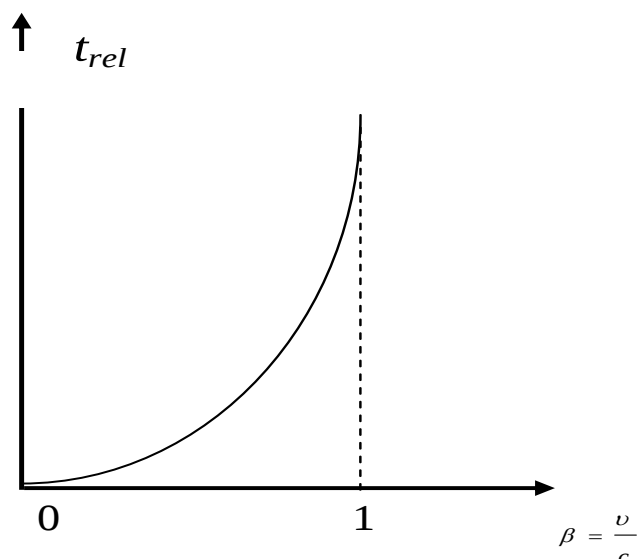
$$1 - \frac{v_0^2}{c^2} = 0,000000002$$

Bo'lgani uchun relyativistik zarraning to'xtash vaqti

$$\frac{t_{rel}}{t} \approx 5 \cdot 10^7 \quad (1.5.9)$$

ya'ni ellik milion marta katta bo'ladi.

Demak, haqiqatdan ham relyativistik zarralarni to'htatish zamonaviy tezlatgishlar hamda plazma fizikasi sohasidagi eng murakkab va o'z eshimini kutayotgan muammolardan biri ekanligini ko'rsatadi.



1.5. 1-chizma. Relyativistik zarraning tormozlanish vaqtiga bog'likligi

Endi beshinshi ifodadan foydalanib relyativistik zarraning ihtiyoriy vaqtdagi tezligini topamiz:

$$P_x(x) = \frac{mv_x}{\sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}}} \equiv P_0 - Ft \quad (1.5.10)$$

Bu ifodaning ikkala tomonini kvadratga ko'tarib, quyidagi natijani hosil qilamiz:

$$m^2 v_x^2 = \left(1 - \frac{v_x^2}{c^2}\right) (P_0 - Ft)^2 \quad (1.5.11)$$

Endi oxirgi ifodadan foydalanib zarra tezligini aniqlash uchun quyidagi tenglamani hosil qilamiz.

$$\frac{v_x^2}{c^2} \left[m^2 + \frac{(P_0 - Ft)^2}{C^2} \right] = \frac{(P_0 - Ft)^2}{C^2} \quad (1.5.12)$$

Natija: demak relyativistik zarraning doimiy tormozlovshi kuch ta'siridagi ihtiyoriy vaqtdagi tezligi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi.

$$v = \frac{P_0 - Ft}{m \sqrt{1 + \left(\frac{P_0 - Ft}{mc}\right)^2}} \quad (1.5.13)$$

Holbuki relyativistik bo'lmagan ya'ni tezligi yorug'lik tezligiga nisbatan juda ham kishik $v \ll c$ zarraning tezligi doimiy tormozlovshi kuch ta'sirida quyidagi shiziqli qonun bo'yisha tuziladi.

$$v = \frac{P_0 - Ft}{m} \equiv v_0 - \frac{F}{m}t \quad (1.5.14)$$

Biz olgan (1.5.14) –ifodaning muhimligi shundan iboratki endi zarraning tezligi vaqtning noshizig'iy funktsiyasi bo'ladi. Ya'ni zarraning tezlanishi vaftda bog'liq bo'ladi. Boshqasha qilib aytganda relyativistik zarraning doimiy kuch ta'siridagi harakati tekis o'zgaruvshan tarzda sodir bo'lmaydi.

Haqiqatdan ham relyativistik zarra tezligini tasvirlovchi (1.5.14) -ifodaga ko'ra, uning tezlanishi quyidagiga teng.

$$\begin{aligned} a = \frac{dv}{dt} &= \frac{1}{m} \left\{ - \frac{F}{\sqrt{1 + \left(\frac{P_0 - Ft}{mc}\right)^2}} + (P_0 - Ft) \cdot (-1) \cdot \frac{1 \cdot \frac{1}{(mc)^2} (P_0 - Ft) \cdot (-F)}{\left[1 + \left(\frac{P_0 - Ft}{mc}\right)^2\right] \sqrt{1 + \left(\frac{P_0 - Ft}{mc}\right)^2}} \right\} \\ &\equiv - \frac{F}{m \sqrt{1 + \left(\frac{P_0 - Ft}{mc}\right)^2}} \cdot \left\{ 1 - \frac{\left(\frac{P_0 - Ft}{mc}\right)^2}{1 + \left(\frac{P_0 - Ft}{mc}\right)^2} \right\} \equiv - \frac{F}{m \left[1 + \left(\frac{P_0 - Ft}{mc}\right)^2\right]^{\frac{3}{2}}} \end{aligned} \quad (1.5.15)$$

Natija: demak, relyativistik zarra tezlanishining moduli vaqt o'tishi bilan asta sekin kamayib borar ekan. Holbuki norelyativistik zarraning tezlanishi moduli doimiy bo'lib, vaqtga bog'liq emas.

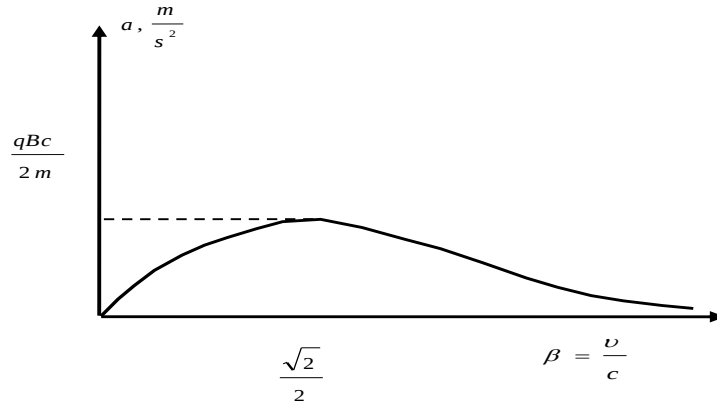
Jumladan $t=0$ vaqtda relyativistik zarra tezlanishining moduli

$$a = (0) = \frac{F}{m \sqrt{\left[1 + \left(\frac{P_0}{mc}\right)^2\right]^3}} \quad (1.5.16,a)$$

va relyativistik zarraning to'xtash vaqtida

$$a(\tau) = \frac{F}{m} \quad (1.5.16,b)$$

Qiymatda ega bo'ladi: ya'ni relyativistik zarraning harakati mobaynida uning tezlanishi har doim norelyativistik zarra tezlanishiga teng bo'lar ekan



1.5.2-chizma. Relyativistik zarraning markazga intilma tezlanishini tezlikka

Endi oldingi olingan natijalardan foydalanib relyativistik zarraning harakat qonunini topamiz:

$$v = \frac{dx}{dt} = \frac{P_o}{m \sqrt{1 + \left(\frac{P_o}{mc}\right)^2}} \quad (1.5.17)$$

Bu ifodani ikkala tomonini dt ga ko'paytirib va integrllab quyidagi ifodani hosil qilamiz

$$x(t) - x_o = \int_0^t \frac{(P_o - Ft) dt}{m \sqrt{1 + \left(\frac{P_o - Ft}{mc}\right)^2}} \quad (1.5.18)$$

Bu yerda: $x_0=0$ zarralarning boshlang'ish koordinatasi, $x(t)$ g' relyativistik zarraning t vaqtdagi koordinatasi.

Endigi vazifa (1.5.18)g'ifodaning o'ng tomonidagi integrali hisoblashdan iborat. Buning uchun quyidagi o'zgaruvshini kiritamiz.

$$b^2 = 1 + \left(\frac{P_o - Ft}{mc}\right)^2 \quad (1.5.19)$$

Bu ifodaning ikkala tomonini differentsiyalab quyidagi natijani hosil qilamiz.

$$bdb = \frac{1}{(mc)^2} \cdot (P_o - Ft) \cdot (-F) dt \quad (1.5.20)$$

Bu yyerda

$$(P_o - Ft) dt = - \frac{(mc)^2}{F} \cdot bdb \quad (1.5.21)$$

ekanligini topamiz. Oxirgi ifodani hosil qilamiz.

$$\begin{aligned} x(t) &= - \int_{b(o)}^{b(t)} \frac{1}{m} \cdot \frac{(mc)^2}{F} \cdot db \equiv - \frac{mc^2}{F} [b(t) - b(0)] \equiv - \frac{mc^2}{F} \left\{ \sqrt{1 + \left(\frac{P_o - Ft}{mc} \right)^2} - \sqrt{1 + \left(\frac{P_o}{mc} \right)^2} \right\} \\ &\equiv \frac{mc^2}{F} \left\{ \sqrt{1 + \left(\frac{P_o}{mc} \right)^2} - \sqrt{1 + \left(\frac{P_o - Ft}{mc} \right)^2} \right\} \end{aligned} \quad (1.5.22)$$

Natija: demak, boshlang'ish tezligi v_0 bo'lgan relyativistik zarraning doimiy F kuch ta'siridagi tormozlanish masofa quyidagi ifoda bilan aniqlanadi.

$$L_{rel} = \frac{mc^2}{F} \cdot \left[1 + \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} - 1 \right] \equiv \frac{mc^2}{F} \cdot \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2}} - 1 \right] \quad (1.5.23)$$

Holbuki relyativistik zarraning doimiy kuch ta'siridagi tormozlanish yo'li quyidagi ifoda bilan aniqlanar edi.

$$L = \frac{v_0^2}{2a} \equiv \frac{mv_0^2}{2F} \quad (1.5.24)$$

Oxirgi ikki ifodani taqqoslab shu natijaga kelimizki relyativistik zarraning tormozlanish yo'li uning tezligi yorug'lik tezligiga juda ham yaqin bo'lsa, masalan: $v_{a0,999999999}c$ bo'lsa, tormozlanish quyidagisha bo'ladi.

$$\frac{L_{rel}}{L} = 2 \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right] \quad (1.5.25)$$

Ko'rinib turibdiki, tezlanishning ushbu qiymatida relyativistik zarraning tormozlanish masofasi norelyativistik zarraninkidan taqriban yuz million marta katta bo'lar ekan. (3-chizma)

Bu bo'limda olingan natijalardan ko'rinib turibdiki, aqiqatdan ham bu natijalar muhim ilmiy ahamiyatga ega

Xulosa

Magistrlik ishining birinchi bobi **umumiy ko'rinishdagi relyativistik dinamika tenglamalari** tahlili hamda uning bir o'lchovli va ikki o'lchovli harakati tahliliga bag'ishlangan.

