

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

BUXORO DAVLAT UNIVERSITETI

Fizika- matematika fakulteti

“Nazariy va qattiq jismlar fizikasi” kafedrası

5440100-“Fizika “ ta’lim yo’nalishi bo’yicha bakalavr
darajasini olish uchun

Atavullayev Behzodjon BAXTIYOROVICHning

**“Relyativistik plazmada tarqaluvchi to’lqinlarning xossalari ”
mavzusida**

BITIRUV MALAKAVIY ISHI

Ilmiy rahbar:

Dots. M.R.Jumayev

“ _____ ” 2010-yil

**BMI “ Nazariy va qattiq jismlar fizikasi ” kafedrasining 2010-
yil “ _____ ”**

№ _____ sonli yig’ilishida ko’rib chiqildi va ruxsat berildi.

Kafedr mudiri:

Prof.D.R.Jo’rayev

“ _____ ” 2010-yil

Taqrizchi :

Shodiyev.S.F

“ _____ ” 2010-yil .

“Himoya qilishga ruxsat berildi”

Fakultet dekani

prof. Sh.M .Mirzayev

“ _____ ” 2010-yil

BUXORO-2010

Mundarija

Kirish.....	3
1 bob . Plazmadagi zarralarning harorati to'g'risida.....	6
1.1Plazmada tarqaluvchi to'lqinlar haqida umumiy ma'lumot.....	6
1.2 O'zaro to'qnashuvlar inobatga olingan holdagi zarralarning harakati...	7
1.3Bir jinsli monoxromatik elektr maydoni ta'sirida plazmadagi zarralarning harakati.....	10
1.4 Doimiy, bir jinsli elektr maydoni ta'siridagi relyativistik zarraning harakati	14
1.5 Plazmadagi zarralarning bir jinsli bo'lmagan elektr maydoni tasiridagi harakati.....	18
1 bob xulosasi.....	25
2- bob . Plazmada tarqaluvchi relyativistik to'lqinlar	26
2.1 Plazmada tarqaluvchi electron va ionl to'lqinlar.....	26
2.2 Plazmadagi bir o'lchovli to'lqin tenglamalari.....	29
2.3 Relyativistik elektrtronli plazmadagi to'lqinlar tenglamasi	31
2.4 Plazmada tarqaluvchi to'lqinlar uchun dispersion munosabat.....	34
2.5 Plazmada tarqaluvchi to'lqinlarning fazoviy va gruppaviy tezligi	37
2 bob xulosasi.....	40
Xotima.....	41
Adabiyotlar	42

Kirish

Mamlakatimizda sog'lom va barkamol avlodni tarbiyalash , yoshlarning o'z ijodiy va intellektual salohiyatini ro'yobga chiqarishi, mamlakatimiz yigit qizlarini XXI asr talablariga to'liq javob beradigan har tomonlama rivojlangan shaxslar etib voyaga yetkazish uchun zarur shart-sharoitlar va imkoniyatlarni yaratish bo'yicha keng ko'lamli aniq yo'naltirilgan chora tadbirlarni amalga oshirish maqsadida , shuningdek, O'zbekiston Respublikasida 2010-yilning "Barkamol avlod yili " deb e'lon qilingani munosabati bilan:

1 . "Barkamol avlod yili" davlat dasturi tasdiqlansin .Unga quyidagilar asosiy vazifalar etib belgilansin :

Bolalar va yoshlarni huquq va manfaatlarini himoya qilishga ularni barkamol rivojlantirishning huquqiy asoslarini mustahkallashga qaratilgan me'yoriy – huquqiy bazani takomillashtirish , amaldagi qonunchilik hamda me'yoriy hujjatlarga zamon talablariga mos o'zgartirish va qo'shimchalar kiritish;

"Sog'lom ona- sog'lom bola " dasturini izchil aqmalga oshirish asosida sog'lom avlodni voyaga yetkazish borasidagi chora -tadbirlarni yanada kuchaytirish , onalar va bolalarning reproduktiv salomatligini muhofaza qilish tizimini takomillashtirish, profilaktikaga asoslangan sog'liqni saqlash tizimini ustuvor rivojlantirish , tibbiy xizmat moddiy texnika bazasini mustahkamlash , sog'lom bolalar tug'ilishi va ularni tarbiyalash bilan bog'liq masalalar yuzasidan aholi o'rtasida tushuntirish hamda maslahat ishlarini kuchaytirish;

Tayyorlanayotgan mutaxassislarga real iqtisodiyot tarmoqlari va sohalridagi mavjud talabga alohida e'tibor qaratgan holda , o'sib kelayotgan yosh avlodga ta'lim vatarbiya berish sohasidagi moddiy -texnika bazasini yanada mustahkamlash , undan oqilona va samarali foydalanishni ta'minlash , davlat

ta'lim standartlari , o'quv dasturlari va o'quv- uslubiy adabiyotlarni takomillashtirish ;

ta'lim jarayonida yangi axborot kommunikatsiya va pedagogic texnologiyalarni , electron darsliklar ,multimedia vositalarini keng joriy etish orqali mamlakatimiz maktablari , kasb –hunar kollejlari ,litseylari va oliy o'quv yurtlarida o'qitish sifatini tubdan yaxshilash, ta'lim muassasalarining o'quv laboratoriya bazasini zamonaviy turdagi o'quv va laboratoriya uskunalari , kompyuter texnikasi bilan mustahkamlash ,shuningdek ,o'qituvchilar va murabbiylar mehnatini moddiy hamda ma'naviy rag'batlantirish bo'yicha samarali tizimni yanada rivojlantirish;

zamonaviy axborot va kommunikatsiyalar texnologiyalari , raqamli va keng formatli telekommunikatsiya aloqa vositalari hamda internet tizimini yanada rivojlantirish , ularni har bir oila hayotiga joriy etish va keng o'zlashtirish;

ilm-fanni yanada rivojlantirish iqtidorli va qobiliyatli yoshlarni ilmiy faoliyatiga keng jalb etish , ularning o'z ijodiy va intellektual salohiyatini ro'yobga chiqarishi uchun sharoitga doir kompleks chora –tadbirlarni ishlab chiqish;

yosh oilalarga g'amxo'rlik qilish ishlarini kuchaytirish, ularni huquqiy va ijtimoiy muhofaza qilishni ta'minlash, jismonan va har tomonlama rivojlangan barkamol avlodni milliy va umuminsoniy qadriyatlar hamda Vatanga muhabbat ruhida tarbiyalash borasida jamiyatning muhim bo'g'ini bo'lgan sog'lom va mustahkam oilani shakllantirish uchun zarur shart-sharoitlar ;

yoshlar o'rtasida sog'lom turmush tarzini qaror toptirish ,ularni ichkilikbozlik va giyohvandlik illatalridan , boshqa turli halokatli tahdidlar hamda biz uchun yot bo'lgan diniy va ekstremistik tahdidlar , ta'sirlardan tuban “ommaviy madaniy” xurjlardan himoya qilishga doir kompleks chora –tadbirlarni amalga oshirish;

Dasturning amalga oshirilishi to'g'risida muntazam axborot berib boorish , davlat va xo'jalik boshqaruvi organlari , jamiyat va nohukumat tashkilotlarning

Dasturda ko'zda tutilgan tadbirlarni amalga oshirish bo'yicha qo'dhgan amaliy hissasini yoritishni ta'minlash .

Mazkur qaror ijrosini nazorat qilish O'zbekiston Respublikasi Bosh Vaziri Sh.M.Mirziyoyev zimmasiga yuklansin.

Mavzuning dolzarbligi- so'nggi yillarda yuqori energiyali zarralarni hosil qilish imkoniyatlari kaegayganligi sababli plazmada relyativistik to'lqinlarning tarqalish xususiyatlariga e'tibor tobora kuchayib bormoqda . Shuning uchun Bitiruv Malakaviy Ishining mavzusi nochizig'iy jarayonlar fizikasidagi dolzarb muammolardan biridir .

Ishning maqsadi va vazifalari- mazkur Bitiruv Malakaviy Ishi plazmada tarqaluvchi relyativistik to'lqinlarning xususiyatlarni o'rganishga bag'ishlangan bo'lib unda quyidagi masalalar qo'yildi va hal etildi:

1. Plazmani tashkil qiluvchi zarralarning o'zaro to'qnashuvlar hamda bir jinsli elektr maydoni ta'siridagi relyativistik dinamikasi xususiyatlarini tadqiq etish.
2. Plazmada tarqaluvchi electron va qon to'lqinlarning xususiyatlarini o'rganish.
3. Relyativistik electron plazmadagi to'lqinlarning xususiyatlarini tahlil etish.

Ishning qisqacha mazmuni – Bitiruv Malakaviy Ishikirish, 2 bob hamda xulosa qismlardan iboratdir.Bitiruv Malakaviy Ishining kirish qismida mavzuning dolzarbligi asoslab berilgan berilgan hamda Ishning maqsad va vazifalari belgilab berilgan . Ishning I bobi plazmani tashkil qiluvchi zarralarning o'zaro to'qnashuvlar hamda bir jinsli va monoxromatik elektr maydonlari ta'siridagi harakat tadqiq etilgan II bobda esa plazmada tarqaluvchi to'lqinlarning xususiyatlari o'rganilgan.

Xulosa qismida esa Bitiruv Malakaviy Ishida olingan natijalar aks ettirilgan.

1 bob Plazmadagi zarralarning harakati to'g'risida

1.1. Plazmada tarqaluvchi to'liqlar haqida umumiy ma'lumot .

Bizga ma'lumki , plazmani har qanday moddaning 4-agregat holati sifatida qarash mumkin. Bu holatda moddaning atomlari ionlashgan holatda bo'ladi. Shuning uchun plazmaning xususiyatlari ,shuningdek unda sodir bo'luvchi jarayonlarni o'rganish uchun uni tashkil qiluvchi ionlar orasidagi o'zaro ta'sir tabiatini bilish lozim . Boshqa tomondan esa plazma odatda yuqori temperaturaga ega bo'lgan modda holati bo'lganligi uchun bu yerdagi sodir bo'luvchi issiqlik haroratini ham hisobga olishga to'g'ri keladi.

Demak, plazmada tarqaluvchi to'liqlarning xususiyatlarini o'rganish uchun quyidagi jarayonlarni hisobga olish lozim.

1. Plazmani tashkil qiluvchi zarralarning elektroneytrallik sharti
2. Plazmani tashkil qiluvchi zarralarning termodinamik muvozanat sharti.
3. Plazmani tashkil qiluvchi ionlar orasidagi o'zaro to'qnashuv jarayonlari.
4. Plazmadagi ionlarning elektromagnit o'zaro ta'siri
5. Plazmaga ta'sir qiluvchi tashqi elektromagnit maydonning plazma zarralariga ta'siri.

Albatta, masalani bunday umumiy ko'rinishda hal qilishning imkoni yo'q . Shuning uchun har qanday jarayonda hal qiluvchi ahamiyatga ega bo'lgan faktorlarni inobatga olishga to'g'ri keladi. Biz quyida bu taqribiy metodlarga asoslangan holda plazmada sodir bo'luvchi to'liqini jarayonlar hamda uni tashkil qiluvchi zarralarning harakatini o'rganib chiqamiz.

