Սահմանի ազդեցությունը կոլեկտիվ երևույթների վրա կիսասահմանափակ ոչ բախումային պլազմայում

Փարսադանյան Սմբատ

Հանգուցային բառեր. *Բագոլյուբովի հավասարումների շղթա, միկրոսկոպիկ ֆազային խտություն, մակրոսկոպիկ տիրույթ, դեբայի շառավիղ, լարմորյան շառավիղ, քվազիփակ ենթահամակարգ, Վլասովի կինետիկ հավասարում*

Լիցքավորված մասնիկներից բաղկացած սահմանափակ համակարգերի համար կինետիկ հավասարումները կարող ենք ստանալ տարբեր մեթոդներով, որոնցից մեկը Բագոլյուբովի հավասարումների շղթայի [3, 7-12] կապազերծումն է: Մյուս մոտեցումը հավասարումների շղթայի օգտագործումն է միկրոսկոպիկ ֆազային խտության [7, 246-267] համար: Սահմանի ազդեցությունը մասնիկների տարածական հատկությունների վրա, երկու միջավայրերի կտրուկ սահմանի դեպքում ուսումնասիրվել է, երբ նրանցից մեկը պլազմանման միջավայր է, իսկ մյուսը՝ վակուում [8, 125-132], [9, 2863-2872], դիէլեկտրիկ [4, 1008-1019], [5, 1683-1689] կամ գազ [1, 3-10]:

Ուսումնասիրվող մարմինը և շրջակա միջավայրը համարենք փակ համակարգ, այսինքն այն չի փոխազդում ոչ մի այլ մարմինների հետ: Առանձնացնենք համակարգի չափսերից շատ անգամ փոքր, բայց այնուամենայնիվ մակրոսկոպիկ տիրույթ: Պարզ է, որ համակարգի մասնիկների քանակի բավականին մեծ լինելը մեզ թույլ կտա կատարել նշված տիպի բաժանում: Այդպիսի հարաբերական շատ փոքր, բայց մակրոսկոպիկ տիրույթները մենք կանվանենք ենթահամակարգեր: Ենթահամակարգը նույնպես մեխանիկական համակարգ է, բայց ոչ թե փակ, այլ մյուս բոլոր ենթահամակարգերի կողմից անընդհատ բոլոր հնարավոր փոխազդեցությունների մեջ գտնվող ենթահամակարգ: Քանի որ ենթահամակարգերը մակրոսկոպիկ են, ապա մենք ժամանակի ոչ մեծ տիրույթների ընթացքում նրանց կարող ենք համարել մոտավորապես փակ: Իրոք, ենթահամակարգերի փոխազդեցության ժամանակ հիմնականում մասնակցում են այն մասնիկները, որոնք գտնվում են մակերևույթին մոտ: Բայց այդ մասնիկների հարաբերական քանակը, համեմատած ամբողջ ծավալում գտնվող մասնիկների քանակի հետ, շատ արագ նվազում է վերջինիս չափսերի մեծացման հետ: Եվ ենթահամակարգերի բավականին մեծ չափսերի դեպքում փոխազդեցության էներգիան կլինի շատ անգամ փոքր՝ նրանց ներքին էներգիայի հետ համեմատած: Ուրեմն, ենթահամակարգերը կարելի է համարել քվազիփակ: Քվազիփակ ենթահամակարգը գտնվում է վիճակագրական անկախ վիճակում: Նման ենթադրություններ կարելի է կատարել, եթե ենթահամակարգի բաղկացուցիչ մասնիկները էլեկտրաչեզոք են և միմյանց հետ փոխազդում են անիհատական բախումներով:

Դիտարկենք տարածապես կիսասահմանափակ ոչ բախումային պլազմայի հատկությունները, երբ բացակայում են արտաքին էլեկտրական կամ մագնիսական դաշտերը: Դիտարկենք այնպիսի մոդելներ, երբ պլազման բնութագրող երկարության չափման միավորներ ունեցող ֆիզիկական մեծությունները, ինչպիսիք են՝ մասնիկների դեբայի և լարմորյան շառավիղները, մասնիկների ազատ վազքի երկարությունը, մակերևութային ալիքների ալիքի երկարությունները և այլն, պլազմայի մակերևույթի մոտ նրա անհամասեռությունների փոփոխության տիրույթների չափերի կարգի են: Այս պայմանների դեպքում կարող ենք համարել, որ պլազման սահմանափակող մակերևույթը կտրուկ չէ:

Աշխատանքում ուսումնասիրվող ենթահամակարգը պլազմա է, որը բաղկացած է լիցքավորված և չեզոք մասնիկներից: Քանի որ լիցքավորված մասնիկների միջև գործում են հեռազդեցային, հագեցվածության հատկությամբ չօժտված էլեկտրամագնիսական ուժեր, ապա այդպիսի ենթահամակարգերը չենք կարող համարել քվազիփակ, և չեն կարող գտնվել վիճակագրական անկախ վիճակում: Այսպիսով՝ պլազման բնութագրող ֆիզիկական մեծությունները պետք է հաշվարկվեն կինետիկ տեսության միջոցով գտնված բաշխման ֆունկցիայով, և շատ դեպքերում չպետք է կիրառել թերմոդինամիկական առնչությունները:

Ուսումնասիրենք [1, 3-10]-ում դիտարկված համակարգը՝ պլազմայի ոչ կտրուկ մակերևույթի դեպքում: Պլազմայի հատկությունները պարզաբանող $F_\alpha(\vec{r},\vec{p},\vec{t})$ բաշխման ֆունկցիան որոշենք Վլասովի [2, 43-45] կինետիկ հավասարումից: Խոտորված բաշխման ֆունկցիան, հաշվի առնելով խնդրի սիմետրիկությունը, ներկայացնենք հետևյալ կերպ.

$$F_\alpha(\vec{r},\vec{p},\vec{t}) = f_{0\alpha}(x,\vec{p}) + f_{1\alpha}(\vec{r},\vec{p},\vec{t}) \tag{1}$$

Ընդունելով $|f_{1\alpha}| \ll f_{0\alpha}$ պայմանը՝ հավասարակշռված բաշխման ֆունկցիայի համար կստանանք հետևյալ հավասարումը.

$$m_\alpha V_x \frac{\partial f_{0\alpha}(x,\vec{p})}{\partial x} + e_\alpha E_{0x}(x) \frac{\partial f_{0\alpha}(x,\vec{p})}{\partial V_x} = 0 \tag{2}$$

Ստացված մասնակի ածանցյալներով առաջին կարգի գծային դիֆերենցիալ հավասարման մակարդակի գծի հավասարումը էներգիայի պահպանման օրենքի արտացոլումն է [6, 15-26].

$$\frac{m_\alpha V_x^2}{2} + e_\alpha \varphi(x) = const \tag{3}$$

Կատարելով նշանակում՝

$$\frac{P_x^{'2}}{2m_\alpha} = \frac{P_{\alpha x}^2}{2m_\alpha} + e_\alpha \varphi(x) \tag{4}$$

Էներգիայի միջին արժեքի համար կստանանք հետևյալ արտահայտությունը.

$$\frac{\overline{P_x^{'2}(x) + P_y^2 + P_z^2}}{2m_\alpha} = kT_\alpha \tag{5}$$

Այսպիսով, α տեսակի մասնիկների հավասարակշռված բաշխման ֆունկցիայի համար չայլասերված պլազմայի դեպքում կստանանք.

$$f_{0\alpha}(x,\vec{p}) = \frac{N_{0\alpha}}{(2\pi m_\alpha)^{\frac{3}{2}}} exp\left(-\frac{\vec{P}^2(x)}{2m_\alpha kT_\alpha}\right) \tag{6}$$

Բաշխման ֆունկցիայի գրգռումը որոշող գծայնացված կինետիկ հավասարումը կլինի.

$$\frac{\partial f_{1\alpha}}{\partial t} + \vec{V}\frac{\partial f_{1\alpha}}{\partial \vec{r}} + e_\alpha \vec{E}\frac{\partial f_{0\alpha}(x,\vec{P})}{\partial \vec{P}} \tag{7}$$