Bu bobda dastlab relyativistik zarralarning tormozlanish vaqti va tormozlanish yo'li ifodalari zarrachaning boshlang'ish energiyasi va tormozlanuvchi kuch orqali keltirib chiqarilgan. so'ngra esa fotoelektronlarning elektr maydoniga tik yo'nalishda uchib kirgan holi uchun ularning harakat qonunlari keltirib chiqarilgan. Olingan natijalar fotoelektronlarning tezliklariga bog'liq holda odatdagi norelyativistik zarralarga nisbatan bir necha million marta katt bo'lishi ko'rsatib berilgan.

II BOB. ELEKTROMAGNIT MAYDONDAGI RELYATIVISTIK ZARYADNING HARAKAT TENGLAMASI

2.1. Elektromagnit maydondagi zaryadning harakat tenglamasi.

Maydondagi zaryad maydon tomonidan ta'sirga uchraydi va shu bilan o'zi ham maydonga ta'sir qilib uni o'zgartiradi. Agar zaryad q katta bo'lmasa aks ta'sirni hisobga olmasa bo'ladi. Bizga ma'lum har qanday sistemaning harakat tenglamasini quyidagi ko'rinishga yozish mumkin:

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \vec{v}} = \frac{\partial L}{\partial \vec{r}} \quad (2.1.1)$$

Bizda

$$L = -mc^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} - \frac{q}{c} (\varphi c - \vec{A} \vec{v}) \equiv -mc^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} - q\varphi + \frac{q}{c} \vec{A} \vec{v} \quad (2.1.2)$$

Bu yyerda Lagranj funksiyasidan vektor yo'nalishlarida olingan hosila quyidagicha:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial L}{\partial \vec{v}} &= \frac{\partial L}{\partial v_x} \vec{i} + \frac{\partial L}{\partial v_y} \vec{j} + \frac{\partial L}{\partial v_z} \vec{k} = \vec{P} \\ \frac{\partial L}{\partial \vec{r}} &= \frac{\partial L}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial L}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial L}{\partial z} \vec{k} = \vec{F} \end{aligned} \right\} \vec{F} = \frac{d\vec{P}}{dt} \quad (2.1.3)$$

Logranj funksiyasi ifodasidan ko'rinadiki elektromagnit maydon zaryadga ko'rsatayotgan ta'sir uning zaryadi q , uning tezlik vektori, elektr maydon skalyar potentsiali hamda $\vec{A}$ vektor potentsialiga bog'liq. Endi Logranj funksiyasidan foydalanib harakat tenglamasini keltirib chiqaramiz.

$$\frac{\partial L}{\partial \vec{r}} = \text{grad } (-q\varphi) + \text{grad } \left(\frac{q}{c} \vec{A} \vec{v} \right);$$

$$\text{grad } (-q\varphi) = q\vec{E}_0$$

$$\frac{q}{c} \text{grad } (A_x V_x + A_y V_y + A_z V_z)$$

$$\text{grad } \varphi = \frac{\partial \varphi}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \vec{k}$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (A_x V_x + A_y V_y + A_z V_z) = V_x \frac{\partial A_x}{\partial x} + V_y \frac{\partial A_y}{\partial x} + V_z \frac{\partial A_z}{\partial x}$$

$$\frac{\partial}{\partial y} (\vec{A} \vec{V}) = V_x \frac{\partial A_x}{\partial y} + V_y \frac{\partial A_y}{\partial y} + V_z \frac{\partial A_z}{\partial y}$$

$$\frac{\partial}{\partial z} (\vec{A} \vec{V}) = V_x \frac{\partial A_x}{\partial z} + V_y \frac{\partial A_y}{\partial z} + V_z \frac{\partial A_z}{\partial z}$$

Gradiyentini hisoblaymiz

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} (\vec{A} \vec{V}) &= \text{grad} (\vec{A} \vec{V}) = V_x \frac{\partial A_x}{\partial x} \vec{i} + V_y \frac{\partial A_y}{\partial x} \vec{i} + V_z \frac{\partial A_z}{\partial x} \vec{i} + V_x \frac{\partial A_x}{\partial y} \vec{j} + V_y \frac{\partial A_y}{\partial y} \vec{j} + \\ &+ V_z \frac{\partial A_z}{\partial y} \vec{j} + V_x \frac{\partial A_x}{\partial z} \vec{k} + V_y \frac{\partial A_y}{\partial z} \vec{k} + V_z \frac{\partial A_z}{\partial z} \vec{k} = V_x \frac{\partial}{\partial x} A_x \vec{i} + V_y \frac{\partial}{\partial y} A_y \vec{j} + V_z \frac{\partial}{\partial z} A_z \vec{k} = \\ &= (\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \vec{A} \end{aligned}$$

Endi topilgan hosilalarni o'z o'rniga qo'yamiz.

$$\frac{q}{c} \{ (\vec{V} \vec{\nabla}) \vec{A} \};$$

$$\vec{V} \vec{\nabla} = V_x \frac{\partial}{\partial x} + V_y \frac{\partial}{\partial y} + V_z \frac{\partial}{\partial z}$$

Demak, lagranj funksiyasidan olingan gradiyentni quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{\partial L}{\partial r} = \text{grad} L = \frac{q}{c} (\vec{V} \vec{\nabla}) \vec{A} + q \vec{E} \quad (2.1.4)$$

1-hadni o'zgartiramiz.

$$[\vec{A} [\vec{B} \vec{C}]] = \vec{B} (\vec{A} \vec{C}) - \vec{C} (\vec{A} \vec{B})$$

$$[\vec{v} [\vec{\nabla} \vec{A}]] = \vec{\nabla} (\vec{v} \vec{A}) - \vec{A} (\vec{v} \vec{\nabla})$$

$$(\vec{v} \vec{\nabla}) \vec{A} = \vec{\nabla} (\vec{v} \vec{A}) - [\vec{v} [\vec{\nabla} \vec{A}]] = \vec{\nabla} (\vec{v} \vec{A}) - [\vec{v}, \text{rot } \vec{A}]$$

Demak, Logranj tenglamasining o'ng tomoni, ya'ni elektromagnit maydonda harakatlanayotgan zarrachaga ta'sir etayotgan kuchni quyidagicha yozish mumkin.

$$\vec{F} = q \vec{E} + \frac{q}{c} \{ \vec{\nabla} (\vec{v} \vec{A}) - [\vec{v}, \text{rot } \vec{A}] \} = q \vec{E}_0 + \frac{q}{c} \vec{\nabla} (\vec{v} \vec{A}) - \frac{q}{c} [\vec{v}, \text{rot } \vec{A}];$$

Oxirgi had zarrachaga ta'sir qiluvchi Lorens kuchi

$$F_l = \frac{q}{c} [\vec{v} \vec{H}]$$

$$\vec{H} = \text{rot } \vec{A}$$

$$\vec{E}_0 = -\text{grad } \varphi$$

Elektr maydon kuchlanganligi doimiy elektromagnit maydon uchun uning skalyar potensialidan olingan gradiyentga teng.

Endi Logranj tenglamasining chap tomonini hisoblaymiz. Buning uchun elektromagnit maydondagi zaryadning impulsini topamiz.

$$\frac{\partial L}{\partial \vec{v}} = \frac{\partial L_e}{\partial \vec{v}} + \frac{\partial L_{ut}}{\partial \vec{v}} = \vec{P}_e + \text{grad}_{\vec{v}} \left[\frac{q}{c} \vec{A} \vec{v} - q \varphi \right] = \vec{P}_e + \text{grad}_{\vec{v}} \left(\frac{q}{c} \vec{A} \vec{v} \right)$$

$$\frac{\partial}{\partial \vec{v}} (A_x v_x + A_y v_y + A_z v_z) = \vec{A}$$

bo'lgani uchun

$$\frac{\partial L}{\partial \vec{v}} = \vec{P}_e + \frac{q}{c} \vec{A} \rightarrow \vec{P}_{em}$$

Elektromagnit maydondagi zaryadning impulsi uning odatdagi impulsidan $\frac{q}{c} \vec{A}$ ga farq qilar ekan. Endi zaryadning harakat tezlanishini $\frac{d}{dt} \vec{P}_{em}$ olish qiyin emas.