Biz bunda zarralarning harakatlarini tavsiflovchi dinamika tenglamalari hamda plazmadagi elektromagnit jarayonlarni ifodalovchi Maksvell tenglamalaridan foydalanamiz.

1.2. O'zaro to'qnashuvlar inobatga olingan holdagi zarralarning harakati.

Har qanday zarra plazmada harakatlanish mobaynida boshqa zarralar bilan to'qnashuvlarga duch keladi. Demak, bunday to'qnashuvlar juda ham ko'p bo'lsa zarrachaning tezligi asta-sekin kamayib boradi. Ammo, plazmaga tashqi elektromagnit maydon ta'sir qilayotgan, bo'lsa zarralarning harakat manzarasi yangi xususiyatlarga ega bo'ladi. Shuning uchun, biz dastlab zaryadi q va massasi m bo'lgan zarralarning o'zaro to'qnashuvlar hamda tashqi elektr maydoni ta'sirida harakatini ko'rib chiqamiz.

Bu harakat tenglamasi zarraning harakat tezligi yorug'lik tezligiga nisbatan juuda ham kichik bo'lgan hollarda quyidagi korinishda yozish mumkin:

$$m \vec{a} = \vec{F}_T + \vec{F}_{el} \quad (1)$$

Bu yerda m -zarrachaning massasi

a -zarrachaning tezligi

$\vec{F}_T$ -zarraning boshqa zarralar bilan, o'zaro to'qnashuvlar oqibatida yuzaga keluvchi qarshilik kuch bo'lib, u doim zarraning tezligiga qarama-qarshi yo'nalgan.

$$\vec{F}_T = -k \vec{v} \quad (2)$$

Bu yerda k -qarshilik koeffitsiyenti bo'lib, u plazmani tashkil qiluvchi zarralar konsentratsiyasiga hamda plazmaning temperaturasiga bog'liq doimiydir.

$\vec{F}_{el}$ -zarrachaga, plazmaga qo'yilgan elektromagnit amydon kuchlanganligining ta'sirinin ifodalaydi.

$$\vec{F}_{el} = q\vec{E} \quad (3)$$

Bu yerda q –qaralayotga ionning zaryadini bildiradi.

Shunday qilib (1),(2) hamda (3)ifodalarni hisobga olib zarrachaning harorat tenglamasini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$m \frac{dv}{dt} = -k\vec{v} + q\vec{E} \quad (4)$$

Bizning birinchi navbatdagi vazifamiz zarralarning bu ikkita kuch ta'sirida qanday harakat qilishini o'rganishdan iborat. Dastlab tashqi elektr maydoni doimiy va bir jinsli bo'lgan hollardagi zarraning harakatini ko'rib chiqamiz. Agar elektr maydoni XOY tekislik bo'ylab yo'nalgan bo'lsa, zarraning bu tekislikdagi harakat tenglamasini quyidagi skalyar tenglamalar sistemasi ko'rinishida yozish mumkin:

$$m \frac{dv_x}{dt} = -kv_x + qE_x \quad (4.1)$$

$$m \frac{dv_y}{dt} = -kv_y + qE_y \quad (4.2)$$

Bu yerda v_x va v_y zarra tezligining mos o'qlardagi tashkil etuvchularini bildiradi.

E_x va E_y esa elektr maydon kuchlanganligining mos o'qlardagi tashkil etuvchilaridir.

Ko'rinib turibdiki bu ikkala tenglama ham matematik nuqtai-nazardan bir xil ko'rinishga ega bo'lib, uni quyidagi ko'rinishda yozish qulay :

$$m \frac{d\alpha}{dt} = -k \alpha + F \quad (5)$$

Endi bu tenglamani eng soda ko'rinishdagi yechimini topamiz.

Oxirgi tenglamadan ko'rinib turibdiki bu ikki kuch ta'sirida α o'zgaruvchi o'zining vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi ya'ni barqarorlashgan qiymatiga erishdi. Bu holda :

$$\frac{d\alpha}{dt} = 0$$

Bo'lganligi uchun (5) tenglamaga ko'ra α o'zgaruvchining barqarorlashgan qiymati quyidagicha topiladi:

$$\alpha_B = \frac{F}{k} \quad (6)$$

Endi mos ravishda (4.1) va (4.2) tenglamalarninobatag olib zarra tezligini mos o'qlardagi barqarorlashgan qiymatlarini topamiz:

$$v_{xB} = \frac{qE_x}{k}, \quad v_{yB} = \frac{qE_y}{k}, \quad (7)$$

Endi oxirgi ifodadan foydalanib plazmani tashkil qiluvchi zarralar kinetik energiyalarini barqarorlashgan qiymatlarini topamiz:

$$E_{kB} = \frac{m}{2} v_b^2 = \frac{m}{2} (v_{xb}^2 + v_{yb}^2) = \frac{m q^2}{2 k^2} (E_x^2 + E_y^2) = \frac{m q^2}{2 k^2} E^2 \quad (8)$$

Bu natijaning muhimligi shundan iboratki gazni tashkil qiluvchi zarralarning boshlang'ich tezliklari yoki energiyalari qanaqa bo'lishidan qat'iy nazar ularning hammasi bir xil barqarorlashgan kinetic energiyaga ega bo'ladi.

Agar barqarorlashgan harakat mos keluvchi kinetic energiya bu zarralarning issiqlik harakati kinetic energiyasiga nisbatan juda ham katta bo'lsa ularning tartibsiz issiqlik harakatini hisobga olmaslik mumkin, ya'ni

$$E_{kB} \gg \bar{E}, \frac{mq^2}{2k^2} E^2 \gg \frac{3}{2} k_B T \quad (9)$$

Bu yerda k - Boltsman doimiysi

T - plazmaning absulyut harakati.

Demak, yetarlicha katta elektr maydon kuchlanganliklari hosil qilinsa plazmani tashkil qiluvchi zarralarning issiqlik harakatini inobatga olmaslik mumkin. Yoki aksincha o'zaro to'qnashuvlarni tavsiflovchi k - qarshilik koefitsiyenti quyidagi shartni qanoatlantirsa ham xulosa o'rinli bo'ladi:

$$k \ll \sqrt{\frac{mq^2 E^2}{3k_B T}} = |q| E \sqrt{\frac{m}{3k_B T}} = |q| \sqrt{\frac{m}{3k_B}} \frac{E}{\sqrt{T}} \quad (10)$$

1.3 Bir jinsli monoxromatik elektr maydoni ta'sirida plazmadagi zarralarning harakati

Biz oldingi bo'limda plazmani tashkil qiluvchi zarralarning doimiy va bir jinsli elektr maydoni ta'siridagi harakatlarini tashkil qilib chiqdik. BU bo'limda esa plazmadagi zarralarning qarshilik kuchlari hamda davriy bir jinsli elektr maydoni ta'siri ostidagi harakatini ko'rib chiqamiz. Buning uchun bevosita oldingi bo'limda keltirib chiqarilgan (5) harakat tenglamasidan foydalanamiz. Bu tenglamaning yechimi

$$\alpha = \alpha_0 f(t) \quad (11)$$

ko'rinishda izlaymiz. Bu yerda α_0 - ushbu tenglamaning tashqi kuch doimiy bo'lgan holdagi yechimini bildiradi.

$f(t)$ esa vaqtga bog'liq kuchning ta'sirini inobatga oladi. U holda,

$$\frac{d\alpha}{dt} = \frac{d\alpha_0}{dt} + \alpha_0 \frac{df}{dt} \quad (12)$$

Ekanligini inobatga olib, hamda (11) tenglamadan foydalanib quyidagi maunosabatni hosil qilamiz:

$$m \left[f \frac{d\alpha_0}{dt} + \alpha_0 \frac{df}{dt} \right] = -k\alpha_0 f(t) + F \quad (13)$$

Dastlab oxirgi tenglamaning $F=0$ bo'lgan holdagi ya'ni plazmada elektr maydoni ta'sir qilmagan holdagi yechimini topamiz.

$$m \left[f \frac{d\alpha_0}{dt} + \alpha_0 \frac{df}{dt} \right] = -k \alpha_0 f(t) \quad (14)$$

ya'ni,

$$m \frac{d\alpha}{dt} = -k \alpha \quad (15)$$

Oxirgi tenglamaning yechimini quyidagicha topish qiyin emas:

$$\frac{d\alpha}{\alpha} = - \frac{k}{m} dt \quad (16)$$

Endi bu tenglamaning har ikkala tomonini alohida –alohida integrallab quyidagi natijani hosil qilamiz:

$$\alpha = \alpha_0 e^{-\frac{k}{m}t} = \alpha_0 f(t) \quad (17)$$

Bu yerda α_0 - zarracha tezligining boshlang'ich qiymatini bildiradi.

Natijada: Demak , tashqi elektr maydoni bo'lmaganda plazmadagi zarralarning tezliklari vaqt o'tishi bilan eksponensial tarzda 0 ga intiladi.

Endi oxirgi natijadan foydalanib umumiy ko'rinishdagi (13) tenglamaning yechimini topishga harakat qilamiz.

$$m \left[e^{-\frac{k}{m}t} \frac{d\alpha}{dt} + \alpha_0 \left(-\frac{k}{m} \right) e^{-\frac{k}{m}t} \right] = -k\alpha_0 e^{-\frac{k}{m}t} + F \quad (18)$$

Bu tenglamani m ga bo'lib uni quyidagi ko'rinishda yozamiz.

$$e^{-\frac{k}{m}t} \frac{d\alpha_0}{dt} + \alpha_0 \left(-\frac{k}{m} \right) e^{-\frac{k}{m}t} = -\frac{k}{m} \alpha_0 e^{-\frac{k}{m}t} + \frac{F}{m} \quad (19)$$

Natija :Demak , biz izlayotgan $\alpha_0(t)$ funksiya quyidagi tenglama yordamida aniqlanadi .

$$\frac{d\alpha_0}{dt} = \frac{F}{m} e^{\frac{k}{m}t} \quad (20)$$

Endi bu natijadan foydalanib zarrachaga ta'sir qiluvchi kuch vaqtning ixtiyoriy ko'rinishidagi funksiyasi bo'lgan hol uchun $\alpha_0(t)$ funksiyani aniqlay olamiz.