$f_{1\alpha}$-ի և $\vec{E}$-ի համար կատարենք Ֆուրյեի ձևափոխություն՝ ըստ t ժամանակի և Z, Y կոորդինատների՝ $\vec{K} = (\vec{\chi}, K_x)$, $\vec{r} = (\vec{\rho}, x)$.

$$\begin{gathered} f_{1\alpha}(\vec{P},\vec{r},t) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\vec{\chi}\vec{\rho}-i\omega t}\cdot f_{\vec{\chi},\omega}(x,\vec{P})\,d\vec{\chi}d\omega \\ \vec{E}(\vec{r},t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}_{\vec{\chi},\omega}(x)e^{i\vec{\chi}\vec{\rho}-i\omega t}\,d\vec{\chi}d\omega \end{gathered} \tag{8}$$

(7) հավասարումը կարող ենք գրել հետևյալ տեսքով.

$$V_x\frac{\partial f_{\vec{\chi},\omega}(x,\vec{P})}{\partial x} + \xi f_{\vec{\chi},\omega}(x,\vec{P}) = -e\left(\vec{E}_{\vec{\chi},\omega}(x)\frac{\partial f_{0\alpha}(x,\vec{P})}{\partial \vec{P}}\right) \tag{9}$$

որտեղ՝ $\xi = -i(\omega - \vec{\chi}\vec{V})$:

Այս հավասարման լուծումները $P_x > 0, P_x < 0$ իմպուլսի արժեքների դեպքում կլինեն.

$$P_x > 0, \qquad f^{+}_{\vec{\chi},\omega}(x,\vec{P}) = e^{-\frac{\xi}{V_x}x}\left[C_1 - \int_0^x \frac{e\vec{E}_{\vec{\chi},\omega}(x')}{V_x}\frac{\partial f_{0\alpha}(x,\vec{P})}{\partial \vec{P}}e^{\frac{\xi}{V_x}x'}dx'\right] \tag{10}$$

$$P_x < 0, \qquad f^{-}_{\vec{\chi},\omega}(x,\vec{P}) = e^{\frac{\xi}{V_x}x}\left[C_2 + \int_0^x \frac{e\vec{E}_{\vec{\chi},\omega}(x')}{V_x}\frac{\partial f_{0\alpha}(x,\vec{P})}{\partial \vec{P}}e^{-\frac{\xi}{V_x}x'}dx'\right] \tag{11}$$

Հավասարակշռության երևույթի այսպիսի բացատրությունից հետևում է, որ պլազմայում լիցքերի բաժանում տեղի չի ունենում: Ինչպես երևում է (5) հավասարումից, սահմանից ունեցած x հեռավորությունից կախված է մասնիկների միջին կինետիկ էներգիան: Այստեղ $\varphi(x)$ առաջանում է սահմանի առկայության դեպքում: (3)-ից հետևում է, որ սահմանին մոտենալիս էլեկտրոնների միջին կինետիկ էներգիան մեծանում է: Այսինքն սահմանի մոտ կուտակվում են մեծ կինետիկ էներգիայի միջին արժեք ունեցող էլեկտրոնները, իսկ ավելի դանդաղ էլեկտրոնները գտնվում են սահմանից հեռու՝ պլազմայի ներսում: Ընդհակառակը, փոքր միջին կինետիկ էներգիա ունեցող իոնները գտնվում են սահմանի մոտ, իսկ արագ իոնները գտնվում են պլազմայի ներսում: Այստեղից կարող ենք կատարել հետևյալ հետևությունը. լիցքավորված մասնիկների միջին կինետիկ էներգիան կախված է սահմանից ունեցած x հեռավորությունից: Այսպիսով, ոչ կտրուկ սահմանի առկայության դեպքում պլազմայում ստեղծվում է հավասարակշռված վիճակ, որն իրենից ներկայացնում է քվազիչեզոք համակարգ, որտեղ լիցքավորված մասնիկների միջին կինետիկ էներգիան կախված է սահմանից ունեցած հեռավորությունից:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. Փարսադանյան Ս. Մ., Պլազմա-գազ հարթ սահմանի վրա ճնշումների հավասարության պայմանները: Գիտական հոդվածներ «Ֆիզիկա և մաթեմատիկա», Վանաձոր, 2012, էջ 3-10:
2. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А., Основы электродинамики плазмы. М.: Высш. шк., 1988, 424 с.
3. Боголюбов Н.Н., Проблемы динамической теории в статистической физике. М.-Л.: ОГИЗ., 1946, 120 с.
4. Воротынцев М. А., Корнышев А. А., Электростатическое взаимодействие на границе раздела металл-диэлектрик. –ЖЭТФ, 1980, Том 78, Вып. 3, 1008-1019.
5. Габович А. М., Ильченко Л. Г., Пашицкий Э. А., Электростатическое взаимодействие зарядов с поверхностью металлов и полупроводников. –ФТТ. 1979, 21, 6, с.1683-1689.
6. Катке Э., Справочник по дифференциальным уравнениям в частных производных первого порядка. Москва, 1966, 260 с.
7. Климонтович Ю. Л., Кинетическая теория идеального газа и неидеальной плазмы. М.: Наука, 1975, 352 с.
8. Kornyshev A. A., Rubinshtein A. I., Vorotyntsev M. A., Image potential near a dielectric–plasma-like medium interface. –Phys. status solide B, 1977, Vol. 84, Iss. 1, p. 125-132.
9. Rudnik J., Static Screening by a Bounded Electron Gas.- Phys. Rev. B, 1972, Vol. 5, Iss. 8, p. 2863-2872.