$$\frac{d}{dt} \vec{P}_{em} = \frac{d}{dt} \left(\vec{P}_e + \frac{q}{c} \vec{A} \right) = \frac{d\vec{P}_e}{dt} + \frac{q}{c} \frac{d\vec{A}}{dt}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{A}}{dt} &= \frac{\partial \vec{A}}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial z} \frac{dz}{dt} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \frac{dt}{dt} = \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + V_x \frac{\partial \vec{A}}{\partial x} + V_y \frac{\partial \vec{A}}{\partial y} + V_z \frac{\partial \vec{A}}{\partial z} = \\ &= \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + (\vec{V}, \vec{\nabla}) \vec{A} = \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \vec{\nabla} (\vec{V}, \vec{A}) - [\vec{V}, \text{rot } \vec{A}] \end{aligned}$$

$$\frac{d\vec{P}_{em}}{dt} = \frac{d\vec{P}_e}{dt} + \frac{q}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \frac{q}{c} \vec{\nabla} (\vec{V}\vec{A}) - \frac{q}{c} [\vec{V}, \text{rot } \vec{A}]$$

Logranj tenglamasi bilan

$$\frac{d\vec{P}_e}{dt} + \frac{q}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \frac{q}{c} \vec{\nabla} (\vec{V}\vec{A}) - \frac{q}{c} [\vec{V}, \text{rot } \vec{A}] = q\vec{E}_0 + \frac{q}{c} \vec{\nabla} (\vec{V}\vec{A}) - \frac{q}{c} [\vec{V}, \text{rot } \vec{A}]$$

$$\frac{d\vec{P}_e}{dt} = -\frac{q}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + q\vec{E}_0 = -\frac{q}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - q \cdot \text{grad } \varphi \quad \vec{F} = q\vec{E}$$

$$\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - q \cdot \text{grad } \varphi$$

$$\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \text{grad } \varphi \quad \vec{H} = -\text{rot } \vec{A} \quad (2.1.5)$$

Shunday qilib bizga elektromagnit maydonning to'rt o'lchovli potentsiali ma'lum bo'lsa, ular orqali **E** elektr va **H** magnit maydon kuchlanganliklarini bir qiymatli aniqlash mumkin. So'ngra esa bu maydonda harakatlanayotgan zarrachaning harakat tenglamasini topish mumkin.

2.2. Relyativistik mass-spektrograf

Bizga malumki, atom fizikasi va elementar zarralar fizikasida zarralarning massalarini aniqlash muhim ahamiyatga ega. Bunda eng ko'p qo'llanilgan usullardan biri mass-spektrograf usuli bo'lib, bunda harakatlanuvchi zarralarning magnit maydonidagi harakati asos bo'lib xizmat qiladi.

Shuning uchun bu bo'limda oldingi bo'limda olingan relyativistik zarraning markazga intilma tezlanishi ifodasidan foydalanib, uning aylanish radiusi hamda aylanish davri ifodalarni tahlil qilamiz.

$$a_{\max} = \frac{qB}{m} \cdot \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot c \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{2}} \equiv \frac{1}{2} \cdot \frac{qBc}{m}$$

Natija: Demak, relyativistik zarraning magnet maydonidagi aylanish radiusi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi.

$$a_{\max} = \frac{qB}{m} \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \equiv \frac{v^2}{R}$$

Holbuki, zarrachaning tezligi yorug'lik tezligiga nisbatan juda ham kichik bo'lsa, zarraning magnit maydonidagi aylanish radiusi quyidagi ifoda bilan aniqlanar edi.

$$R = \frac{m v}{qB} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Yani bu holda zarraning magnit maydonidagi aylanish radiusi uning tezligiga chiziqli bog'liqdir.

Biz olgan natijaga ko'ra esa zarraning magnit maydoni tasiridagi aylanish radiusi zarra tezligining nochizig'iy funksiyasi bo'lib, zarra tezligi yorug'lik tezligiga juda yaqin bo'lsa, juda ham kattalashib ketishini bildiradi.

Endi relyativistik zarraning magnit maydonidagi aylanishi radiusi ifodasi uning bu maydon tasiridagi aylanish davrini topamiz:

$$R = \frac{m v}{qB}$$

Holbuki norelyativistik zarraning magnit maydonidagi tasiridagi aylanish davri uning tezligiga bog'liq bo'lmay quyidagi ifoda bilan aniqlanar edi:

$$T = \frac{2 \pi R}{v} \equiv \frac{2 \pi m}{qB} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Yani zarraning aylanish davri zarrachaning massasiga to'g'ri proporsionaldir. Shuning uchun bizga B magnit maydon induksiyasi hamda zarrachaning zaryadi q ma'lum bo'lsa uning aylanish davri T ni o'lchash yordamida uning massasini aniqlash mumkin.

Biz olgan natijaga ko'ra relyativistik zarraning magnit maydonidagi aylanish davri T yoki uning aylanishlari doiraviy chastotasi

$$T_{NR} = \frac{2 \pi m}{qB} \text{ ni}$$

zaryadning tezligini o'zgartirish yordamida boshqarish mumkin bo'lgan qo'shimcha imkoniyat ham paydo bo'ladi. Yani bu natijadan foydalanib kichik chastotali zamonaviy tezlatgichlarni loyihalashda foydalanish mumkin.

2.3. Larmor pretsessiyasi.

O'zgarmas, bir jinsli tashqi magnit maydonda joylashgan zaryadlar sistemasini ko'rib chiqamiz.

$$\vec{H} = (0, 0, H), \quad \frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F}, \quad \vec{F} = q\vec{E} + \frac{q}{c}[\vec{v}, \vec{H}]$$

$\vec{E} = 0$ bo'lganligi uchun

$$\vec{F} = \frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{q}{c}[\vec{v}, \vec{H}]$$

boshqa tomondan

$$\begin{aligned} \vec{P} &= \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \frac{c^2}{c^2} = \frac{1}{c^2} \vec{v} \mathcal{E} \\ \frac{d\vec{P}}{dt} &= \frac{1}{c^2} \frac{d}{dt} (\vec{v} \cdot \mathcal{E}) = \frac{1}{c^2} \left[\vec{v} \frac{d\mathcal{E}}{dt} + \mathcal{E} \frac{d\vec{v}}{dt} \right] \\ \mathcal{E} &= \sqrt{m^2 c^4 + P^2 c^2} \end{aligned} \quad (2.3.1)$$

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \frac{d\mathcal{E}}{d\vec{P}} \frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{d}{d\vec{P}} (m^2 c^4 + \vec{P}^2 c^2)^{1/2} \cdot \frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{\vec{P} c^2}{\mathcal{E}} \frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{v} \frac{d\vec{P}}{dt}$$

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \vec{v} \frac{d\vec{P}}{dt} \quad \frac{d\mathcal{E}}{dt} = \vec{v} \vec{F} \quad (2.3.2)$$

Endi $\vec{E} \neq 0$ bo'lgan hol uchun

$$\vec{v} \frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{v} \left(q\vec{E} + \frac{q}{c}[\vec{v}, \vec{H}] \right) = q(\vec{v} \cdot \vec{E}) + \frac{q}{c} \vec{v} [\vec{v}, \vec{H}] = q(\vec{v} \cdot \vec{E})$$

$\vec{v}$ ishtirokidagi vektor ko'paytma $\vec{v}$ vektorga perpendikulyar shuning uchun ikkinchi had nolga teng.

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = q(\vec{v} \cdot \vec{E}) \quad (1.3.3)$$

Tashqi doimiy va bir jinsli magnit maydonda ta'sir qiluvchi kuch har doim tezlik vektoriga perpendikulyar bo'lganligi uchun, u zaryad ustida ish bajarmaydi, ya'ni zarraning energiyasi vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi $\frac{d\mathcal{E}}{dt} = 0$. Demak yuqorida impulsning o'zgarishi uchun yozilgan (1) tenglamani energiya orqali ifodalasak u quyidagi sodda ko'rinishga keladi.

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\mathcal{E}\vec{v}}{c^2} \right) = \frac{\mathcal{E}}{c^2} \frac{d\vec{v}}{dt}$$

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{q}{c} [\vec{v}, \vec{H}]$$

$$\frac{\mathcal{E}}{c^2} \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{q}{c} [\vec{v}, \vec{H}]$$

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{qc}{\mathcal{E}} [\vec{v}, \vec{H}] \quad (2.3.4)$$

$$\vec{v} = v_x \vec{i} + v_y \vec{j} + v_z \vec{k}$$

$$[\vec{v}, \vec{H}] = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ v_x & v_y & v_z \\ 0 & 0 & H \end{vmatrix} = v_y H \vec{i} - v_x H \vec{j}$$

Ikkita vektor teng bo'lishi uchun ularning mos komponentalari teng bo'lishi kerak

$$\begin{aligned} \dot{v}_x &= v_y H \frac{qc}{\mathcal{E}} & \dot{v}_y &= -v_x H \frac{qc}{\mathcal{E}} \\ \omega &= \frac{qcH}{\mathcal{E}} & & \\ \dot{v}_x &= \omega v_y & \dot{v}_y &= -\omega v_x \end{aligned} \quad (2.3.5)$$

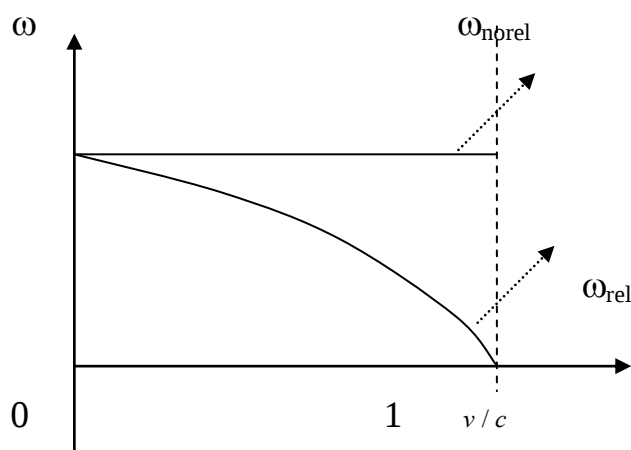
Ikkinchi tenglamada v_x ning qiymatini birinchisiga qo'yamiz.

$$\begin{aligned}
-\frac{d}{dt} \frac{\dot{v}_y}{\omega} - \omega v_y &= 0 & \frac{d}{dt} \frac{\dot{v}_x}{\omega} + \omega v_x &= 0 \\
\ddot{v}_y + \omega^2 v_y &= 0 & \ddot{v}_x + \omega^2 v_x &= 0
\end{aligned}
\tag{2.3.6}$$

Keltirilgan (2.3.5) formula relyativistik zarraning pretsessiyasi. Sistema impulsining mexanik momenti $\vec{M}$ (u bilan birga magnit momenti $\vec{m}$) maydon yo'nalishida ω burchak tezlik bilan aylanadi. Bunda uzining absolyut qiymati va maydon yo'nalishi bilan hosil qilgan burchagini saqlab qoladi, bu hodisaga Larmor pretsessiyasi deyiladi. Burchak tezlikka larmor chastotasi deyiladi.

$$\vec{m} = \frac{q}{2mc} \vec{M} \qquad \vec{M} = \sum [\vec{r}, \vec{P}] \tag{2.3.7}$$

Ko'rinib turibdiki $v \ll c$ bo'lgandagina zarrachaning pretsessiya chastotasi uning tezligiga bog'lik emas.