Agar F kuch vaqtning davriy funksiyasi bo'lsa , ya'ni

$$F = F_0 \cos(\omega t), F = F_0 \sin(\omega t) \quad (21)$$

Bu tenglamaning yechimini topish qiyin emas. Bu yechimni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\alpha_0(t) = \alpha_0 + \int_0^t \frac{F}{m} e^{\frac{k}{m}\tau} d\tau \quad (22)$$

Dastlab zarrachaga ta'sir qiluvchi kuch

$$F = F_0 \cos(\omega t)$$

Qonuniyatga bo'ysunadigan α_0 ning vaqtga bog'lanishini topamiz:

$$\alpha_0(t) = \alpha_0 + \frac{F_0}{m} \int_0^t \cos(\omega\tau) e^{\frac{k}{m}\tau} d\tau \quad (23)$$

Oxirgi ifodadagi integralni bo'laklab integrallash formulasidan foydalanib hisoblaymiz:

$$\begin{aligned} I &= \int_0^t \cos(\omega\tau) e^{\frac{k}{m}\tau} d\tau = \\ &= \frac{1}{2\left(\frac{k}{m} + i\omega\right)} e^{\left(\frac{k}{m} + i\omega\right)\tau} \Big|_0^t + \frac{1}{2\left(\frac{k}{m} - i\omega\right)} e^{\tau\left(\frac{k}{m} - i\omega\right)} \Big|_0^t = \\ &= \frac{e^{\frac{k}{m}\tau} \left[\frac{k}{m} - i\omega \right] e^{i\omega\tau} + \left(\frac{k}{m} + i\omega \right) e^{-i\omega\tau}}{2\left(\frac{k}{m} + i\omega\right)\left(\frac{k}{m} - i\omega\right)} \Big|_0^t = \\ &= \frac{e^{\frac{k}{m}\tau}}{2\left(\frac{k^2}{m^2} + \omega^2\right)} \left[\frac{k}{m} (e^{i\omega\tau} + e^{-i\omega\tau}) + i\omega (e^{-i\omega\tau} - e^{i\omega\tau}) \right] = \\ &= \frac{e^{\frac{k}{m}\tau}}{2\left(\frac{k^2}{m^2} + \omega^2\right)} \left[\frac{k}{m} 2\cos(\omega\tau) + i\omega(-2i)\sin(\omega\tau) \right] \Big|_0^t = \\ &= \frac{e^{\frac{k}{m}\tau}}{\frac{k^2}{m^2} + \omega^2} \left[\frac{k}{m} \cos(\omega\tau) + \omega \sin(\omega\tau) \right] \Big|_0^t = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{e^{\frac{k}{m}t}}{\frac{k^2}{m^2} + \omega^2} \left[\frac{k}{m} \cos(\omega t) + \omega \sin(\omega t) \right] - \frac{1}{\frac{k^2}{m^2} + \omega^2} \frac{k}{m} = \\
&= \frac{\frac{k}{m}}{\frac{k^2}{m^2} + \omega^2} \left[\cos(\omega t) e^{\frac{k}{m}t} - 1 \right] + \frac{\omega}{\frac{k^2}{m^2} + \omega^2} \sin(\omega t) e^{\frac{k}{m}t}
\end{aligned}$$

Natija : Demak, zarrachaga ta'sir qiluvchi kuch

ko'rinishda bo'lsa, plazmadagi zarrachalarning tezliklari quyidagi qonun bo'yicha o'zgarar ekan:

$$\begin{aligned}
\alpha(t) &= \alpha_0(t) \cdot f(t) = \\
&= \frac{\frac{F_0}{m}}{\frac{k^2}{m^2} + \omega^2} \left[\frac{k}{m} \cos(\omega t) + \omega \sin(\omega t) \right] - \frac{F_0}{m} \cdot \frac{\frac{k}{m}}{\frac{k^2}{m^2}} \cdot e^{-\frac{k}{m}t} \quad (26)
\end{aligned}$$

Demak ,vaqt o'tishi bilan oxirgi had asta-sekin kamayib gaz zarralarining tezliklari quyidagi ifoda bilan aniqlanuvchi qonuniyatga bo'ysungan holda davriy ravishda o'zgara boshlar ekan:

$$\alpha_B(t) = \frac{F_0}{m} \cdot \frac{1}{\frac{k^2}{m^2} + \omega^2} \cdot \left[\frac{k}{m} \cos(\omega t) + \omega \sin(\omega t) \right] \quad (27)$$

1.4 Doimiy , bir jinsli elektr maydoni ta'siri ostidagi relyativistik zarraning harakati.

Biz oldingi bo'limlarda olazmadagi zarralarning doimiy va bir jinsli elektr maydoni ta'siri ostidagi harakatini zarralarning harakat tezliklari yorug'lik tezligiga nisbatan juda ham kichik bo'lgan holler uchun tahlil qilib chiqdik . Ammo tadqiqotlar shuni ko'rsatadiki, yuqori haroratli plazmada o'ta yuqori

energiyali zarralar ham ko'pchilikni tashkil etadi. Shuning uchun bunday zarralarning relyativistik harakatini o'rganish muhim ilmiy va amaliy masalalardan biri hisoblanadi.

Agar relyativistik zarraga doimiy va bir jinsli elektr maydoni ta'sir qilayotga bo'lsa, unga ta'sir qiluvchi kuch quyidagicha aniqlanadi:

$$\vec{F} = q \vec{E} \quad (28)$$

Bu yerda q - zarraning zaryadi
–elektr maydon kuchlanganligi

$\vec{E}$

Bu kuch ta'sirida zarra impulsining o'zgarish tezligi quyidagi tenglama bilan aniqlanadi:

(29)

Natija: Agar zarraning boshlang'ich impulsi $P_0=0$ ga teng bo'lsa, ya'ni zarra o'z harakatini tinch holatdan boshlasa zarra impulsining moduli quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$P = |\vec{P}| = |\vec{F}|t = Ft \quad (30)$$

Bu yerda F – zarrachaga ta'sir qiluvchi kuchning modulini bildiradi .

Endi relyativistik zarraning impulsi va tezligi orasidagi quyidagi bog'lanishni esga olamiz

$$P = \frac{mv}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (31)$$

Bu ifodaning har ikkala tomonini kvadratga ko'tarib quyidagi munosabatni hosil qilamiz :

$$P^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) = m^2 v^2, \quad v^2 \left(m^2 + \frac{P^2}{c^2}\right) = P^2 \quad (32)$$

Natija: Demak (30) va (32) ifodalarga ko'ra relyativistik zarraning tezligi doimiy kuch ta'sirida quyidagi qonuniyatga binoan o'zgaradi :

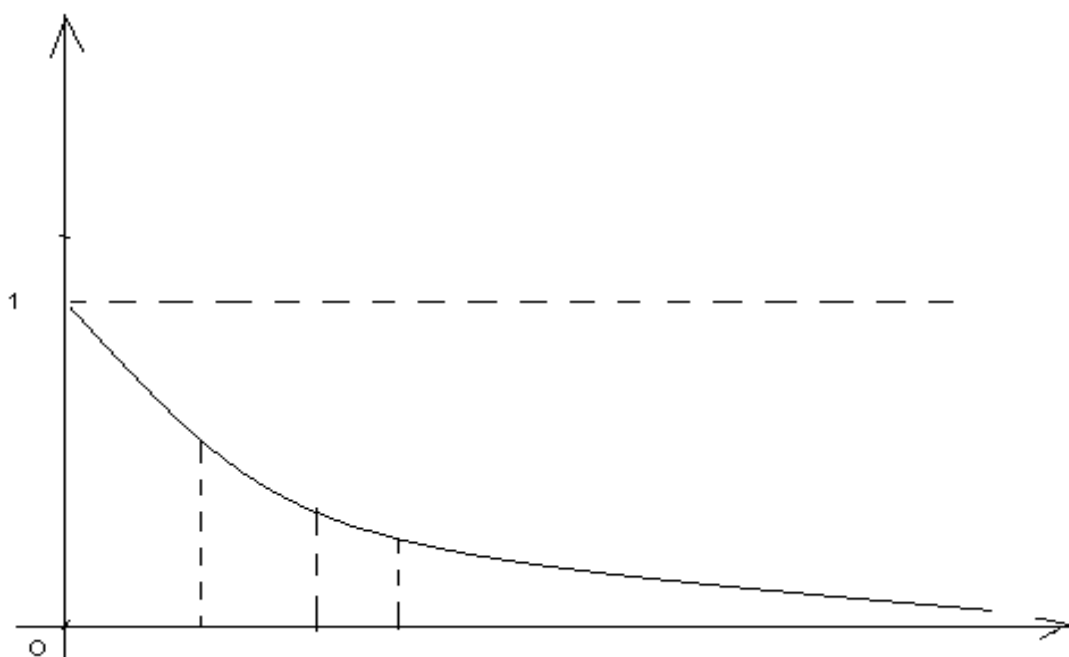
$$v = \frac{P}{\sqrt{m^2 + \frac{P^2}{c^2}}} = \frac{P_0}{\sqrt{P_0^2 + m^2 c^2}} = \frac{F t_0}{\sqrt{F^2 t_0^2 + m^2 c^2}} \quad (33)$$

Oxirgi ifodadan ko'rinib turibdiki, relyativistik zarraning doimiy kuch ta'siri ostidagi harakati tekis tezlanuvchan harakat bo'lmaydi. Chunki, uning impulsi vaqt o'tishi bilan chiziqli qonunga bo'ysungan holda (impuls vaqtga to'g'ri proporsional) zarraning tezligi chiziqli qonunga bo'ysunmaydi. Ya'ni zarraning tezlanishi ham vaqtga bog'liq bo'ladi. Bu bog'lanishni topish uchun zarraning tezligidan vaqt bo'yicha hosil olamiz:

$$\begin{aligned} a = \frac{dv}{dt} &= cF \frac{d}{dt} \left(\frac{t}{\sqrt{m^2 v^2 + F^2 t^2}} \right) = Fc \left(\frac{1}{\sqrt{m^2 c^2 + F^2 t^2}} - t \frac{1}{2} \frac{F^2 2t}{\sqrt{(m^2 c^2 + F^2 t^2)^3}} \right) = \\ &= \frac{F m^2 c^3}{(m^2 c^2 + F^2 t^2)^{3/2}} = \frac{F m^2 c^3}{m^3 c^3 \left[1 + \left(\frac{Ft}{mc} \right)^2 \right]^{3/2}} = \frac{\frac{F}{m}}{\left[1 + \left(\frac{Ft}{mc} \right)^2 \right]^{3/2}} \end{aligned} \quad (34)$$

Natija : Demak, oxirgi ifodag ko'ra zarrachaga bir xil kuch ta'sir qilsa, relyativistik zarraning tezlanishi har doim korelyativistik zarraning tezlanishidan

kichik bo'ladi . Bunga sabab vaqt o'tishi bilan relyativistik zarraning asta-sekinlik bilan tekis harakatga o'tishidir.



1-chizma .Relayativistik zarra tezlanishining vaqtga bog'lanish grafigi.

Endi (34) ifodani plazmadagi elektronlarning doimiy va bir jinsli elektr maydoni ta'siridagi harakatiga qo'llaymiz . Misol tariqsida , elektr maydon kuchlanganligi $E=10^6$ V/m bo'lgan holni tahlil qilamiz.Bunday yuqori elektr maydonini hozirgi zamon lazer manbalari yordamidahech qanday qiyinchiliksiz hosil qilish mumkin.

Dastlab elektronning tezligini norelyativistik dinamika nuqtai nazaridan tahlil qilamiz . Bu holda elektronning tezlanishi doimiy bo'lib uning son qiymati quyidagiga teng:

$$a_{n.r} = \frac{F}{m} = \frac{qE}{m} = \frac{1.6 \cdot 10^{-19} 10^6}{9.1 \cdot 10^{-31}} \approx 1.8 \cdot 10^{17} \text{ m/s}^2$$

(35)

Demak,norelyativistik dinamika nuqtai nazaridan elektronning tezligi 1 nanosekunddan keyin quyidagicha bo'ladi :

$$v_{n,r} = a_{n,r} \cdot t = \frac{Ft}{m} = 1.8 \cdot 10^{17} 10^{-9} = 1.8 \cdot 10^8 \text{ m/s} \quad (36)$$

Oxirgi natijadan ko'rinib turibdiki elektronning tezligi yorug'lik tezligining 0.6 qismiga teng bo'ladi.

