

7. Арутюнян В. М. и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 338. (1977).
8. Плеханов А. И. и др. Препринт № 231, Институт автоматизации и телеметрии СО АН СССР, Новосибирск, 1984.
9. Grigorian G., Melikian A. Phys. Lett., A 114, 455 (1985.)
10. Meyer Y. H. Optics Commun., 34, 439 (1980).

ԱԴԻԱԲԱՏԻԿ ԻՄՊՈՒԼՍԻ ՏԱՐԱՇՈՒՄԸ ԵՌԱՄԱԿԱՐԴԱԿԱՆՆԵՐ ՀԱՄԱԿԱՐԳՈՒՄ ԴԻՍԿՐԵՍԻՎԱՆԻ ՉԵՋՈՔԱՑՄԱՆ ԿԵՏԻ ՇՐՋԱԿԱՅՔՈՒՄ

Գ. Գ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Ա. Հ. ՄԵԼԻԿՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ եռամակարդակային համակարգում ադիաբատիկ իմպուլսի տարածման դեպքում դիսպերսիայի չեզոքացման կետի շրջակայքում փուլային մոդուլացիայի էֆեկտը դառնում է ոչ էական, սակայն ուժեղ փոփոխություն է կրում իմպուլսը պարուրող կորի ձևը:

PROPAGATION OF AN ADIABATIC PULSE THROUGH THREE-LEVEL MEDIUM IN THE VICINITY OF DISPERSION-FREE POINT

G. G. GRIGORYAN, A. O. MELIKYAN

It is shown that when an adiabatic pulse propagates in a three-level medium in the vicinity of dispersion-free point, the phase modulation effects become negligibly small and only strong pulse reshaping occurs.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 6, 312—315 (1987).

УДК 533.951

ВЛИЯНИЕ ДВИЖЕНИЯ ПРОБНЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ХАРАКТЕР ИХ ЭКРАНИРОВКИ В ПЛАЗМЕ

Э. А. АКОПЯН, Г. Г. МАТЕВОСЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 30 апреля 1986 г.)

Рассмотрен потенциал взаимодействия двух медленных частиц (скорости движения заряженных частиц меньше тепловых скоростей электронов и ионов плазмы), движущихся в плазме с максвелловским распределением. Показано, что отклонение вида потенциала взаимодействия от сферически-симметричного возникает уже при малых скоростях движения заряженных частиц.

Неподвижная заряженная частица в плазме создает вокруг себя дебаевскую экранировку. Движение частицы приводит к тому, что потенциал пробного заряда мало искажается в направлении «вперед» от частицы и имеет сильно отличающийся от дебаевского и кулоновского осциллирующий вид «за частицей». На наличие такого «потенциального шлейфа» за частицей, названного некоторыми авторами «кильватерным потенциалом», а другими авторами — «wake potential», впервые указал в 1948 г. Н. Бор [1].

Рассмотрим бесконечную однородную изотропную среду, в которой движутся две заряженные частицы (дикластер) с массами m_1 , m_2 и заря-

лами q_1, q_2 . Будем считать, что скорости движения частиц много меньше скорости света. Тогда электрическое поле в среде и движение частиц можно описать следующей системой уравнений:

$$m_1 \frac{d^2 \mathbf{r}_1}{dt^2} = q_1 \mathbf{E}(\mathbf{r}_1, t), \quad m_2 \frac{d^2 \mathbf{r}_2}{dt^2} = q_2 \mathbf{E}(\mathbf{r}_2, t), \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = 4\pi [q_1 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) + q_2 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_2)], \quad (2)$$

где $\mathbf{r}_{1,2}(t)$ — радиусы-векторы первой и второй частиц, $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ — вектор напряженности электрического поля в среде, $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$ — вектор электрической индукции.

Пусть в некоторый момент времени, который мы будем считать началом отсчета, известны скорости и координаты частиц:

$$\mathbf{r}_1(t)|_{t=0} = \mathbf{a}_0, \quad \mathbf{r}_2(t)|_{t=0} = \mathbf{b}_0, \quad \left. \frac{d\mathbf{r}_1(t)}{dt} \right|_{t=0} = \mathbf{u}_1, \quad \left. \frac{d\mathbf{r}_2(t)}{dt} \right|_{t=0} = \mathbf{u}_2. \quad (3)$$

Будем полагать, что скорости движения частиц мало меняются с течением времени и траектории их движения мало отличаются от траектории равномерного прямолинейного движения. Тогда в первом приближении из уравнений (1) и (2) имеем

$$\mathbf{r}_1(t) = \mathbf{u}_1 t + \mathbf{a}_0, \quad \mathbf{r}_2(t) = \mathbf{u}_2 t + \mathbf{b}_0, \quad (4)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = 4\pi [q_1 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{u}_1 t - \mathbf{a}_0) + q_2 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{u}_2 t - \mathbf{b}_0)].$$