Natija: (2.3.6) tenglamalar jufti fizikaviy nuqtai nazardan garmonik tebranishlar tenglamasiga ekvivalent bo'lib, u mazkur holda zarrachaning magnit maydoniga perpendikulyar yo'nalishdagi tezlik tashkil etuvchilarining ω chastota bilan davriy ravishda o'zgarishini anglatadi. Shuningdek ularning yechimlari quyidagi ko'rinishga ega.

$$v_x(t) = v_{0x} \sin(\omega t), \quad v_y(t) = v_{0y} \cos(\omega t) \tag{2.3.8}$$

Endi bizning holdagi relyativistik chastotaning norelyativistik chastota bilan munosabatini ko'raylik.

$$\omega = \frac{qcH}{\mathcal{E}} = \frac{qcH}{mc^2} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{qH}{mc} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \omega_{nrel} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (2.3.9)$$

$$\omega_{nrel} = \frac{qH}{mc} \quad (2.3.10)$$

Demak fizika nuqtai nazaridan ω nolga intilishi zarrachaning tebranish davri $T \rightarrow \infty$ intilishini anglatadi, ya'ni zarra tebranma harakat qilmay qo'yadi. Zarra magnit maydon bo'ylab to'g'ri chiziqli tekis harakat qiladi.

2.4. Relyativistik zarralarning siklotronda erishadigan eng katta energiyasi.

Relyativistik zarrani stiklotronda tezlashtirish uchun unda maxsus ikkita tirqish qilingan bo'lib, zarra ular orqali o'tayotganda chastotasi stiklotron chastotaga teng bo'lgan tezlashtiruvchi elektr maydoni davriy ravishda ta'sir qilib turadi. Ammo relyativistik zarraning magnit maydoni ta'siridagi doiraviy chastotasi ya'ni sinxron chastota norelyativistik zarradan farqli ravishda uning tezligiga bog'liq bo'ladi. Shuning uchun relyativistik zarra har safar bu tirqishlar orqali o'tganida stiklotron va sinxron doiraviy chastotalar farqi hisobiga yuzaga keluvchi fazalar farqi hosil bo'ladi. Bu esa relyativistik zarra energiyasining erishish mumkin bo'lgan qiymatini chegaralaydi. Haqiqatdan ham agar zarraga ta'sir qiluvchi kuchlanish

$$U = U_0 \cos(\omega_0 t) \quad (2.4.1)$$

qonuniga binoan o'zgarsa zarra energiyasining vaqt birligi ichidagi o'zgarishi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi.

$$\frac{dE}{dt} = \frac{eU}{\pi} \omega \cos[\int (\omega - \omega_0) dt] \quad (2.4.2)$$

Bu ω va ω_0 mos ravishda sinxron hamda stiklotron chastotani bildiradi.

Endi

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \omega_0 \frac{m_0 c^2}{E} \quad (2.4.3)$$

ekanligini inobatga olsak energiyaning vaqt bo'yicha o'zgarishini tavsiflovchi quyidagi tenglamani hosil qilamiz

$$\frac{dE^2}{dt} = -\sqrt{A^2 - \left(\frac{dE^2}{dt}\right)^2} \omega_0 \left(\frac{m_0 c^2}{E} - 1\right) \quad (2.4.4)$$

bu yerda

$$A = \frac{2}{\pi} e^2 U B c^2 \quad (2.4.5)$$

Demak (2.4.4) differensial tenglamaga ko'ra vaqt o'tishi bilan zarraning energiyasi ham o'zgarib boradi va $\frac{dE^2}{dt} = 0$ bo'lguncha davom etadi. Shuning uchun zarra erishishi mumkin bo'lgan eng katta kinetik energii mavjud bo'lib, (2.4.4) tenglama echimining tahliliga ko'ra u quyidagi ifoda bilan aniqlanadi.

$$E_k = E - m_0 c^2 = \sqrt{\frac{2}{\pi} e U m_0 c^2} \quad (2.4.6)$$

2.5. Relyativistik zarraning bir jinsli va doimiy magnit maydonidagi harakati

Bizga malumki, hozirgi zamon yuqori energiyalar fizikasi hamda tezlatgichlarda relyativistik zarralarning magnit maydonlaridagi harakati muhim ahamiyat kasb etadi. Shuning uchun biz bu bobda relyativistik zarralarning boshlang'ich tezligi magnit maydon induksiyasiga tik yo'nalgan holdagi harakat manzarasini o'rganamiz.

Buning uchun biz zarraning magnit maydonidagi qaralayotgan holda kinetik energiyasi va demak tezligining moduli ham o'zgarmasdan qolishini inobatga olamiz. Haqiqatdan ham magnet maydonida harakatlanayotgan zarrachaga ta'sir qiluvchi kuch yani Lorens kuchi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi.

$$\vec{F} = q [\vec{v}, \vec{B}]$$

Bu yyerda: q-zarrachaning zaryadi, v-zarrachaning tezlik vektori, B-magnit maydon induksiyasi vektori. Demak, zarrachaga ta'sir qiluvchi Lorens kuchi hamma vaqt zarraning tezlik vektori v-hamma magnit maydon induksiyasi B-yotgan tekislikga perpendikulyar bo'ladi.

U holda zarracha Lorens kuchi tasiridagi siljishi yoki (ko'chishi) ds ga teng bo'lsa, bu kuch bajargan ish quyidagiga teng bo'ladi.

$$dA = \vec{F} \cdot d\vec{S} \equiv q[\vec{v}, \vec{B}] \cdot \vec{v} \cdot dt$$

Ammo, Lorens kuchi hamma vaqt zarraning tezligiga perpendikulyar yo'nalganligi uchun oxirgi skalyar ko'paytma nolga teng. Ya'ni Lorens kuchi bajargan ish ham nolga teng. Bu esa magnit maydonida harakatlanuvchi har qanday zarraning tezlik moduli o'zgarmasdan qolib faqat uning yo'nalishigina o'zgarishini bildiradi.

Avvalgi bobda keltirilgan zarraning impulsi va tezligi orasidagi bog'lanish.

$$\vec{P} = \frac{m \vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

ifodaga ko'ra, zarraning qaralayotgan holdagi harakat tenglamasi quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi.

$$\frac{m \vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \frac{d\vec{v}}{dt} = q[\vec{v}, \vec{B}]$$

Biz qarayotgan holda zarraning boshlang'ich tezligi v magnit maydon induksiyasi B o'zaro perpendikulyar bo'lganligi uchun oxirgi ifodadan quyidagi natijani hosil qilamiz.

$$\frac{ma}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = q v B$$

Bu yyerda, m -zarrachaning massasi a -zarraning Lorens kuchi tasiridagi markazga intilma tezlanishi.

Natija: Ko'rinib turibdiki relyativistik zarraning Lorens kuchi tasirida oladigan markazga intilma tezlanishi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$a = \frac{q v B}{m} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

Holbuki relyativistik bo'lmagan yani yorug'lik tezligiga nisbatan juda ham kichik tezlik bilan harakatlanuvchi zarraning Lorens kuchi tasirida oladigan tezlanishi quyidagi ifoda bilan aniqlanar edi.

$$a_{NR} = \frac{q v B}{m}$$

Yani bu holda zarraning Lorens kuchi tasirida oladigan tezlanishi zarraning tezligiga proporsional bo'lib, zarraning tezligini necha baravar oshirsak shuncha marta ortishi kerak edi.

Ammo biz olgan natijaga ko'ra zarraning Lorens kuchi tasirida oladigan tezlanishi zarra tezligining nochizig'iy funksiyasidir.

Ko'rinib turibdiki, zarraning tezligi juda ham kichik bo'lsa (yani nolga yaqin bo'lsa) hamda yorug'lik tezligi C ga yaqin bo'lsa bu tezlanish ham juda kichik bo'lib nolga intiladi. Demak zarra tezligining ma'lum zarraning Lorens kuchi tasirida oladigan markazga intilma tezlanishi o'zining eng katta qiymatiga ega bo'ladi.

Endi zarraning Lorens kuchi tasiridagi ushbu maksimal tezlanishini topamiz.