Endi elektronning tezlanishi va tezligini relyativistik dinamika nuqtai nazardan tahlil qilamiz. Xuddi avvalgidek $t=10^{-9}$ s debv olsak mos ravishda quyidagi natijalarni hosil qilamiz :

$$a_r = \frac{\frac{F}{m}}{\left[1 + \left(\frac{Ft}{mc}\right)^2\right]^{3/2}} = \frac{1.8 \cdot 10^{17}}{1.36 \cdot \sqrt{1.36}} = \frac{1.8 \cdot 10^{17}}{1.36 \cdot 1.165} = 1.136 \cdot 10^{17} \text{ m/s}^2 \quad (37)$$

Ko'rinib turibdiki bu tezlanish norelyativistik dinamika natijasidan unchalik ham katta farq qilmaydiganga o'xshab ko'rinadi. Ammo tezlanishlar modullarining qiymati juda hamkatta farq qiladi.

$$a_{n,r} - a_r = 1.8 \cdot 10^{17} - 1.136 \cdot 10^{17} = 0.664 \cdot 10^{17} = 6.64 \cdot 10^{16} \text{ m/s}^2 \quad (38)$$

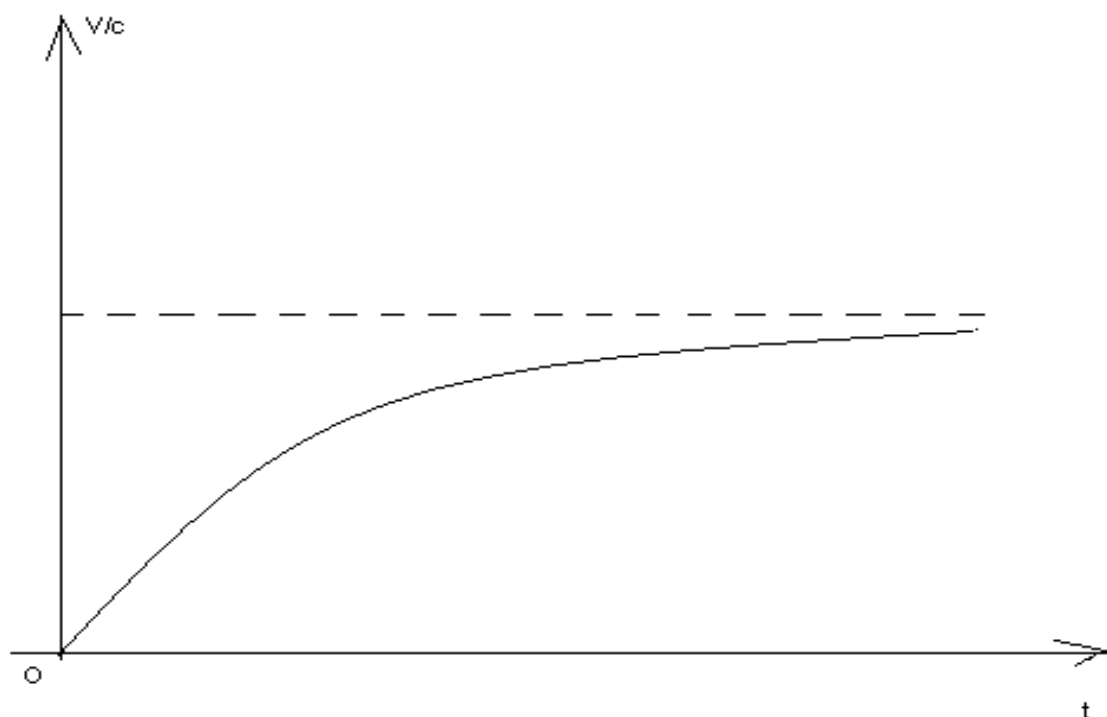
Xuddi shunga o'xshash relyativistik nuqtai nazar bo'yicha elektronning tezligini topamiz :

$$\begin{aligned} v_r &= \frac{Ft_c}{\sqrt{m^2c^2 + F^2t^2}} = \frac{Ftc}{mc\sqrt{1 + \left(\frac{Ft}{mc}\right)^2}} = \frac{v_{n,r}}{\sqrt{1 + \left(\frac{v_{n,r}}{c}\right)^2}} = \\ &= \frac{0.6}{1.165} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ m/s} = 0.5153 = 1.545 \cdot 10^8 \text{ m/s} \end{aligned} \quad (39)$$

Endi xuddi avvalgiga o'xshab relyativistik bo'lmagan va relyativistik tezliklar farqini topamiz.

$$v_{n,r} - v_r = 1.8 \cdot 10^8 - 1.545 \cdot 10^8 = 0.255 \cdot 10^8 = 2.55 \cdot 10^7 \text{ m/s} \quad (40)$$

Demak , relyativistik hamda norelyativistik dinamika nuqtai nazardan zarralarning tezlik va tezlanishlari juda ham keskin farq qilar ekan .(2-chizma).



2-chizma .Relyativistik zarra tezligining vaqtga bog'lanish grafigi.

1.5 Plazmadagi zarralarning bir jinsli bo'lmagan elektr maydoni ta'siridagi harakati.

Biz oldingi bo'limlarda plazmani tashkil qiluvchi elektron va ionlarning bir jinsli doimiy hamda davriy o'zgaruvchi elektr maydonlari ta'siri ostidagi

harakatlarini tahlil qildik . Ammo tajribalar shuni ko'rsatadiki plazmadagi elektr maydonlari uning turli nuqtalarida har xil miqdor va yo'nalishga ega bo'ladi . Ya'ni plazmada hosil bo'luvchi elektr maydonlari bir jinsli bo'lmaydi. Shuning uchun plazmadagi zarralarning bir jinsli bo'lmagan elektr maydonlari ta'sir ostida bo'ladigan harakatlarini o'rganish muhimva dolzarb masalalardan biri hisoblanadi.

Zarralarning qaralayotgan holdagi harakat tenglamasi quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$m \frac{dv}{dt} = qE(x) = F(x) \quad (41)$$

Buyerda q – zarrachaning zaryadi

m - esa uning massasini bildiradi

Elektr maydon kuchlanganligi $E(x)$ zarrachaning koordinatasi x ga bog'liq bo'ladi .

Koordinataga bog'liq kuchlar ta'siri ostidagi harakatni organish uchun (41) tenglmaning har ikkala tomonini zarrachaning tezligi v ga ko'paytiramiz.

$$mv \frac{dv}{dt} = qvE(x) \quad (42)$$

Ko'rinib turibdiki bu tenglamaning chap tomoni zarra kinetic energiyasining o'zgarish tezligiga teng . Ya'ni ,

$$\frac{d}{dv} \left(\frac{mv^2}{2} \right) = \frac{m}{2} 2v \frac{dv}{dt} = mv \frac{dv}{dt} \quad (43)$$

(44)

Shuning uchun bu tenglamaning o'ng tomoni ham zarrachaning bir jinsli bo'lmagan elektr maydoni ta'siridagi potensial energiyaning o'zgarish tezligiga teng bo'lishi lozim:

(44) Bu yerda $qU(x)$ - zarrachaning elektr maydonidagi energiyasini bildiradi

Natija :Demak, (43) va (44) ifodalarga ko'ra biz quyidagi muhim munosabatni hosil qilamiz .

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{mv^2}{2}\right) = \frac{d}{dt}[-qU(x)], \quad \frac{d}{dt}\left[\frac{mv^2}{2} + qU(x)\right] = 0 \quad (45)$$

Oxirgi ifoda esa fizikaviy nuqtai nazardan plazmada harakat qiluvchi zarralar uchun energiyaning saqlanish qanunidan iboratdir. Ya'ni,

$$\frac{mv^2}{2} + qU(x) = W = const \quad (46)$$

Endi (46)ifodadan foydalanib zarralarning ixtiyoriy bir jinsli bo'lmagan elektr maydoni ta'siri ostidagi harakatini o'rganish mumkin . buning uchun dastlab zarra tezligi bilan uning koordinatasi orasidagi bog'lanishni topamiz:

$$\frac{mv^2}{2} = W - qU(x), \quad v^2 = \frac{2}{m}[W - qU(x)], \quad v = \pm \sqrt{\frac{2}{m}[W - qU(x)]} \quad (47)$$

Bu yerdagi ildiz oldidagi musbat va manfiy ishora zarra tezligiuning yo'nalishini bildiradi.

$$v_x = \frac{dx}{dt}$$

Ekanligini inobatga olib quyidagi muhim ifodani hosil qilamiz:

$$\frac{dx}{dt} = \sqrt{\frac{2}{m} [W - qU(x)]}, \quad dt = \frac{dx}{\sqrt{\frac{2}{m} [W - qU(x)]}} \quad (48)$$

Natija: Demak ,plazmadagi zarralarning ixtiyoriy vaqtdagi koordinatasini topish uchun dastlab zarra tezligining koordinatasiga bog'lanishini topish lozim ekan :

$$dt = \frac{dx}{v_x} = \frac{dx}{\sqrt{\frac{2}{m} [W - qU(x)]}} \quad (49)$$

Endi oxirgi ifodadan foydalanib , turli holler uchun zarra tezligining uning koordinatalariga bo'g'lanishini topamiz . Agar zarraning elektr maydonidagi potensial energiyasi chiziqli qonunga binoan o'zgarsa ,ya'ni ,

$$U(x)=a+b(x) \quad (50)$$

Bu yerda a va b zarra potensial energiyasining xususiyatlarini aks ettiruvchi doimiylardir .

Qaralayotgan holda (49) ifodaga ko'ra quyidagi hatijani hosil qilamiz:

$$dt = \frac{dx}{v_x} = \frac{dx}{\sqrt{\frac{2}{m} [W - q(a + b(x))]}} \quad (51)$$

$$dt = \frac{dx}{\sqrt{\frac{2}{m} [(w - qa) - bqx]}} \quad (51')$$

Albatta oxirgi ifoda zarraning tezligi haqiqiy miqdor bo'lgan holdagina ma'noga ega :

$$w - qa = bqx \geq 0 \quad (52)$$

Bu ifodaning nollari $v_x=0$ qiymatga mos keladi . Ya'ni bu nuqtalar zarralarning to'xtash nuqtalariga mos keladi .

$$w - qa \geq bqx \quad (53)$$

Oxirgi ifodalardan foydalanib zarrachaning koordinatasi hamda uning harakat vaqti orasidagi quyidagi bog'lanishni hosil qilamiz .

$$t = \int_{x_0}^x \frac{dx}{\sqrt{\frac{2}{m}[(w-qa)-bqx]}} = \sqrt{\frac{2}{m}} \int_{x_0}^x \frac{dx}{\sqrt{(w-qa)-bqx}} \quad (54)$$

Bu yerda x_0 - zarrachaning to'xtash nuqtasiga mos keladi.