Влияние границы на коллективные явления в полуограниченной бесстолкновительной плазме

Парсаданян Смбат

Резюме

Ключевые слова: *цепочка уравнений Боголюбова, микроскопическая фазовая плотность, макроскопическая область, радиус Дебая, Ларморовский радиус, квази-замкнутая подсистема, кинетическое уравнение Власова*

В статье рассматривается полуограниченная бесстолкновительная плазма и исследуется влияние нерезкой границы на коллективные явления. В предложенной модели предполагается, что разделение зарядов не происходит. Поле $\varphi(x)$ является результатом нерезкой границы. Рассчитана функция распределения, с помощью которой выяснены коллективные явления в полуограниченной нерезкой границе, предполагая, что плазма бесстолкновительная. Расчеты показывают, что концентрация заряженных частиц в плазме не зависит от расстояния x от границы, то есть в плазме квазинейтральность не нарушается. Отсюда следует, что в равновесном состоянии наблюдаемой системы от расстояния x от границы зависит средняя кинетическая энергия заряженных частиц. Чтобы вычислить диэлектрическую проницаемость и другие физические величины, характеризующие плазмы, найдены отклонения функций распределения заряженных частиц от равновесных значений $f_{0\alpha}(x, \vec{P})$, возникающие вследствие действия в плазме малых электрического и магнитного полей, появление которых вызвано возмущением равновесного состояния плазмы.

Influence of the Boundary on Collective Phenomena in a Semi-Bounded Collisionless Plasma

Parsadanyan Smbat

Summary

Keywords: *Bogolyubov chain of equations, microscopic phase density, macroscopic area, Debye radius, Larmor radius, quasi-closed subsystem, Vlasov kinetic equations*

The article touches upon the study of semi-bounded collisionless plasma and the research on the effect of a non-sharp boundary on collective phenomena. The proposed model assumes that charge separation does not occur. The field $\varphi(x)$ is a result of a non-sharp boundary. The distribution function is calculated, with the help of which collective phenomena are elucidated in a semi-bounded unsharp boundary, assuming that plasma is collisionless. The calculations show that the concentration of charged particles in plasma does not depend on the distance x from the boundary, that is, the quasineutrality in plasma is not violated. This leads to the fact that, the average kinetic energy of charged particles depends on the distance x from the boundary in the equilibrium state of the observed system. In order to calculate the dielectric constant and other physical quantities characterizing plasma, the deviations of the distribution function of charged particles from the equilibrium values $f_{0\alpha}(x, \vec{P})$ were found, resulting from the action of small electric and magnetic fields in plasma, caused by the disturbance of the equilibrium state of plasma.