Buning uchun odatdagidek zarraning tezlanishi a dan zarraning tezligi v bo'yicha hosilani topamiz:

$$\begin{aligned} \frac{dq}{dv} &= \frac{qB}{m} \left\{ 1 \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} + v \cdot \frac{1}{2} \cdot \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \cdot \left(-\frac{1}{c^2} \right) \cdot 2 \cdot v \right\} \\ &\equiv \frac{qB}{m} \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \cdot \left[1 - \frac{\frac{v^2}{c^2}}{1 - \frac{v^2}{c^2}} \right] \equiv \frac{qB}{m} \cdot \frac{1 - 2 \cdot \frac{v^2}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \end{aligned}$$

Endi ushbu topilgan hosilani nolga tenglashtirib zarra eng katta markazga intilma tezlanishga ega bo'ladigan tezlik qiymatini topamiz:

$$1 - 2 \cdot \frac{v^2}{c^2} = 0$$

Demak zarraning Lorens kuchi tasirida oladigan maksimal tezlanishi quyidagiga teng bo'ladi:

$$v = \frac{c}{\sqrt{2}} \equiv \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot c$$

Natija: Demak zarraning Lorens kuchi tasirida oladigan maksimal tezlanishi maksimal tezlanishi magnet maydon induksiyasi B hamda zarrachaning keltirilgan zaryadi qqm ga to'g'ri proporsional bo'ladi.

Xulosa

Magistrlik ishining ikkinchi bobi **elektromagnit maydondagi relyativistik zaryadning harakat tenglamasi** tahliliga bag'ishlangan. Bu bobda dastlab relyativistik zarraning Lorens kuchi ta'sirida bu kuch tezlikka perpendikulyar bo'lgani sababli, uning tezlik miqdori o'zgarmasdan qolib, uning harakati aylanma harakatdan iborat bo'lishi ko'rsatilgan.

So'ngra relyativistik zarraning uning tezligiga tik bo'lgan Lorens kuchi ta'siridagi markazga intilma tezlanishi tahlil etilgan va bu tezlanishning eng katta qiymati keltirib chiqarilgan.

Bobning keyingi bo'limlari relyativistik zarraning aylanish radiusi hamda aylanish davrlarinig tahliliga bag'ishlangan. Jumladan odatdagi norelyavistik zarraning uning tezligiga tik bo'lgan magnit maydonidagi aylanish davri ham zarraning tezligiga va demak uning energiyasiga ham bog'liq bo'lishi haqida muhim xulosa olingan.

Shuningdek bu bobda Relyativistik zarralarning siklotronda erishadigan eng katta energiyasi qiymati topilgan.

III BOB. HARAKATLANUVCHI MUHITLARDAGI RELYATIVISTIK ZARRALAR DINAMIKASI

3.1. Relyativistik fotoelektronlarning uchish uzoqligi.

Biz oldingi bo'limda relyativistik zarraning doimiy kuch uning bir zlsamli harakatini tahlil qildik. Ammo, juda ko'p hollarda zararaning tezligi va unda ta'sir qiluvshi kuch ixtiyoriy yo'nalgan holda harakat qiladi. Tabiiyki, bunday –ollarda relyativistik zarraning harakat manzarasi keskin murakkablashadi va umumiy holda bunday masalalarning eshimini faqat sonli usullar yordamidagina eshish mumkin bo'ladi.

Shuning uchun bu bo'limda biz biron metaldan ushib shiqqan va katta tezlikda ega bo'lgan fotoelektronlarning bir jinsli elektr maydonidagi 2 o'lchovli harakatini tadqiqi etamiz.

Masalan soddalashtirish uchun fotoelektronlar ularning tezligiga perpendikulyar yo'nalgan elektr maydoniga ushib kirgan –oldagi –arakatini tadqiqi etamiz. Bu masala fizikaviy nuqtai nazardan gorizontal otilgan jismning og'irlik kuchi maydonidagi harakatiga o'hshaydi.

Xuddi oldingi bo'limdagi singari quyidagi relyativistik hharakat tenglamasidan foydalanamiz.:

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F} \quad (3.1.1)$$

Endi bu harakat tenglamasini x va yo'qlari yo'nalishlari uchun skalyar ko'rinishida yozamiz.

$$\frac{dP_x}{dx} = F_x, \quad \frac{dP_y}{dt} = \gamma F_y \quad (3.1.2)$$

Bu yerda P_x va P_y relyativistik zarraning mos o'qlar yo'nalishlardagi proektsiyalari, F_x va F_y esa zarrachaga ta'sir qiluvshi kuchning mos o'qlaridagi proektsiyalarni bildiradi.

Agar zarraning tezligi gorizontal, elektr maydon kuchlanganligi vertikal yo'nalgan bo'lsa, zarrachaga gorizontal yo'nalishda kuch ta'sir etmaydi.

Ya'ni: $F_x = 0$.

Zarrachaga vertikal yo'nalishda ta'sir qiluvshi kuch esa quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$F_y = qE_y \quad (3.1.3)$$

Bu yerda q - elektron zaryadi. E_y - elektr maydon kuchlanganligining vertikal o'qidagi proektsiyasi.

U holda relyativistik zarraning gorizontaal yo'nalishdagi harakat tenglamasi quyidagisha bo'ladi.

$$\frac{dP_x}{dt} = 0 \quad (3.1.4)$$

Demak, oxirgi teshnglamaga ko'ra relyativistik zarra impulsining x o'qi yo'nalishidagi tashkil etuvshisi vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. Ya'ni:

$$P_x(t) = P_{ox} = P_o \quad (3.1.5)$$

Bu yerda P_o –zarraning boshlang'ish impulsi bo'lib, u zarraning gorizontaal yo'nalgan boshlang'ish v_o tezligi bilan niqlanadi.

$$P_o = \frac{mv_o}{\sqrt{1 - \frac{v_o^2}{c^2}}} \quad (3.1.6)$$

Endi relyativistik zarraning vertikal yo'nalishdagi harakat tenglamasini tahlil qilishga ko'ra, uning bu yo'nalishdagi harakat tenglamasi quyidagisha yoziladi.

$$\frac{dP_x}{dt} = F_y \equiv qE_y \quad (3.1.7)$$

E_y - elektr maydon kuchlanganligi bir jinsli va doimiy maydonda harakatlanayotgan fotoelektronlar uchun o'zgarmas bo'lganligi sababli oxirgi tenglamani integrallab quyidagini hosil qilamiz:

$$P_y(t) - P_{ay} = qE_{yt} \quad (3.1.8)$$

Bu yerda P_{0y} zarra boshlang'ish impulsining vertikal yo'nalishdagi tashkil etuvshisi bo'lib, zarraning boshlang'ish $P_y(t)$ quyidagi shizikli qonun bo'yisha o'zgaradi.

$$P_y(t) = q\beta_y t \quad (3.1.9)$$

Endi impulslar uchun topilgan ifodalardan foydalanib relyativistik zarra tezligining mos o'qlar yo'nalishlaridagi tezliklarining vaqt bo'yisha o'zgarish qonuni topamiz. Buning uchun zarraning impuls va tezligi orasidagi quyidagi bog'lanishdan foydalanamiz.

$$P^2 m^2 c^2 \cdot \frac{\frac{v^2}{c^2}}{1 - \frac{v^2}{c^2}}, \quad P^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) = m^2 c^2 \cdot \frac{v^2}{c^2} \quad (3.1.10)$$

Bu ifodadan foydalanib zarra tezligi v uchun quyidagi ifoda hosil qilamiz:

$$\vec{v} = \frac{\vec{P}c}{\sqrt{(mc)^2 + P^2}} \equiv \frac{c^2}{E} \vec{P} \quad (3.1.11)$$

Bu yerda E_g zarraning to'la energiyasini bildiradi. Endi yuqorida olingan zarra impulsining mos o'qlaridagi tashkil etuvshilarning o'zgarish qonunlari (3.1.5) va (3.1.9) ifodaga olgan holda zarra energiyasining o'zgarish qonunini topamiz.

$$E = \sqrt{E_o^2 + (P_x^2 + P_y^2)c^2} \equiv \sqrt{E_o^2 + (P_o^2 + q^2 E_y^2)c^2} \equiv \sqrt{\varepsilon_a^2 + q^2 E_y^2 t^2 c^2} \quad (3.1.12)$$

Bu yerda E_{0g} zarrachaning boshlang'ish paytdagi to'la energiyasidir. Demak, zarraning ixtiyoriy paytdagi energiyasi (3.1.12) bilan aniqlanuvshi qonunga binoan o'zgaradi.

Endi biz topgan zarra energiyasining o'zgarish qonuni (3.1.12) hamda (3.1.11) shi ifodalardan foydalanib quyidagi ikki muhim natijani hosil qilamiz.

$$v_x(t) = \frac{c^2}{E} P_x(t) \equiv \frac{P_a c^2}{\sqrt{\varepsilon_o^2 + q^2 E_y^2 t^2 c^2}} \quad (3.1.13)$$

$$v_y(t) = \frac{c^2}{E} P_y(t) \equiv \frac{q E_y c^2 t}{\sqrt{\varepsilon_o^2 + q^2 E_y^2 t^2 c^2}} \quad (3.1.14)$$

Demak, bu ifodalarga ko'ra zarralarning gorizontal yo'nalishdagi harakati tekis harakat bo'lmaydi. holbuki, relyativistik bo'lmagan zarraning gorizontal yo'nalishdagi harakati tekis harakat bo'lar edi.

Ya'ni
$$v_x = v_o \equiv const$$

Zarraning vertikal yo'nalishdagi doimiy kuch vertikal harakati esa tekis o'zgaruvshan bo'lmaydi. holbuki norelyativistik zarraning vertikal yo'nalishdagi harakati tekis o'zgaruvshandir.

Ya'ni:
$$v_y = a_y t \equiv \frac{q E_y}{m} t$$

Bu farqlarning paydo bo'lishiga sabab, zarraning ihtiyoriy o'q yo'nalishidagi tezliklarning proektsiyalariga bog'liqdir.

Ya'ni:
$$P_x = \frac{mv_x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad P_y = \frac{mv_y}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2} \quad (3.1.15)$$

Demak, ko'rinib turibdiki biz yuqorida olgan natijalar odatdagi tasavurlardan keskin farq qilib, relyativistik zarralar harakatining o'ziga hos hususiyatlariga ega ekanligini ko'rsatadi.