Dastlab $b=-|b|<0$ bo'lgan holni tahlilqilamiz Buning uchun

$$d[(w - qa) + |b|qx] = |b|qdx \quad (55)$$

ekanligini hisobga olish yetarli . U holda oxirgi ifodalarga ko'ra quyidagi natijani hosil qilamiz :

$$\begin{aligned} t &= \sqrt{\frac{m}{2}} \cdot \int_{x_0}^x \frac{1}{\sqrt{(w - qa) + |b|qx}} \cdot \frac{d[(w - qa) + |b|qx]}{|b|q} = \\ &= \sqrt{\frac{m}{2}} \cdot \frac{1}{|b|q} 2 \cdot \sqrt{(w - qa) + |b|qx} \Big|_{x_0}^x = \frac{\sqrt{2m}}{|b|q} \cdot \sqrt{(w - qa) + |b|qx} \end{aligned} \quad (56)$$

Endi (56) ifodaning ikkala tomonini kvadratga ko'tarib zarrachaning koordinatasini topamiz :

$$t^2 = \frac{2m}{b^2 q^2} [(w - qa) + |b|qx],$$

$$w - qa + |b|qx = \frac{b^2 q^2 t^2}{2m},$$

$$x = \frac{|b|q}{2m} t^2 - \frac{w - qa}{|b|q} \quad (57)$$

Natija: Demak bunday maydon ta'sida plazma tashkil qiluvchi zarralar tekis o'zgaruvchan harakat qiladi .

Jumladan $a=0$ va $b=E$ bo'lsa , oxirgi ifoda zarraning bir jinsli elctr maydoni ta'sirdagi harakat qonunini ifodalaydi:

$$x = \frac{qE}{2m} t^2 - \frac{w}{qE} \quad (58)$$

Ko'rinib turibdiki bu ifodadagi oxirgi had zarrachaning boshlang'ich koordinatasini bildiradi . Agar zarraning dastlabki energiyasi 0 ga teng bo'lsa, zarraning harakat tenglamasi quyidagi soda ko'rinishga keladi .

$$x = \frac{qE}{2m} t^2 = \frac{a}{2} t^2 \quad (59)$$

Endi xuddi yuqoridagiga o'xshash zarraning potensial energiyasi :

$$U(x)=a+bx^2 \quad (60)$$

ifoda bilan aniqlangan holdagi harakatini tahli qilamiz . Bu holda (54) ifodaga ko'ra quyidagiga ega bo'lamiz :

$$t = \sqrt{\frac{m}{2}} \int_{x_0}^x \frac{dx}{\sqrt{(w-qa)-bqx^2}} \quad (61)$$

Agar oxirgi ifodada $bq>0$ bo'lsa, oxirgi integralni quyidagi uchaga hisoblash mumkin.

$$t = \sqrt{\frac{m}{2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{bq}} \cdot \arcsin \frac{\sqrt{bq}x}{\sqrt{w-qa}} \quad (62)$$

Natija : Demak, zarrachaga ta'sir qiluvchi maydon potentsiali kvadratik qonunga binoan o'zgarsa bunday bir jinsli bo'lmagan maydon ta'sirida u quyidagi qonunga binoan davriy tebranishlar hosil qilar ekan :

$$\begin{aligned} \text{Arcsin} \sqrt{\frac{bq}{w-qa}} x &= \sqrt{\frac{2bq}{m}} t, \\ \sqrt{\frac{bq}{w-qa}} x &= \sin \sqrt{\frac{2bq}{m}} t, \\ x &= \sqrt{\frac{w-qa}{b}} \sin \left(\sqrt{\frac{2bq}{m}} t \right) \end{aligned} \quad (63)$$

Jumladan, $bq \rightarrow 0$ ya'ni, haddan tashqari kichik bo'lsa, oxirgi ifodaga ko'ra quyidagi natijani hosil qilamiz :

$$x = \frac{\sqrt{w-qa}}{\sqrt{bq}} \cdot \frac{\sqrt{bq}}{\sqrt{m}} \cdot \sqrt{2}t = \sqrt{\frac{2}{m}} [w-qa]t \quad (64)$$

Endi t oldidagi ko'paytuvchi zarrachaning boshlang'ich paytdagi tezligi ekanligini hisobga olsak quyidagi ajoyib natijani hosil qilamiz:

$$x = x_0 t \quad (65)$$

Ya'ni zarra bunday holad tekis harakat qiladi.

1 bob xulosasi.

1 bobda plazmani tashkil qiluvchi zarralarning harakati o'rganilgan bo'lib, bu tahlil asosida quyidagi xulosaga kelindi:

1. Plazmadagi zarralarning o'zaro to'qnashuvlari hamda bir jinsli elektr maydoni ta'sirdagi harakati o'rganiladi.
2. Plazmadagi relyativistik elektronlarning bir jinsli elektr maydoni ta'sir ostidagi harakati tahlil qilindi .

O'zaro to'qnashuvlarinobatga olingan holdagi zarralarning harakati har qanday zarra plazmda harakatlanish mobaynida boshqa zarralar bilan to'qnashuvlarga duch keladi. Demak bunday to'qnashuvlar juda ham ko'p bo'lsa zarrachaning tezligi asta –sekin kamayib boradi. Ammo plazmadagi tashqi elektromagnit maydon ta'sir qilayotgan bo'lsa ,zarralarning harakat manzarasi yangi xususiyatlarga ega bo'ladi. Shuning uchun biz dastlab zaryadi va massasi bo'lgan zarralarning o'zaro to'qnashuvlar hamda tashqi elektr maydoni ta'siridagi harakatini ko'rib chiqdik.

2 bob . Plazmada tarqaluvchi relyativistik to'liqlar.

2.1 Plazmada tarqaluvchi electron va ion to'liqlar.

Bizga ma'lumki , plazmada moddaning yuqori darajada ionlashgan holati bo'lib uni tashkil qiluvchi neytral atomlar hamda ionlar turli haroratga ega bo'lgan zarralar majmuasi sifatida qaralishi mumkin. Plazmaviy muhitda tarqaluvchi to'liqlarga bo'lgan qiziqish shu bilan izohlanadiki bu to'liqlar vositasida plazmaga energiya yuborish yoki undan energiyani chiqarish maqsadida foydalanish mumkin . Plazmada tarqaluvchi to'liqlarni o'rganish uzoq tarixga ega bo'lib ,bu sohada Stoks ,Lenniur, Zaxarov ,Kadomsev,Ginzburg, singari dunyoga taniqli olimlar ish olib borishgan .

Hozirgi kunga kelib o'ta yuqori energiyali qurilmalar ishlab chiqilganligi bois plazmada tarqaluvchi to'liqlarga e'tibor yanada ortdi. Jumladan , plazmaning muhitlardan tarqaluvchi relyativistik to'liqlarning xususiyatlarini o'rganish hozirgi kunda hal qilinishi muhim bo'lgan ilmiy masalalardan biri hisoblanadi . Bu sohada ham ma'lum ishlar qilingan bo'lib , ular asosan plazmda tarqaluvchi relyativistik to'liqlarni taqriban tavsiflovchi tenglamalrni tahlil qilishga asoslangan.

Biz quyida plazmani o'ta yuqori ionlashish darajasiga ega bo'lgan muhit sifatida faqat elektronlar va ionlardan tarkib topgan muhit sifatida qaraymiz. Buning uchun dastlab elektronlar hamda ionlar taqsimot funksiyalarining o'zgarishini toppish lozim bo'ladi. Bu maqsadda biz ushbu komponentlarning impulsar bo'yicha taqsimot funksiyalaridan foydalanamiz.Ya'ni ,

$$f_i = f_i(\vec{r}, \vec{p}_i, t), \quad f_e = f_e(\vec{r}, \vec{p}_e, t) \quad (2.1.1)$$

Bu yerda f_i - plazmadagi ionlarning taqsimot funksiyasi . f_e esa plazmadagi elektronlarning taqsimot funksiyasi

Plazmani tashkil qiluvchi zarralarning taqsimot funksiyalari muvozanatdagi sistemalar uchun quyidagi statsionarlik shartini qanoatlantirishi lozim:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x_k} \cdot \frac{dx_k}{dt} + \frac{\partial f}{\partial P_k} \cdot \frac{dP_k}{dt} = 0 \quad (2.1.2)$$

BU yerda 1- had taqsimot funksiyasining vaqt bo'yicha o'zgarish tezligini , 2- had taqsimot funksiyasining fazoviy o'zgarish tezligini ,oxirgi had esa plazma zarralarining impulsar bo'yicha o'zgarish tezligini bildiradi . Endi oxirgi ifodada zarralarning tezliklari

$$v_x = \frac{dx}{dt}, v_y = \frac{dy}{dt}, v_z = \frac{dz}{dt} \quad (2.1.3)$$

ifoda bilan aniqlanishini , zarra impulsarining o'zgarishi esa , ularga ta'sir qiluvchi kuch bilan aniqlanishini , ya'ni

$$\frac{d\vec{P}_x}{dt} = \vec{F}_x, \frac{d\vec{P}_y}{dt} = \vec{F}_y, \frac{d\vec{P}_z}{dt} = \vec{F}_z, \frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F} \quad (2.1.4)$$

ekanligini inobatga olsak , taqsimotfunksiyasining o'zgarishini tavsiflovchi (2.1.2) tenglamani quyidagi sodda ko'rinishda yozish mumkin :

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r f + \vec{F} \vec{\nabla}_f f = 0 \quad (2.1.5)$$

Bu yerda ,

$$\vec{\nabla}_r = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z} \quad (2.1.6)$$

$$\vec{\nabla}_p = \vec{i} \frac{\partial}{\partial P_x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial P_y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial P_z} \quad (2.1.7)$$

Ya'ni mos ravishda koordinatalar va impulsar bo'yicha gradiyent operatorlarini bildiradi .

Endi plazmani tashkil qiluvchi zarralarning harakat tenglamalarini yozamiz:

$$\frac{d\vec{P}_e}{dt} = \vec{F}_e, \quad \frac{d\vec{P}_i}{dt} = \vec{F}_i \quad (2.1.8)$$

Bu yerda F_i va F_e mos ravishda plazmadagi ionlarga hamda elektronlarga ta'sir qiluvchi kuchni bildiradi.

Bu kuchlarni aniqlash uchun odatdagidek elektrostatik o'zaro ta'sirni inobatga olamiz, ya'ni:

$$\vec{F}_i = q_i \vec{E} = e \vec{E}, \quad \vec{F}_e = q_e \vec{E} = -e \vec{E} \quad (2.1.9)$$

Bu yerda $q_e = -e = -|e|$ elektronning zaryadini, $q_i = e$ esa ionjlarning elektr zaryadini bildiradi. O'z navbatida E –elektr maydon kuchlanganligini Puasson tenglamasidagi potensial orqali quyidagicha ifodalash mumkin :

$$\vec{E} = -grad\varphi = -\vec{i} \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \vec{j} \frac{\partial \varphi}{\partial y} - \vec{k} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \quad (2.1.10)$$

Endi Puasson tenglamasining o'zi, bizga ma'lumki quyidagi ko'rinishga ega:

$$\Delta\varphi = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \varphi = -4\pi ne \int (f_i - f_e) dP \quad (2.1.11)$$

Natija oxirgi ikki tenglamadan ko'rinib turibdiki agar plazmani tashkil qiluvchi elektronlar va ionlar termodinamik muvozanat holatida bo'lsa, ya'ni

$$\int f_i dP_i = \int f_e dP_e \quad (2.1.12)$$

shart bajarilsa, plazma elektroneytral sistema bo'lganligi uchun hech qanday elektr maydoni hosil bo'lmaydi. Shuning uchun plazmadagi elektronlar va ionlarning ko'chishi bilan bog'liq to'lqinlarning xususiyatlarni o'rganish uchun

ularni tavsiflovchi taqsimot funksiyalarining statsionar holat yaqinidagi kichik o'zgarishlarni bilish lozim.