Применяя к уравнению Пуассона из системы (4) преобразование Фурье и введя потенциал $\mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi$, получим

$$\varphi(\omega, \mathbf{k}) = \frac{4\pi}{(2\pi)^3} \frac{1}{k^2 \varepsilon(\omega, \mathbf{k})} \{q_1 \delta(\omega - \mathbf{k} \mathbf{u}_1) e^{-i\mathbf{k} \mathbf{a}_0} + q_2 \delta(\omega - \mathbf{k} \mathbf{u}_2) e^{-i\mathbf{k} \mathbf{b}_0}\}, \quad (5)$$

где $\varepsilon(\omega, \mathbf{k})$ — продольная диэлектрическая проницаемость среды.

В результате обратного преобразования Фурье с помощью уравнения (5) найдем потенциал в среде при прохождении через нее пары заряженных частиц:

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \frac{4\pi}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} d\mathbf{k} \frac{1}{k^2} \left\{ q_1 \frac{e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r} - \mathbf{u}_1 t - \mathbf{a}_0)}}{\varepsilon(\mathbf{k} \mathbf{u}_1, \mathbf{k})} + q_2 \frac{e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r} - \mathbf{u}_2 t - \mathbf{b}_0)}}{\varepsilon(\mathbf{k} \mathbf{u}_2, \mathbf{k})} \right\}. \quad (6)$$

Подставляя в (6) значения $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1$ и $\mathbf{r} = \mathbf{r}_2$, для потенциала в точке нахождения первой (φ_1) и второй (φ_2) частиц соответственно получим

$$\varphi_1 = \frac{4\pi}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} d\mathbf{k} \frac{1}{k^2} \left\{ q_1 \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{k} \mathbf{u}_1, \mathbf{k})} + q_2 \frac{e^{i\mathbf{k}(\mathbf{a}_0 - \mathbf{b}_0 + \mathbf{u}_1 t - \mathbf{u}_2 t)}}{\varepsilon(\mathbf{k} \mathbf{u}_2, \mathbf{k})} \right\}, \quad (7)$$

$$\varphi_2 = \frac{4\pi}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} d\mathbf{k} \frac{1}{k^2} \left\{ q_2 \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{k} \mathbf{u}_2, \mathbf{k})} + q_1 \frac{e^{i\mathbf{k}(\mathbf{b}_0 - \mathbf{a}_0 + \mathbf{u}_1 t - \mathbf{u}_2 t)}}{\varepsilon(\mathbf{k} \mathbf{u}_1, \mathbf{k})} \right\}. \quad (8)$$

Выражения (7), (8) несколько упрощаются, если положить $\mathbf{u}_1 = \mathbf{u}_2 = \mathbf{u}$. Именно этот случай мы и рассмотрим в дальнейшем.

Пусть заряженные частицы движутся в плазме с максвелловским распределением. В этом случае функция продольной диэлектрической проницаемости задается хорошо известным выражением [2]

$$\varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = 1 + \frac{1 - J_+ \left(\frac{\omega}{k v_{Te}} \right)}{k^2 r_{De}^2} + \frac{1 - J_+ \left(\frac{\omega}{k v_{Ti}} \right)}{k^2 r_{Di}^2}, \quad (9)$$

где v_{Te} , v_{Ti} — тепловые скорости, r_{De} , r_{Di} — дебаевские радиусы электронов и ионов плазмы. Будем считать, что выполняется соотношение $u \ll v_{Te}$, v_{Ti} .

При этих предположениях для потенциалов φ_1 в точке нахождения передней заряженной частицы и φ_2 в точке нахождения задней заряженной частицы получаем выражения

$$\varphi_1 = \frac{q_2 e^{-r_0/r_D}}{r_0} - \frac{q_2 \lambda}{2\sqrt{2\pi} r_0} \left\{ \left(\frac{r_D}{r_0^2} + \frac{1}{r_D} \right) \left[e^{-r_0/r_D} \bar{\text{Ei}} \left(\frac{r_0}{r_D} \right) - e^{+r_0/r_D} \text{Ei} \left(-\frac{r_0}{r_D} \right) \right] + \frac{1}{r_0} \left[e^{-r_0/r_D} \bar{\text{Ei}} \left(\frac{r_0}{r_D} \right) + e^{+r_0/r_D} \text{Ei} \left(-\frac{r_0}{r_D} \right) \right] - \frac{2}{r_0} \right\}, \quad (10)$$

$$\varphi_2 = \frac{q_1 e^{-r_0/r_D}}{r_0} + \frac{q_1 \lambda}{2\sqrt{2\pi} r_0} \left\{ \left(\frac{r_D}{r_0^2} + \frac{1}{r_D} \right) \left[e^{-r_0/r_D} \bar{\text{Ei}} \left(\frac{r_0}{r_D} \right) - e^{+r_0/r_D} \text{Ei} \left(-\frac{r_0}{r_D} \right) \right] + \frac{1}{r_0} \left[e^{-r_0/r_D} \bar{\text{Ei}} \left(\frac{r_0}{r_D} \right) + e^{+r_0/r_D} \text{Ei} \left(-\frac{r_0}{r_D} \right) \right] - \frac{2}{r_0} \right\}, \quad (11)$$