Endigi vazifa relyativistik zarraning harakat qonuni topishdan iborat

Ya'ni:
$$x(t) \text{ va } y(t)$$

Bog'lanishlarni aniqlashdan iborat.

Endi tezligining o'zgarish qonunlari $v_x(t)$ $v_y(t)$ larni bilgan holda relyativistik zarraning ihtiyoriy vaqtdagi koordinatalari $x(t)$ va $y(t)$ ya'ni uning harakat qonunini topamiz.

Dastlab relyativistik zarraning ixtiyoriy vaqtdagi ordinatasi $y(t)$ ni topamiz. Buning uchun zarraning y o'qi yo'nalishidagi tezligining o'zgarishqonunini tasvirlovchi (3.1.14) ifodadan foydalanamiz:

$$y(t) = y_o + \int_o^t v_y(\tau) d\tau = y_o + \int_a^t \frac{qE_y c^2 \tau d\tau}{\sqrt{\varepsilon_o^2 + qE_y c^2 \tau^2}} \quad (3.1.16)$$

Ushbu integrallarni hisoblash uchun quyidagi belgilashni ko'rsatamiz:

$$\varepsilon^2 = \varepsilon_o^2 + qE_y c^2 \tau^2 \quad (3.1.17)$$

Endi bu ifodaning ikkala tomonini differentsialab quyidagi natijani hosil qilamiz:

$$\varepsilon^2 d\varepsilon = qE_y c^2 \tau d\tau \quad (3.1.18)$$

Bu yerdan:

$$\tau d\tau = \frac{\varepsilon d\varepsilon}{q^2 E_y^2 c^2} \quad (3.1.19)$$

Ekanligini topamiz va uni 16 –ifodaga qo'yib quyidagini hosil qilamiz.

$$y(t) = y_o + qE_y c^2 \cdot \frac{1}{q^2 E_y^2 c^2} \cdot \int_{\varepsilon(o)}^{\varepsilon(t)} d\varepsilon = y_o + \frac{1}{q^2 E_y} \cdot 1\varepsilon(\tau) \Big|_{\varepsilon(o)}^{\varepsilon(t)} \quad (3.1.20)$$

Bu yyerda $\varepsilon(0)$ va $\varepsilon(t)$ g' relyativistik zarraning boshlang'ish hamda t vaqtdagi energiyalari bo'lib, quyidagi ifodalar bilan aniqlanadi.

$$\varepsilon^2(a) = \varepsilon_o^2, \quad \varepsilon^2(t) = \varepsilon_o^2 + q^2 E_y^2 c^2 t^2 \quad (3.1.21)$$

Natija: demak, oxirgi ifodaga ko'ra relyativistik zarraning ixtiyoriy vaqtdagi ordinatasi quyidagi ifoda bilan anglanadi.

$$y(t) = y_o + \frac{1}{qE_y} \left[\sqrt{\varepsilon_o^2 + q^2 E_y^2 c^2 t^2} - \varepsilon_o \right] \quad (3.1.22)$$

Oxirgi ifodadan ko'rinib turibdiki, relyavistik zarraning doimiy kuch ta'siridagi harakat qonuni odatdagi relyativistik bo'lmagan zarraning tekis o'zgaruvshan harakat qonuni:

$$y(t) = y_o + \frac{1}{2} \cdot \frac{qE_y}{m} t^2 \quad (3.1.23)$$

dan tubdan farq qiladi. Ya'ni 22g'ifodaga ko'ra relyavistik zarraning ordinatasi tekis o'zgaruvshan harakat qonuniga bo'ysinmaydi.

Endi relyavistik zarra tekisligining gorizontaal tashkil etuvshisi $v_x(t)$ 13g'ifodani hisobga olgan holda, uning ihtiyoriy vaqtdagi abtsissasi $x(t)$ ni topamiz:

$$x(t) = x_o + \int_0^t v_y(\tau) d\tau \equiv x_o + \int_0^t \frac{P_o c^2 d\tau}{\sqrt{\varepsilon_o^2 + qE_y^2 c^2 \tau^2}} \quad (3.1.24)$$

Oxirgi integralni hisoblash uni quyidagi ko'rinishga keltiramiz.

$$x(t) = x_o + \frac{P_o c^2}{qE_y c} \int_0^t \frac{d\tau}{\sqrt{\tau_o^2 + \tau^2}} \quad (3.1.25)$$

Bu yyerda:

$$\tau_o^2 = \frac{\varepsilon_a^2}{q^2 E_y^2 c^2} \quad (3.1.26)$$

Ammo, oxirgi integral quyidagiga teng.

$$x(t) = x_o + \frac{P_o c}{qE_y} \ln \left(\tau + \sqrt{\tau_o^2 + \tau^2} \right) \Big|_0^t \equiv x_o + \frac{P_o c}{qE_y} \ln \left| \frac{t + \sqrt{t^2 + \frac{\varepsilon_a^2}{q^2 E_y^2 c^2}}}{\frac{\varepsilon_a}{|qE_y| c}} \right| \quad (3.1.27)$$

Endi oxirgi ifodani soddalashtirib quyidagi ko'rinishga keltiramiz:

$$x(t) = x_o \frac{P_o c}{|qE_y|} \ln \left[\frac{|qE_y| ct}{\varepsilon_o} + \sqrt{\frac{q^2 E_y^2 c^2 t^2}{\varepsilon_o^2} + 1} \right] \quad (3.1.28)$$

Natija: demak, relyativistik zarraga gorizontol yo'nalishda hatto kuch ta'sir qilmagan holda ham uning harakati odatdagi norelyativistik zarraning tekis harakati

$$x(t) = x_o + v_o t \quad (3.1.29)$$

Qonunga binoan sodir bo'lmaydi. Ya'ni gorizontol yo'nalishda ushib shiqqan fotoelektronlarning gorizontol yo'nalishdagi harakati notekis bo'ladi.

Shunday qilib, biz yuqorida olgan ushbu 3.1.22 va 3.1.28-harakat qonunlari odatdagi 3.1.23 va 3.1.29-norelyativistik harakat qonunlaridan keskin farq qilishi ko'rinib turibdi.

Bu farq ayniqsa, yuqori energiyali yoki yorug'lik tezligiga yaqin tezliklar bilan ushib shiquvshi fotoelektronlar holida yuqori darajada namoyon bo'ladi. Biz buni quyida fotoelektronlarning ushish uzoqligini hisoblash misolida ko'rsatib beramiz.

Endi bu bo'limda qo'yilgan asosiy masalal ya'ni fotoelektronlarning ushish uzoqligini topamiz. Masalan soddalashtirish uchun fotoelektronlar o'z harakatini koordinata boshidan ya'ni: $x_o = 0$ va $y_o = 0$ nuqtadan gorizontol x o'qining musbat yo'nalishi bo'ylab yo'nalgan. x_a tezlik bilan ushib shiqqan deb hisoblaymiz. Agar elektr maydoni bir jinsli bo'lib vertikal pastga yo'nalgan bo'lsa, elektronlar manfiy elektr zaryadiga ega bo'lganligi uchun unga qaramag'qarshi ya'ni yuqoriga yo'nalgan vertikal harakat qiladilar.

Bu holda fotoelektronlarning harakat qonunlari quyidagi soda ko'rinishda ega bo'ladi:

$$y(t) = \frac{1}{eE} \ln \left[\sqrt{\varepsilon_o^2 + e^2 E^2 c^2 t^2} - \varepsilon_o \right] \quad (3.1.29)$$

$$x(t) = \frac{P_o c}{eE} \ln \left[\frac{eEct}{\varepsilon_o^2} + \sqrt{\frac{e^2 E^2 c^2 t^2}{\varepsilon_o^2} + 1} \right] \quad (3.1.30)$$

Agar $y(t)$ hd ya'ni kondensator qoblamlari orasidagi masofaga teng bo'lsa, fotoelektronlar yuqori kondensator qoplamasiga etib boradi. Bundan foydalanib fotoelektronlarning harakat vaqti t ni topamiz:

$$d = \frac{1}{eE} \left[\sqrt{\varepsilon_o^2 + e^2 E^2 c^2 t^2} - \varepsilon_o \right] \quad (3.1.31)$$

Bu yerda

$$deE + \varepsilon_o = \sqrt{\varepsilon_o^2 + e^2 E^2 c^2 t^2} \quad (3.1.32)$$

Bu ifodaning ikkala tomonini kvadratga ko'tarib fotoelektronlarning pastki qoplamadan yuqori qoplamaga etib kelish vaqtini topamiz:

$$d^2 e^2 E^2 + 2 deE \varepsilon_o = e^2 E^2 c^2 t^2 \quad (3.1.33)$$

Demak, bu faqat quyidagi ifoda bilan aniqlanadi.

$$t = \sqrt{\frac{d^2 e^2 E^2 + 2 deE \varepsilon_o}{e^2 E^2 c^2}} \equiv \sqrt{\frac{d^2}{c^2} + 2 \frac{d \varepsilon_o}{eE c^2}} \equiv \frac{d}{c} \sqrt{1 + 2 \frac{\varepsilon_o}{eEd}} \quad (3.1.34)$$

Natija: Shunday qilib, fotoelektronlarning bir qoplamadan ikkinshi qoplamaga etib kelish vaqti ularning boshlang'ish tezligi v_0 ga ham bog'liq bo'ladi. holbuki relyativistik bo'lmagan zarraning bir qoplamadan ikkinshi qoplamaga etib kelish vaqti quyidagi ifoda bilan aniqlanadi.

$$t = \sqrt{\frac{2d}{a}} \equiv \sqrt{\frac{2dm}{eE}} \quad (3.1.35)$$

Ya'ni fotoelektronlarning boshlang'ish tezligiga mutlaqo bog'liq emas. Nihoyat fotoelektronlarning ushish uzoqligini topamiz:

$$L = \frac{P_o c}{eE} en \left\{ \frac{eE}{\varepsilon_o} \cdot d \sqrt{1 + \frac{2\varepsilon_o}{eEd}} + \sqrt{1 + \frac{e^2 E^2 d^2}{\varepsilon_o^2}} \cdot \left(1 + \frac{2\varepsilon_o}{eEd} \right) \right\} \quad (3.1.36)$$

Natija: ko'rinib turibdiki, relyativistik zarraning ya'ni biz qarayotgan holda fotoelektronlarning ushish uzoqligi ularning juda ham tezligi yorug'liq tezligiga oshadi. holbuki odatdagi norelyativistik zarralarning ushish uzoqliklari ularning boshlang'ish tezliklariga proporsional bo'lib, quyidagi ifoda bilan aniqlanadi.

$$L = v_o^2 \sqrt{\frac{2d}{a}} \equiv v_o \sqrt{\frac{2dm}{eE}} \quad (3.1.37)$$

Bu bo'limda olingan natijalar haqiqatdan ham moddaga tushuvshi o'ta yuqori energiyalari fotonlar ta'sirida ushib shiquvshi fotoelektronlarini inobatga olish – o'zaro muhimligini ko'rsatadi.