Bu masalani umumiy holda yechish ancha murakkab masala bo'lganligi uchun biz quyida dastlab plazmadagi bir o'lchovli to'lqin tenglamani tahlil qilamiz.

2.2 Plazmadagi bir o'lchochvli to'lqin tenglamalari.

Agar plazmadagi elektronlar va ionlarning bir o'lchovli harakati bilan cheklansak biz yuqori umumiy ko'rinishda yozgan harakat tenglamarini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin.

$$\frac{\partial \varphi_i}{\partial t} + v \frac{\partial \varphi_i}{\partial x} - e \frac{\partial \varphi}{\partial x} * \frac{\partial \varphi_i}{\partial p_i} = 0 \quad (2.2.1)$$

$$\frac{\partial \varphi_i}{\partial t} + v_e * \frac{\partial \varphi_e}{\partial x} + e \frac{\partial u}{\partial x} * \frac{\partial \varphi_i}{\partial p_e} = 0 \quad (2.2.2)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -4\pi e \int (f_i - f_i) dp \quad (2.2.3)$$

Oxirgi ifodadan ko'rinish turibdiki, Puasson tenglamasining o'ng tomonini toppish uchun plazmadagi elektronlar va ionlarning impulsarlari bo'yicha taqsimot funksiyalarini bilish lozim. Oldingi bo'limda aytilganlarga binoan bu taqsimot funksiyalarning muvozanat atrofidagi kichik o'zgarishlarni qaraymiz:

$$f_i = f_{i0} + f_{i1}, \quad f_{i1} \ll f_{i0} \quad (2.2.4)$$

$$f_e = f_{e0} + f_{e1}, \quad f_{e1} \ll f_{e0} \quad (2.2.5)$$

Bu yerda f_{i0} -hamda f_{e0} ionlar hamda elektronlarning muvozanat holatidagi taqsimot funksiyalaridir .

f_{i1} va f_{e1} mos ravishda ionlar hamda elektronlar taqsimot funksiyalarining kichik o'zgarishlaridir:

Natija : Demak , bu holda Puasson tenglamsining o'ng tomonini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} &= 4\pi e \left\{ \int f_i dp_i - \int f_e dp_e \right\} = \\ &= -4\pi e \left\{ \int f_{i_0} dp_i + \int f_{i_1} dp_i - \int f_{e_1} dp_e - \int f_{e_1} dp_e \right\} = -4\pi e \left\{ \left[\int f_{i_0} dp_i - \int f_{e_0} dp_i \right] + \left[\int f_{i_1} dp_i - \int f_{e_1} dp_e \right] \right\} \\ (2.2.6)\end{aligned}$$

Bu yig'indidagi birinchi had plazma muvozanat holatidagi elektrneýtral bo'lganligi uchun nolga teng bo'ladi. Shuning uchun biz yuqorida ta'kidlaganimizdek Puasson tenglmasining o'ng tomoni electron hamda ion taqsimot funksiyalarini kichik o'zgarishlari orqali aniqlanadi:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -4\pi e \int (f_{i_1} - f_{e_1}) dp \quad (2.2.7)$$

Shunga o'xshash tarzda ionlarning taqsimot funksiyasini o'zgarishini tavsiflovchi birinchi tenglamanin ham quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\begin{aligned}\frac{\partial f_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial f_i}{\partial x} - e \frac{\partial \varphi}{\partial x} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial p_i} &= \\ &= \frac{\partial}{\partial t} (f_i + f_{i_1}) + v_i \frac{\partial}{\partial x} (f_{i_0} + f_{i_1}) - e \frac{\partial \varphi}{\partial x} \cdot \frac{\partial}{\partial p_i} (f_{i_0} + f_{i_1}) = \\ &= \frac{\partial f_{i_0}}{\partial t} + \frac{\partial f_{i_1}}{\partial x} + v_i \frac{\partial f_{i_0}}{\partial x} + v_i \frac{\partial f_{i_1}}{\partial x} - e \frac{\partial \varphi}{\partial x} \cdot \frac{\partial f_{i_0}}{\partial p_i} - e \frac{\partial \varphi}{\partial x} \cdot \frac{\partial f_{i_1}}{\partial p_i} = 0 \quad (\\ 2.2.8)\end{aligned}$$

Natija: Ionlarning muvozanat vaziyatidagi taqsimot funksiyasi birinchi tenglamani qanoatlantirganligi uchun 0 indeksli hadlarning yig'indisi 0 ga teng bo'ladi va biz quyidagi natijani hosil qilamiz:

$$\frac{\partial f_{i_1}}{\partial x} + v_i \frac{\partial f_{i_1}}{\partial x} - e \frac{\partial \varphi}{\partial x} \cdot \frac{\partial f_{i_1}}{\partial p_i} = 0 \quad (2.2.9)$$

Shunga o'xshash tarzda elektronlarning taqsimot funksiyasini o'zgarishlari uchun quyidagi ifodani yozish mumkin :

$$\frac{\partial f_e}{\partial x} + v_e \frac{\partial f_e}{\partial x} + e \frac{\partial \varphi}{\partial x} \cdot \frac{\partial f_e}{\partial p_e} = 0 \quad (2.2.10)$$

Endi plazmani tashkil qiluvchi elektronlar ham,da ionlarning impulsar bo'yicha taqsimot funksiyalari Maksvel taqsimotiga bo'sungan holda ushbu tenglamalarning o'ng tomonlarini hisoblab chiqamiz, ya'ni:

$$f_i v_i = \sqrt{\frac{m_i}{2\pi kT}} \exp\left(-\frac{m_i v_i^2}{2kT_i}\right) \quad (2.2.11)$$

Bu yerda m_i - plazmani tashkil qiluvchi ionlarning massalari, T –ionlarning termodinamik muvozanat holatidagi absolyut haroratidir.

Xuddi shunga o'xshash tarzda elektronlar uchun ham quyidagi Maksvel taqsimotini yozish mumkin:

$$f_e(v_e) = \sqrt{\frac{m_e}{2\pi kT_e}} \exp\left(-\frac{m_e v_e^2}{2k_e T_e}\right) \quad (2.2.12)$$

Endi bu taqsimot funksiyalaridan mos ravishda V_i hamda V_e bo'yicha hosilalarni topamiz :

$$\begin{aligned} \frac{df}{dv} &= \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \cdot \left(-\frac{m}{2kT}\right) \cdot 2v \cdot \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) = \\ &= -\frac{m}{2kT} \cdot \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \cdot v \cdot \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) \end{aligned} \quad (2.2.13)$$

Ko'rinib turibdiki ,bu hosilalar elektronlar hamda ionlarning muvozanat holatidagi taqsimot funksiyasiga proporsionaldir.Shuning uchun elektronlar hamda ionlarning harakat tenglamalarida taqsimot funksiyalari o'rniga muvozanat holatidagi taqsimot funksiyalarini qo'yishimiz mumkin. Chunki biz plazma holatining o'zgarishlarini muvozanat holati atrofida tahlil qilayapmiz .

Agar ionlarning massalari elektronlarning massalaridan juda ham katta bo'lsa ekanligini inobatga olsa ularni odatdagi Maksvel taqsimotiga bo'ysinuvchi zarrachalar sifatida qarash mumkin.Elektronlarning o'zi yuqori haroratli plazma holida relyativistik zarra kabi qarashimiz mumkin. Yani ularning massasi uchun quyidagi relyativistik ifodadan foydalanamiz:

$$m_e = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v_e^2}{c^2}}} = m_0 \left(1 - \frac{v_e^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.2.14)$$

Bu yerda m_0 –elektronlarning tinchlikdagi massasi, v_e esa ularning tezligini bildiradi. Bu holda tabiiyki elektronlar uchun tezliklar bo'yicha taqsimot funksiyasini quyidagicha o'zgartirishga to'g'ri keladi:

$$\begin{aligned} f_e v_e &= \left(\frac{m_e}{2\pi kT}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{m v_e^2}{2kt}\right) = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi kT}} \left[m_0 \left(1 - \frac{v_e^2}{c^2}\right)\right]^{\frac{1}{4}} * \exp\left(-\frac{m_0 v_e^2}{2kT}\right) = \\ &= \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \cdot \left(1 + \frac{1}{4} * \frac{v_e^2}{c^2}\right) \exp\left(-\frac{m_0 v_e^2}{2kT}\right) \quad (2.2.15) \end{aligned}$$

Natija: Demak, relyativistik elektronlar uchun taqsimot funksiyasining o'zgarishi quyidagi ko'rinishda yozilishi mumkin:

$$\begin{aligned} f_{e1} - f_{e0} &= \sqrt{\frac{m_0}{2\pi kT}} \cdot \exp\left(-\frac{m_0 v_e^2}{2kT}\right) * \left(1 + \frac{1}{4} * \frac{v_e^2}{c^2}\right) - \sqrt{\frac{m_0}{2\pi kT}} \cdot \exp\left(-\frac{m_0 v_e^2}{2kT}\right) \approx \\ &\approx \frac{1}{4} \cdot \frac{v_e^2}{c^2} f_{e0} \end{aligned}$$

$$f_{e1} \approx \frac{1}{4} \cdot \frac{v_e^2}{c^2} f_{e0} \quad (2.2.16)$$

Demak, elektronlarning relyativistik xususiyatlarini inobatga oluvchi harakat tenglamasi odatdagi tenglamalardan anashu had bilan farq qiladi. Endi elektronlarning relyativistik xususiyatlarini inobatga oluvchi bu qoshimch ahadnind o'rtacha qiymatini topamiz:

$$\langle f_{e1} \rangle = \left\langle \frac{1}{4} \cdot \frac{v_e^2}{c^2} f_{e0} \right\rangle = f_{e0} \cdot \frac{1}{4c^2} \langle v_e^2 \rangle \quad (2.2.17)$$

Endi gaz zarralarning o'rtacha kvadratik tezligi quyidagi ifoda bilan aniqlanishini esga olamiz:

$$\langle v_e^2 \rangle = \frac{3kT}{m_0}$$

(2.2.18)

Natija : Shunday qilin plazmani tashkil qiluvchi elektronlarning relyativistik harakati inobatga olinsa quyidagi qo'shimcha had paydo bo'ladi.

$$\langle f_{e1} \rangle \approx f_{e0} \frac{1}{4c^2} \cdot \frac{3kT}{m_0} \approx \frac{3kT}{4m_0 c^2} \cdot f_{e0} \quad (2.2.19)$$

Demak ,taqsimot funksiyasiga qo'shiluvchibu handing o'rtacha qiymati issiqlik harakatio energiyasi kT ningelektroinlar tinchligidagi energiyasining nisbatiga bog'liq bo'lar ekan .Binobarin ,agar plazmaning absolyut harakati yetarlicha katta bo'lsa ,bu hadning elektronlar harakatiga qo'shadigan ulushi muhim ahamiyatga ega bo'la boshlaydi va uni albatta hisobga olishga to'g'ri keladi.