где $1/r_D^2 = 1/r_{De}^2 + 1/r_{Di}^2$, Ei , $\bar{\text{Ei}}$ — интегральные показательные функции, $r_0 = |\mathbf{r}_0| = |\mathbf{a}_0 - \mathbf{b}_0|$ — модуль вектора относительной ориентации частиц (расстояние между частицами), z , ρ — проекции вектора $\mathbf{r}_0$ на направление $\mathbf{u}$ и перпендикулярное ему, $\lambda = u/v_{Te}$. При $u=0$ эти формулы переходят в хорошо известные выражения для дебаевского потенциала.

Формулы (10), (11) значительно упрощаются при малых ($r_0 < r_D$) и больших ($r_0 > r_D$) расстояниях между частицами. В этих случаях, используя асимптотические выражения для функций [3] $\text{Ei}(-x)$ и $\bar{\text{Ei}}(x)$ при малых и больших значениях аргументов, имеем:

а) при $r_0 < r_D$

$$\varphi_1 = \frac{q_2}{r_0} e^{-r_0/r_D} - \frac{q_2 u}{2\sqrt{2\pi} r_D v_{Te} r_D} \frac{z}{r_D} \ln \frac{\sqrt{z^2 + \rho^2}}{r_D}, \quad (12)$$

$$\varphi_2 = \frac{q_1}{r_0} e^{-r_0/r_D} + \frac{q_1 u}{2\sqrt{2\pi} r_D v_{Te} r_D} \frac{z}{r_D} \ln \frac{\sqrt{z^2 + \rho^2}}{r_D};$$

б) при $r_0 > r_D$

$$\varphi_1 = \frac{q_2}{r_0} e^{-r_0/r_D} - \frac{4 q_2 u r_D^2 z}{2\sqrt{2\pi} v_{Te} (z^2 + \rho^2)^2},$$

$$\varphi_2 = \frac{q_2}{r_2} e^{-r_2/r_D} + \frac{4 q_1 u r_D^2 z}{2\sqrt{2\pi} v_{Te} (z^2 + r^2)^2} \quad (13)$$

Если пренебречь вкладом ионов в диэлектрическую проницаемость, выражения (10), (11) перейдут в формулы для потенциалов φ_1 и φ_2 , полученные в работе [4].

Из выражений (10) и (11) для функций φ_1 и φ_2 следует, что вид потенциала взаимодействия движущихся заряженных частиц в плазме отличается от дебаевского уже при малых скоростях движения заряженных частиц. В частности, движение частиц приводит к степенной зависимости потенциала взаимодействия заряженных частиц в плазме от расстояния между ними при расстояниях между частицами, много больших дебаевского радиуса плазмы.

Авторы выражают благодарность Л. М. Горбунову за постоянный интерес к работе и ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bohr N. Mat. Fys. Med. Danske Videnskab Selsk, 18, 1948.
2. Силин В. П., Рухадзе А. А. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. Атомиздат, М., 1961.
3. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, М., 1962.
4. Akopian E. A., Matevossian G. G. Proc. of XVI ICPIG. Duesseldorfer, Fed. Rep. Germany, 1983, p. 42.

ԼԻՅՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՇԱՐԺՄԱՆ ԱԶԻՅՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՆՐԱՆՑ ԻՆՏԵՐԱԿՈՐՄԱՆ ԲՆՈՒՅԹԻ ՎՐԱ ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ

Է. Ա. ՀԱԿՈՒՅԱՆ, Հ. Հ. ՄԱԹԵՎՈՍՅԱՆ

Դիտարկված է պլազմայի միջով անցնող երկու լիցքավորված մասնիկների փոխազդեցության պոտենցիալը: Մասնիկների արագությունը փոքր է պլազմայի մասնիկների շերմային արագությունից: Ցույց է տրված, որ փոխազդեցության պոտենցիալի շեղումը սֆերիկ սիմետրիկ տեսքից տեղի ունի նույնիսկ փոքր արագությունների դեպքում:

THE EFFECT OF MOTION OF CHARGED TEST PARTICLES ON THE CHARACTER OF THEIR SCREENING IN PLASMA

E. A. AKOPYAN, G. G. MATEVOSSIAN

The interaction potential for two slowly moving particles (in comparison with the thermal motion of electrons and ions) in a plasma with Maxwell distribution has been considered. Deviations from the spherically symmetric potential were shown to take place even for low velocities of charged particles.