3.2. Tekis harakatlanuvchi zaryad maydoni.

Qo'zg'almas sanoq sistemasi K bo'lsin. Zaryad bilan harakatlanayotgan sistema K'. Zaryad K' sanoq sistema boshida joylashsin va K' sanoq sistemasi K sistemaga nisbatan x o'qiga parallel harakatlansin. Unda Lorens almashtirishlarini yozamiz

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad t' = \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad y' = y \quad z' = z$$

Mos to'rt vektorlar

$$x^i = (ct, \vec{r}) = (x^0, x^1, x^2, x^3)$$

$$A^i = (\varphi, \vec{A}) = (A^0, A^1, A^2, A^3)$$

Bu to'rt vektorlarni solishtirib yozamiz,

$$A^0 = \varphi = ct \quad t = \frac{\varphi}{c} \quad A^1 = x \quad A^2 = y \quad A^3 = z$$

$$\varphi' = \frac{c(\frac{\varphi}{c} - \frac{v}{c^2} A')}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{\varphi - \frac{v}{c} A'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (3.2.1)$$

$$A^{1'} = \frac{A^1 - \frac{v}{c} \varphi}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad A^{2'} = A^2, \quad A^{3'} = A^3$$

Zaryad bilan harakatlanayotgan K' sistemada faqat elektr maydoni bo'ladi $\vec{E}'$, magnit maydoni esa $\vec{H} = 0$. Shuningdek yozish mumkin

$$A^{i'} = (\varphi', \vec{A}') = (\varphi', 0)$$

Shuning uchun Lorens almashtirishlari

$$\varphi = \frac{\varphi'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \quad \Rightarrow \quad \vec{A} = \left(\frac{v}{c} \varphi, 0, 0 \right) = \frac{\vec{v}}{c} \varphi$$

Ikkinchi tomondan zaryad vaziyati mos potensial bilan aniqlanadi.

$$\begin{aligned} \varphi' &= \frac{q}{R'}; \quad R'^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2 = \frac{(x - vt)^2}{1 - \frac{v^2}{c^2}} + y^2 + z^2 \\ R'^2 &= \frac{(x - vt)^2 + (1 - \frac{v^2}{c^2})(y^2 + z^2)}{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{R^{*2}}{1 - \frac{v^2}{c^2}} \\ R' &= \frac{R^*}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \quad R^* = \sqrt{(x - vt)^2 + (1 - \frac{v^2}{c^2})(y^2 + z^2)} \\ \varphi &= \frac{q}{R' \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{q}{R^*} \end{aligned}$$

Endi vektor potensialni aniqlash mumkin

$$\vec{A} = \frac{\vec{v}}{c} \varphi = \frac{q}{c} \frac{\vec{v}}{R^*}$$

Demak

$$\varphi = \frac{q}{R^*}; \quad \vec{A} = \frac{q}{c} \frac{\vec{v}}{R^*} \quad (3.2.2)$$

Elektrodinamikaning maxsus tenglamalaridan foydalanib **E** va **H** kattaliklarni topamiz.

$$\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \text{grad } \varphi \quad \vec{H} = \text{rot } \vec{A} \quad (3.2.3)$$

$$\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \frac{q}{c} \left[\frac{1}{R^*} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{R^*} \right) \right] = \frac{q}{c} \vec{v} \frac{d}{dR^*} \left(\frac{1}{R^*} \right) \frac{\partial R^*}{\partial t}$$

$$\frac{d}{dR^*} \left(\frac{1}{R^*} \right) = -\frac{1}{(R^*)^2};$$

$$\frac{\partial R^*}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \sqrt{(x-vt)^2 + \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)(y^2 + z^2)} = -v \frac{x-vt}{R^*}$$

$$\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \frac{q}{c} \vec{v} \frac{v(x-vt)}{(R^*)^3}$$

$$\text{grad } \varphi = q \cdot \text{grad} \left(\frac{1}{R^*} \right) = q \frac{d}{dR^*} \left(\frac{1}{R^*} \right) \cdot \text{grad } R^*$$

$$\frac{\partial}{\partial x} R^* = \frac{\partial}{\partial x} \sqrt{(x-vt)^2 + \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)(y^2 + z^2)} = \frac{x-vt}{R^*}$$

$$\frac{\partial}{\partial y} R^* = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) \frac{y}{R^*}; \quad \frac{\partial}{\partial z} R^* = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) \frac{z}{R^*}$$

$$\text{grad } \varphi = -q \frac{1}{(R^*)^2} \frac{1}{R^*} \left((x-vt) \vec{i} + \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) (y \vec{j} + z \vec{k}) \right)$$

Endi tekis harakatlanayotgan zaryadning elektr maydon kuchlanganligi vektorini aniqlash mumkin.

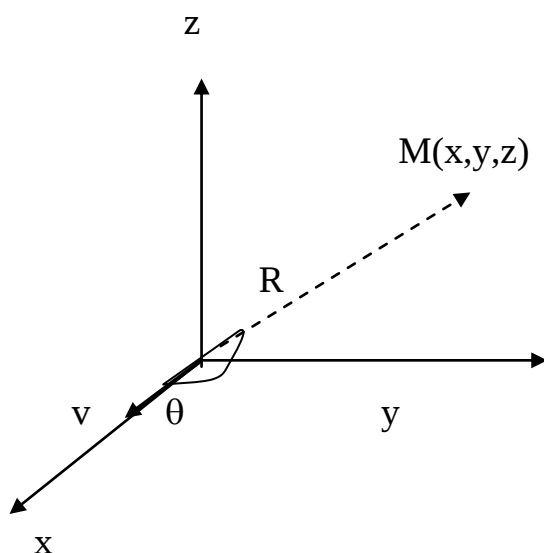
$$\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t} - \text{grad } \varphi = \frac{q}{(R^*)^3} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) \left\{ (x - vt) \vec{i} + y \vec{j} + z \vec{k} \right\}$$

$$\vec{R} = (x - vt) \vec{i} + y \vec{j} + z \vec{k}$$

bo'lganligi uchun oxirgi natijani yozamiz.

$$\vec{E} = \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) \frac{q \vec{R}}{(R^*)^3} \quad (3.2.4)$$

Oxirgi formulani tahlil qilib ko'ramiz. Harakat yo'nalishi va R radius vektori orasidagi burchak θ .



$$y^2 + z^2 = R^2 \sin^2 \theta \quad \vec{R} = (x - vt) \vec{i} + y \vec{j} + z \vec{k}$$

$$(R^*)^2 = (x - vt)^2 + \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) (y^2 + z^2) = R^2 \left(1 - \frac{v}{c} \sin^2 \theta \right)$$

$$\vec{E} = \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) \frac{q \vec{R}}{(R^*)^3} = \frac{q \vec{R}}{R^3} \frac{1 - \frac{v^2}{c^2}}{\left(1 - \frac{v}{c} \sin^2 \theta \right)^{3/2}} \quad (3.2.5)$$

Zaryaddan berilgan radius masofada elektr maydon kattaligi 0 dan $\pi / 2$ burchaklarda o'sadi. Maydonning eng kichik qiymati harakatga parallel yo'nalishda bo'ladi ($\theta = 0, \pi$).

$$E_{\parallel} = \frac{q}{R^2} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)$$

Eng katta maydon tezlikka perpendikulyar ($\theta = \pi / 2$) yo'nalishda bo'ladi.

$$E_{\perp} = \frac{q}{R^2} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Tezlikning oshishi bilan parallel maydon kamayib, perpendikulyar maydon o'sib boradi. Yorug'lik tezligiga yaqin tezliklarda maydon ekvatorial tekislik yaqinidagina noldan farqlanadi.

Tekis harakatlanayotgan zaryadning magnit maydon kuchlanganlik vektorini ko'ramiz.

3.3. Harakatlanuvchi muhitlardagi relyativistik zarralar dinamikasi.

So'nggi yillarda relyativistik zarralarning yorug'lik tezligiga yaqin tezliklar bilan harakatlanuvchi muhitlar (masalan, bozon yoki fermion relyativistik ideal gazi)dagi harakati tadqiqi mutaxassislar diqqatini jalb etmoqda.

Chunki bunday muhitlarda zarraning relyativistik faktoriga proporsional bo'lgan ko'ndalang magnit maydonining ta'siri keskin oshadi. Bu esa xususiy magnit momenti yoki spinga ega bo'lgan zarralar spin vektori osstillyastiyasining rezonans kuchayishiga olib kelishi mumkin.