2.3 Relyativistik elektronli plazmadagi to'lqinlar tenglamasi.

Yuqorida olingan natijalarga ko'ra plazmani tashkilqiluvchi ionlarni odatdagi Maksvell taqsimoti bo'yicha tavsiflasak hamda electronlar uchun taqsimot funksiyasiga qo'shimchaning o'rtacha qiymati (2.2.19) ifoda bilan aniqlanishini hisobga olsak, quyidagi tenglamalar sistemasiga ega bo'lamiz:

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + v_e \frac{\partial f_e}{\partial t} - e \frac{\partial \varphi}{\partial x} \alpha \cdot \frac{\partial f_e}{\partial v_e} = 0 \quad (2.3.1)$$

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial f_i}{\partial t} + e \frac{\partial \varphi}{\partial x} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial v_i} = 0 \quad (2.3.2)$$

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = 4\pi e m_e \int f_e dv_e \beta - 4\pi e m_i \int f_i dv_i \quad (2.3.3)$$

Bu yerda α va β ko'paytuvchilar plazmadagi relyativistik elektronlarning ulushiga tegishli bo'lib quyidagi ifodalar bilan aniqlanadi:

$$\alpha = \frac{1 - \frac{v_e^2}{c^2}}{1 + \frac{v_e^2}{c^2}} \quad (2.3.4)$$

$$\beta = 1 + \frac{3}{4} \cdot \frac{kT}{mc^2} \approx 1 + \frac{3}{2} \frac{v_e^2}{c^2} \quad (2.3.5)$$

Natija :Demak, plazmadagi elektronlarning relyativistik xususiyatlari inobatga olinsa elektronlarning taqsimot funksiyasini tavsiflovchi tenglamada hamda Puasson tenglamasida qo'shimcha had paydo bo'ladi. Bu esa o'z navbatida ionlar taqsimot funksiyasining o'zgarishiga ham ta'sir ko'rsatadi.

Shuning uchun keying yillarda ayniqsa so'nggi o'n yillikda yuqori haroratli plazmda tarqaluvchi to'lqinlarning xususiyatlarini o'rganishga bo'lgan e'tibor tobora kuchaymoqda. Bunga sabab termoyadro sintezining amalga oshirish uchun yuqori energiyali zarralar oqimidan foydalanish imkoniyatlarining paydo bo'lganidir. So'nggi vaqtda o'tkazilgan eksperimentlar natijalariga ko'ra relyativistik plazmadagi elektron berish imkoniyatlari mavjud. Bu esa absolyut haroratning quyidagi qiymatiga mos keladi:

$$T = \frac{\langle E \rangle}{K} = \frac{10^{12} \cdot 1.6 \cdot 10^{-19}}{1.38 \cdot 10^{-23}} \approx 1.2 \cdot 10^{16}$$

Demak, bu absolyut harorat quyosh qatidagi haroratdan ham mlrd marta kattadir. Tabiiyki bunday haroratlarda sohasida biz albatta plazmani tashkil qiluvchi zarralarning relyativistik xususiyatlarini hisobga olishimiz lozim.

k- bolsman doimiysi bo'lib uning qiymati $1.38 \cdot 10^{-23} \text{ j/k}$ gat teng.

2.4 Plazmada tarqaluvchi to'lqinlar uchun dispersiya muvozanati.

Bu bo'limda oldingi bo'limda keltirib chiqarilgan natijalardan foydalanib plazmada tarqaluvchi to'lqinlar uchun dispersion tenglamani keltirib chiqaramiz. Buning uchun oldingi bo'limda keltirib chiqarilgan ionlar hamda elektronlar taqsimot funksiyasini o'zgarishlarni tavsiflovchi tenglamalarni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$\frac{\partial f_{i1}}{\partial t} + v_i \frac{\partial f_{i1}}{\partial x} = e \frac{\partial \varphi}{\partial x} \cdot \frac{\partial f_{i0}}{\partial P_i} \quad (2.4.1)$$

$$\frac{\partial f_{e1}}{\partial t} + v_e \frac{\partial f_{e1}}{\partial x} = -e \frac{\partial \varphi}{\partial x} \cdot \frac{\partial f_{e0}}{\partial P_e} \quad (2.4.2)$$

Yana bir marta shuni takidlaymizki bu tenglamalarni o'ng tomonidagi hadlar ionlar hamda elektronlarning termodinamik muvozanat holatidagi taqsimot funksiyalari bo'lib ,ular mos ravishda quyidagi ko'rinishga ega:

$$f(v) = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) \quad (2.4.3)$$

Ko'rinib turibdiki (1) va (2) tenglamaning ham o'ng tomoni φ potensialining hosilasiga proporsionaldir. Shuning uchun bu tenglamalarning yechimlarini quyidagi ko'rinishda qoldiramiz.

$$f_{i1} = a e^{i(kx - \omega t)} , f_{e1} = b e^{i(kx - \omega t)} \quad (2.4.4)$$

Bu yerda a va b mos ravishda ionlar hamda elektronlar to'lqin funksiyasiga kiritilgan qo'shimchaning amplitudaviy qiymatlarini bildiradi. k va ω esa qaralayotgan plazmaviy muhitda tarqaluvchi to'lqinlarning to'lqin vektori hamda doiraviychastotasidir. Xuddi shunga o'xshash φ potensial uchun ham quyidagi munosabatni yozish mumkin:

$$\varphi(x, t) = \varphi_0 e^{i(kx - \omega t)} \quad (2.4.5)$$

Natija: Demak, plazmani tashkil qiluvchi ionlar hamda elektronlar taqsimot funksiyalariga kiritiladigan o'zgarishlar uchun quyidagi munosabatlar o'rinli :

$$\frac{\partial f_{i1}}{\partial t} = -i\omega f_{i1} , \quad \frac{\partial f_{i1}}{\partial x} = ik f_{i1} \quad (2.4.6)$$

$$\frac{\partial f_{e1}}{\partial t} = -i\omega f_{e1} \quad \frac{\partial f_{e1}}{\partial x} = ik f_{e1} \quad (2.4.7)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = ik\varphi \quad (2.4.8)$$

Bu yerda φ_0 - potensial o'zgarishlarning amplitudaviy qiymatilaridir.

Bu ifodalarni mosravishda (1), (2) hamda (3) tenglamalarga qo'yib quyidagi tenglamalar sistemasini hosil qilamiz

$$\text{[Redacted]} \quad (2.4.9)$$

$$(ikv_e - i\omega)f_{e1} = -ike\varphi \cdot A_e \quad (2.4.10)$$

Bu yerda A_i va A_e mos ravishda quyidagi ifodalar bilan aniqlanadi.

$$A_i = \frac{\partial f_{i0}}{\partial P_i} = \frac{1}{m_i} \cdot \frac{\partial f_{i0}}{\partial v_i} = -\frac{1}{m_i} \cdot \frac{m_i v_i}{2kT} f_{i0} = -\frac{v_i}{2kT} f_{i0} \quad (2.4.11)$$

$$A_e = \frac{\partial f_{e0}}{\partial P_e} = \frac{1}{m_e} \cdot \frac{\partial f_{e0}}{\partial v_e} = -\frac{1}{m_e} \cdot \frac{m_e v_e}{2kT} f_{e0} = -\frac{v_e}{2kT} f_{e0} \quad (2.4.12)$$

)

Demak, f_{i1} hamda f_{e1} tuztmalarning amplitudaviy qiymatlarini aniqlash uchun quyidagi tenglamalar sistemasini hosil qilamiz:

$$(ikv_i - i\omega)a = ike\varphi \cdot A_i \quad (2.4.13)$$

$$(ikv_e - i\omega)b = -ike\varphi \cdot A_e \quad (2.4.14)$$

Bu tenglamalar sistemasining yechimini alohida –alohida topish mumkin va ular quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$a = \frac{ike\varphi \cdot A_i}{(ikv_i - i\omega)}, \quad b = \frac{ike\varphi \cdot A_e}{(ikv_e - i\omega)} \quad (2.4.15)$$

Oxirgi ifodalar shuni ko'rsatadiki a va b amplitudalarni aniqlash uchun bu ifodalarning o'ng tomonlarini hisoblash lozim. Ular esa o'z navbatida potensialning amplitudaviy qiymati φ_0 orqali aniqlanadi.

Oldingi bo'limdagi (2.4.3) formulaga ko'ra:

$$-k^2 \varphi_0 = 4\pi e m_e \int \beta f_{e0} dv_e - 4\pi e m_i \int f_{i0} dv_i, \\ \varphi_0 = \frac{4\pi e m_i}{k^2} \cdot C_i - \frac{4\pi e m_e}{k^2} \cdot C_e \quad (2.4.16)$$

Bu ifodadagi C_i hamda C_e doimiylar mos ravishda quyidagi ifodalar bilan aniqlanadi:

$$C_i = \int f_{e0} dv_i, \quad C_e = \int \beta f_{e0} dv_e \quad (2.4.17)$$

Natija: Shunday qilib qaralayotgan holda plazmada tarqaluvchi to'liqlarning amplitudalarini toppish uchun elektronlar hamda ionlarning termodinamik muvozanat holatidagi taqsimot funksiyalarini bilish kifoya ekan. Endi potensialning φ_0 amplitudaviy qiymatlarini (13) va (14) tenglamaga qo'yib quyidagi ifodalarni hosil qilamiz:

$$k(ikv_i - i\omega)a = ieA_i \alpha [4\pi em_i C_i - 4\pi em_e C_e] \quad (2.4.18)$$

$$k(ikv_e - i\omega)b = -ieA_e [4\pi em_i C_i - 4\pi em_e C_e] \quad (2.4.19)$$

Oxirgi tenglamalar sistemasi noldan farqli yechimga ega bo'lishi uchun quyidagi shart bajarilishi lozim :

$$k(kv - \omega) = 0, \quad k^2v - \omega k = 0, \quad \omega = kv \quad (2.4.20)$$

Ammo bu natija plazmada tarqaluvchi to'liqlar uchun chiziqli yaqinlashuvdagi o'rinli

2.5 Plazmada tarqaluvchi to'liqlarning fazoviy va gruppaviy tezligi .

Endi oldingi bo'limda olingan natijani umumlashtirib plazmada tarqaluvchi to'liqlar uchun quyidagi munosabatni yozamiz:

$$\begin{aligned} \omega = \omega(k) = \omega(k_0 + \Delta k) &= \omega(k_0) + \frac{d\omega}{dk}(k_0)\Delta k + \\ &+ \frac{1}{2} \cdot \frac{d^2\omega}{dk^2}(k_0) \cdot \Delta k^2 + \dots \end{aligned} \quad (2.5.1)$$

Bu yerda biz $\omega(k)$ funksiyani k_0 atrofida qatorga yoydik. Shuning uchun bu ifoda faqat quyidagi holdagina o'rinli : $|\Delta k| \ll k_0$

Agar xuddi shu yoyilmani yuqori biz izaragan funksiyalarga ham qo'llasak plazmada tarqaluvchi to'lqinlar uchun quyidagi dispersion tenglmani hosil qilamiz:

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2 + a_2 \frac{k^2}{\omega^2} + a_4 \frac{k^4}{\omega^4} + \dots \quad (2.5.2)$$

Bu yerda ω_{pe} hamda ω_{pi} mos ravishda elektronlarning hamda ionlarning plazmaviy chastotalarini bildiradi va mos ravishda quyidagi ifodalar bilan aniqlanadi.

$$\omega_{pi}^2 = \frac{4\pi N e^2}{m_i}, \quad (2.5.3)$$

A_2 va a_4 koefitsiyentlar esa tashkil qiluvchi elektronlar va ionlarning absolyut haroratlari bilan aniqlanadi.

Dastlab oxirgi ifodani $a_4=0$ bo'lgan hol uchun tahlil qilamiz. Bu holda dispersion tenglama quyidagi soddaga ko'rinishga keladi:

$$\omega^2 = \omega_{pei}^2 + a_2 \frac{k^2}{\omega^2} \quad \omega^2 - \omega_{pei}^2 - a_2 k^2 = 0 \quad (2.5.4)$$

Oxirgi tenglamada $\omega^2 = t$ belgilash kiritsak t ga nisbatan quyidagi kvadrat tenglamani hosil qilamiz:

$$t^2 - \omega_{pei}^2 t - a_2 k^2 = 0 \quad (2.5.5)$$

Natija: Bu tenglamaning haqiqiy yechimi plazmada tarqaluvchi to'lqinlar chastotasini aniqlab beradi:

$$\omega^2 = \frac{\omega_{pei}^2 \pm \sqrt{\omega_{pei}^4 + 4a_2 k^2}}{2} \quad (2.5.6)$$

Endi oxirgi ifodada 2 ta holni alohida –alohida tahlil qilishga to'g'ri keladi.

1-hol $a_2 > 0$ Bu shart o'rinli bo'lganda plazmada faqat chastotasi quyidagi ifoda bilan aniqlanuvchi to'lqinlarga tarqala o'ladi.

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{2} \left[\sqrt{\omega_{pei}^4 + 4a_2 k^2} + \omega_{pei}^2 \right]} \quad (2.5.7)$$

Oxirgi ifodadan ko'rinib turibdiki plazmda tarqaluvchi bunday to'lqinlarning eng kichik chastotasi $k=0$ ga mos keladi va u quyidagiga teng:

$$\omega_{\min} = \omega_{pei} = \sqrt{\omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2} = \sqrt{\frac{4\pi Ne^2}{m_e} + \frac{4\pi Ne^2}{m_i}} = \sqrt{\frac{4\pi Ne^2}{m}} \quad (2.5.8)$$

Bu yerda m plazmani tashkil qiluvchi elektronlar hamda ionlarning keltirilgan massasini bildiradi.

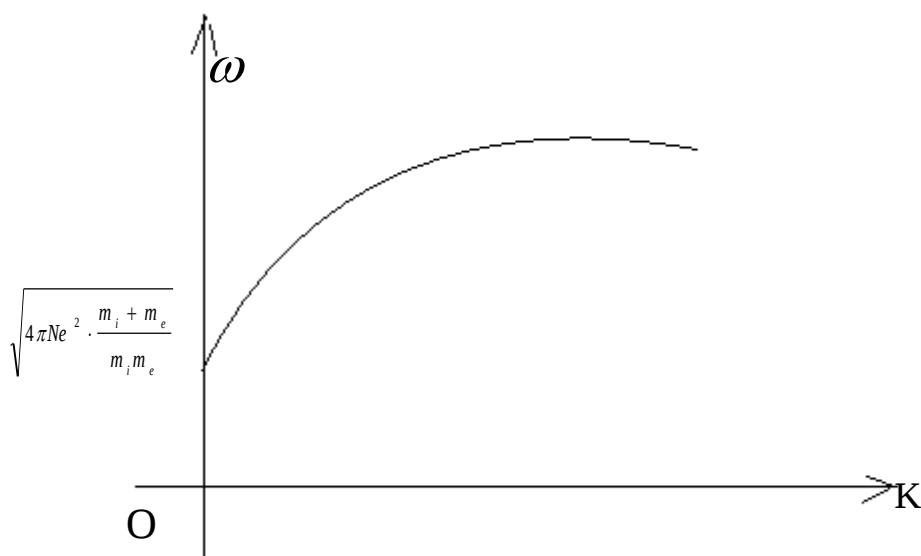
$$\frac{1}{m} = \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_i} \quad (2.5.9)$$

Bu tahlil asosida qarayotgan hol uchun quyidagi dispersion diagrammani hosil qilamiz.(3- chizma)

2-hol : $a_2 < 0$ tabiiyki bu plazmada faqat quyidagi shartni qanoatlantiruvchi to'lqinlarga tarqala oaldi :

$$-\frac{\omega_{pei}^2}{2\sqrt{|a_2|}} \leq k \leq \frac{\omega_{pei}^2}{2\sqrt{|a_2|}} \quad (2.5.10)$$

$$\omega_{pei}^4 + 4a_2 k^2 = \omega_{pei}^4 - 4|a_2|k^2 \geq 0, \quad k^2 \leq \frac{\omega_{pei}^4}{4|a_2|} \quad (2.5.11)$$



3-chizma .Plazmda tarqaluvchi to'liqlar uchun dispersion diagramma

Endi (2.5.7) ifodaga ko'ra bu holni ham qanoatlantiruvchi to'liqlar ham tarqala oladi.

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{2} \left[\omega_{pei}^2 - \sqrt{\omega_{pei}^2 - 4|a_2|k^2} \right]} \quad (2.5.12)$$

Natija : Demak , bunday shart o'rinli bo'lsa ,plazmada faqat to'liqlar vektorlari quyidagi oraliqda yotuvchi to'liqlargina tarqala oladi.

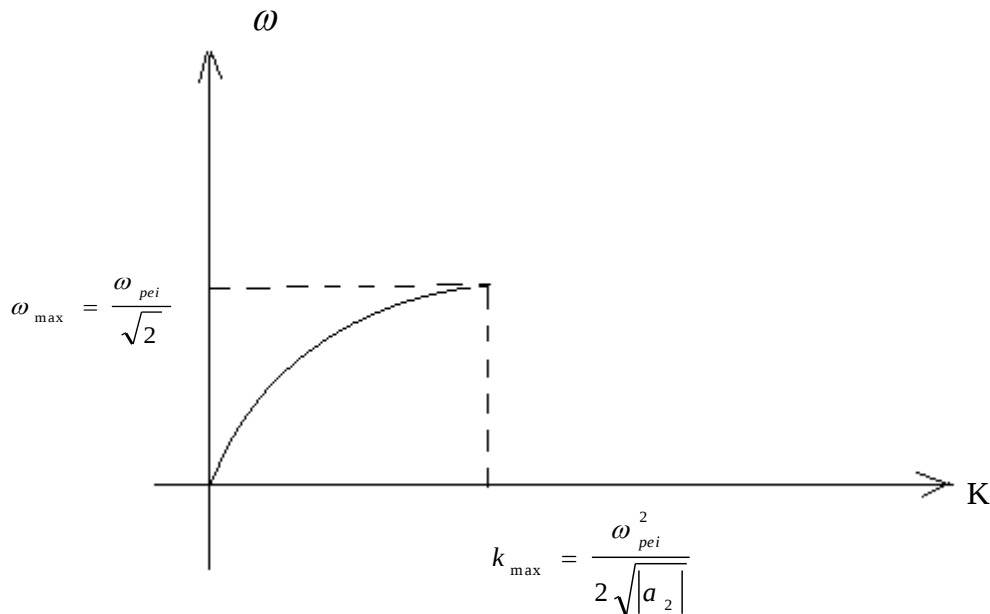
Bu iofodadan ko'rinib turibdiki ,agar $k=0$ ga teng bo'lsa $\omega = 0$ ga teng bo'ladi. Aksincha , agar k to'liqlar vektori (2.5.11) shartni qanoatlantiruvchi chegaraviy qiymatlarni qabul qilsa ω chastota o'zining eng katta qiymatiga ega bo'ladi :

$$\omega_{\max} = \frac{\omega_{pei}}{\sqrt{2}} = \sqrt{2\pi N e^2 \cdot \left(\frac{1}{m_i} + \frac{1}{m_e} \right)} \quad (2.5.13)$$

Bu natijalar asosida qaralayotgan hol uchun quyidagi dispersion diagrammani chizish mumkin: (4-chizma)

Demak ,2-tur to'liqlar chastotasi quyidagi oraliqda yotadi.

$$0 \leq \omega \leq \frac{\omega_{pei}}{\sqrt{2}} \quad (2.5.14)$$



4-chizma. Plazmada tarqaluvchi 2- tur to'liqlar uchun dispersion diagrammalar

2 bob xulosasi

2 bobda plazmda tarqaluvchi to'liqlarning xususiyatlari organib chiqilgan bo'lib , unda quyidagi natijalar olingan :

1. Plazmada tarqaluvchi bir o'lchovli electron ion to'liqlarini tavsiflovchi tenglamalar sistemasi keltirib chiqarilgan .
2. Plazmadagi to'liqlar uchun dispersion tenglama hosil qiqilindi.
3. Relyativistik plazmada tarqaluvchi electron to'liqlar uchun tenglama keltirib chiqarildi hamda tahlil qilindi.

Biz quyidagi plazmani o'ta yuqori ionlashish darajasiga ega bo'lgan muhit sifatida faqat electronlar va ionlardan tarkib topgan mihit sifatida qaraymiz. Buning uchun dastlab elektronlar hamda ionlar taqsimot funksiyalarining o'zgarishini toppish lozim bo'ladi.

Xotima

1 bobda plazmani tashkil qiluvchi zarralarning harakati o'rganilgan bo'lib, bu tahlil asosida quyidagi xulosaga kelindi.

1. Plazmadagi zarralarning o'zaro to'qnashuvlar hamda bir jinsli elektr maydoni ta'siridagi harakati o'rganiladi./

2. Plazmadagi relyativistik elektronlarning bir jinsli elektr maydoni ta'siri ostidagi harakati tahlil qilindi.

2 bobda plazmada tarqaluvchi to'lqinlarning xususiyatlari o'rganib chiqilgan bo'lib, unda quyidagi natijalar olingan :

1. Plazmada tarqaluvchi bir o'lchovli electron , ion to'lqinlarini tavsiflovchi tenglamalar sistemasi keltirib chiqarilgan .

2. Plazmadagi to'lqinlar uchun dispersion tenglama hosil qilindi.

3. Relyativistik plazmada tarqaluvchi elektron to'lqinlar uchun dispersion tenglama keltirib chiqarildi hamda tahlil qilindi.

Foydalanilgan adabiyotlar.

1. Ф Чен « Введение в физику плазмы»- М: Мир 1986 г, 350 с
2. Х.Хора « Физика лазерной плазмы»- М: Мир 1988 г
3. I.K. Kikoin “Molekulyar fizika ”-Т: О’qituvchi 1976 у 420 b
4. В.К. «Молекулярская физика»- М: Висшая школа ,1990, 320 с
5. Мю Василевский « Введение в статическую физику»-М
6. I. A. Karimov “Barkamol avlod kelajak poydevori”, 2006 у , 300 b.