Jumladan yuqorida qayd qilingan jarayonlarni neytrino uchun tadbik etiladigan bo'lsa, nazariy hisob-kitoblarning bir- biriga aylanish ehtimoliyati keskin tarzda oshar ekan. Bu esa fizikaviy nuqtai nazardan muhim ahamiyatga ega bo'lib, neytrino massasining osstillyastiyasini baholashda yangi imkoniyatlarni vujudga keltiradi. O'z navbatida bu dastlabki kosmik nurlanish oqibatida paydo bo'lgan reliktiv neytrinoning massasi hamda spinini aniqlashga ham imkon beradi.

Yorug'lik tezligiga yaqin tezliklar bilan harakatlanuvchi muhitlar kutblangan bo'lsa, ularning neytrino xususiy magnit momentiga ta'siri ayniksa katta bo'ladi. Bu holda neytrino spini osstillyastiyalarining rezonans kuchayishini olib keluvchi ko'ndalang kritik magnit maydoni muhitni tashkil qiluvchi zarralar (masalan, bozonlar yoki fermionlar gazi) tezligiga bog'liq relyativistik faktorga pro Agar zarra relyativistik tezliklar bilan harakatlanuvchi muhit (masalan, relyativistik ideal gaz yoki relyativistik tezlik bilan harakatlanuvchi zarralar okimi) da harakat qilsa, uning harakat dinamikasi keskin o'zgaradi.

Haqikatdan ham agar muhit o'ta tez harakatlanuvchi zaryadlangan zarralardan tarkib topgan bo'lsa ular nafakat elektr maydoni, balki katta magnit maydonini ham hosil qiladi. Jumladanzarra neytral ya'ni elektr zaryadiga ega bo'lmasa ham xususiy magnit momenti yoki spin hisobiga muhit bilan o'zaro ta'sirlashadi.

Xususiy hol sifatida elektron-neytrinoning relyativistik tezliklan bilan harakatlanuvchi muhitdagi effektiv energiyasi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi.

$$E_{eff} = E_n + \frac{\sqrt{2} C_1 n_0 \left(1 - \frac{\vec{v}_n \vec{v}}{v_n c} \right)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (3.3.1)$$

Bu yerda E_n - neytrino energiyasi, n_0 - muhitni tashkil qiluvchi zarralar konstantastiyasi, C_1 - elektron-neytrinoning muhit bilan Uzaro ta'sirini tavsiflovchi kuch doimiysi, v_n - elektron-neytrino tezligi, v - muhitni tashkil qiluvchi zarralarning tezligi.

Shunday kilib oxirgi ifodaga ko'ra muhit zarralari yorug'lik tezligiga yaqin tezliklar bilan harakatlansa ularning zarraga ko'rsatadigan ta'siri ham keskin ortadi. Ayniksa karama-qarshi yo'nalishdagi tezliklar holida o'zaro ta'sir energiyasi hal qiluvchi ahamiyatga ega bo'ladi.

3.4. Olingan natijalarning amaliy qo'llanishi.

Endi bitiruv malakaviy ishida olingan natijalarning amaliy qo'llanilishini tahlil qilamiz. Buning uchun induksiyasi Bq0,S Tesla bo'lgan magnit maydoniga tik yo'nalishda uchib kirgan elektronning harakatini ko'rib chiqamiz.

Elektron zaryadi $q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ va massasi $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$ ekanligini inobatga olib, elektronning magnit maydonidagi aylanish radiusining uning tezligiga bog'lanishini topamiz:

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \equiv \frac{qB}{m} \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

Bu yyerda C -yorug'lik tezligi, B -zarra tezligining yorug'lik tezligiga nisbati.

Demak, magnit maydon induksiyasining berilgan son qiymati uchun quyidagiga ega bo'lamiz.

$$R = \frac{m v}{qB \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \equiv \frac{mc}{qB} \cdot \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \beta = \frac{v}{c}$$

Oxirgi ifodadan ko'rinib turibdiki elektronning bu magnit maydonidagi aylanish radiusi elektronning tezligi $v = 3 \cdot 10^5 \text{ м/с}$ ($B = 10^{-3}$) bo'lganda $R_1 = 3,4 \cdot 10^{-6} \text{ м} = 3,4 \text{ мкс}$ gat eng bo'ladi. Ammo elektronning tezligiga mos keluvchi B parametr $B = 0,9999$ bo'lsa, uning aylanish radiusining son qiymati quyidagiga teng bo'ladi.

$$R = \frac{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 3 \cdot 10^8}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 0,5} \cdot \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \approx 3,41 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Ya'ni bu holda elektronning aylanish radiusi 1-chi holdagiga nisbatan

$$\frac{R_2}{R_1} \approx \frac{240 \cdot 10^{-3}}{3,4 \cdot 10^{-6}} \approx 70 \cdot 10^3 \approx 70000$$

ya'ni 70000 marta ortadi.

Oxirgi natijadan ko'rinib turibdiki, haqiqatdan ham yuqori energiyali zarrachalarning magnit maydonlaridagi harakatni o'rganishda ularning relyativistik xususiyatlarini albatta inobatga olishimiz lozim.

Endi turli tezlikga ega bo'lgan elektronlarning magnit maydonidagi aylanish davrini topamiz. Magnit maydon induksiyasining berilgan qiymatida relyativistik bo'lmagan zarraning aylanish davri

$$T_{NR} = \frac{2\pi m}{qB} = \frac{2 \cdot 3,14 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31}}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 0,5} \approx 71,4 \cdot 10^{-12}$$

U holda elektronning magnit maydonidagi aylanish davri taqriban 70 riosekundga teng bo'lar ekan.

Elektronning tezligi $v \approx 0,9999c$ bo'lganda esa uning aylanish davri

$$T \approx 71,4 \cdot 10^{-12} \cdot \frac{1}{0,01414} \approx 5050 \cdot 10^{-12} \approx 5 \cdot 10^{-9} \approx 5 \text{ nanoseund}$$

Ko'rinib turibdiki qaralayotgan tezlik uchun elektronning aylanish davri taqriban 5000 marta katta bo'lar ekan. Yuqorida keltirilgan hisoblashlardan ko'rinib turibdiki haqiqatdan ham relyativistik zarralarning magnit maydonlaridagi harakatida ularning relyativistik xususiyatlarini albatta inobatga olish lozim.

Xulosa

Magistirlilik ishining uchinchi bobida **harakatlanuvchi muhitlardagi relyativistik zarralar dinamikasi** o'rganilgan. Bu bobda dastlab harakatlanuvchi zaryadlar maydoni ham elektr ham magnit maydonidan iborat b'lishi ko'rsatilgan. Bobning oxirida esa harakatlanuvchi muhitlardagi relyativistik zarralar dinamikasi muhit tezligi yorug'lik tezligiga yaqin bo'lganda ularning o'zaro ta'siri hal qiluvchi ahamiyatga ega bo'lishi ko'rsatib berilgan.

XOTIMA

Magistrlik ishida zarralarning relyativistik dinamika tenglamalari asosida quyidagi natijalar olindi:

1. Relyativistik zarraning tormozlovshi (to'xtatuvshi) kuch ta'siridagi harakat tenglamasining yechimini topildi.
2. Fotoelektronlarning ularning tezligiga tik yo'nalgan elektr maydoni ta'siridagi ikki o'lchovli harakatini tadqiq etildi.
3. Zarralarning tezliklari magnit maydoniga perpendikulyar yo'nalgan holdagi markazga intilma tezlanishini tahlil qilindi.
4. Relyativistik zarralarning, ularning tezligiga tik yo'nalgan magnit maydonidagi aylanish davri ifodasini keltirib chiqarildi.
5. Relyativistik zarralarning siklotronida erishadigan eng katta energiyasi qiymati topildi.
6. Harakatlanuvchi muhitlardagi relyativistik zarralar dinamikasi tadqiq etildi.

ADABIYOTLAR

1. O'zbekiston Respublikasida "Kadrlash tayyorlash milliy dasturi" // Til va adabiyot ta'limi, Toshkent, 1998y 25 -bet
2. Karimov I.A. Barkamol avlod-O'zbekiston taraqqiyotining poydevori, Toshkent, 1998y 51-bet
3. L.D.Landau, E.M.Lifshits "Teoriya polya", M.Nauka, 300- bet , 1981
4. M.R.Jumayev, Q.S.Saidov " Elektrodinamika", Buxoro, 2005 y, 80- bet.
5. Ugarov " Spetsialnaya teoriya atnositelnosti", M.Nauka, 1978. 45 -bet
6. Grechko i dr. " Sbornik zadach po teoreticheskiy fiziki" , M.Nauka 280 bet. 1980.
7. А.Н. Матвеев " Механика и теория относительности" , М., Высш. Школа, 2012, 280 стр.
8. А. Лайтман и др. «Сборник задач по теории относительности и гравитации» , М., Мир,1981, 400стр.
9. А.И. Студеникин, ЯФ, 2004, Т. 67, в.5 с. 10104-1024.
10. Д.Б. Блашке и др. ЯФ, 2004, Т.67, в.4, с. 1074-1086.
11. А.И. Студеникин, ЯФ, 2004, Т.67, в.4, с.1014-1024.
12. А.Н. Матвеев " Механика и теория относительности" , М., Высш. Школа, 2012, 280 с.
13. Л. В. Ланду, Е.М. Лифшиц «Теория поля», М., Наука, 2004 г. 250 с.
14. Тоҳирова С., Жумаев М.Р. "Релятивистик масса спектрометри" Ёш олимлар ва талабаларнинг "XXI-интеллектуал авлод асри" илмий-амалий анжуман тўплами, 257- бет.
15. Тоҳирова С., Жумаев М.Р. "Ҳаракатланувчи муҳитлардаги релятивистик зарралар динамикаси" Ёш олимлар ва талабаларнинг "XXI-интеллектуал авлод асри" илмий-амалий анжуман тўплами, 258- бет.