ПОТЕНЦИАЛ ПРОБНОГО ЗАРЯДА В ПЛАЗМЕ, НАХОДЯЩЕЙСЯ В СВЧ ПОЛЕ

Г. Г. Матевосян

УДК 533.951

Рассмотрен вопрос о влиянии СВЧ поля на дебаевскую экранировку неподвижного заряда. Получены выражения для усредненного и осциллирующего потенциала. Показано, что на больших расстояниях усредненный и осциллирующий на удвоенной частоте потенциал имеют квадрупольный характер, а потенциал, осциллирующий на основной частоте - дипольный характер.

I. В последние годы интенсивно изучаются свойства плазмы в СВЧ поле. В частности, недавно был опубликован ряд работ, в которых рассматривались поляризационные потери энергии заряженной частицей в плазме, помещенной в высокочастотное электрическое поле /I-4/. Полученная в работе /4/ зависимость потерь от направления высокочастотного поля указывала на существенное изменение характера дебаевской экранировки заряда.

В настоящей работе специально рассмотрен вопрос о влиянии СВЧ электрического поля на экранирование поля неподвижной заряженной частицы в плазме. Как и в работах /I-4/, амплитуда СВЧ поля считается меньше пороговой, так что плазма является устойчивой. Получены выражения как для усредненного по периоду ВЧ поля потенциала, так и для высокочастотного потенциала, осциллирующего на основной и на удвоенной частоте внешнего поля $\vec{E} = \vec{E}_0 \sin\omega_0 t$. Показано, что на больших расстояниях $(r > r_D)$ усредненный и осциллирующий на удвоенной частоте потенциалы имеют квадрупольный характер. Потенциал, осциллирующий на основной частоте, при этом имеет дипольный характер. Рассмотрение ограничено случаем относительно слабых полей, так что радиус осцилляций электронов меньше эффективного дебаевского радиуса ($r_E < r_D$, где $\vec{r}_E = e\vec{E}/m\omega_0^2$, $r_D = r_{De} r_{Di} / (r_{De}^2 + r_{Di}^2)^{1/2}$).

Заметим, что в случае неподвижных ионов, усредненный по времени потенциал рассмотрен в работе /5/.

2. Для нахождения потенциала воспользуемся уравнением Пуассона

$$\Delta\varphi = -4\pi\rho, \tag{I}$$

где ρ - плотность заряда в плазме:

$$\rho = \sum_\alpha e_\alpha \int f_\alpha dv + q\delta(\vec{r}), \tag{2}$$

суммирование идет по всем сортам частиц плазмы, а f_α - возмущение функции распределения частиц сорта α, возникающее из-за наличия пробной частицы, q - заряд пробной частицы.

Для нахождения $f_\alpha(\vec{r},\vec{v},t)$ воспользуемся и системой линеаризованных кинетических уравнений Власова, которые после преобразования Фурье по пространственным переменным, принимают вид

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + i\vec{k}\vec{v}f_\alpha + \frac{e_\alpha}{m_\alpha}\vec{E}_0 \sin\omega_0 t\,\frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{v}} - i\vec{k}\,\frac{e_\alpha}{m_\alpha}\,\varphi\,\frac{\partial F_\alpha}{\partial \vec{v}} = 0, \tag{3}$$

где $F_\alpha(\vec{v},t)$ - функция распределения частиц сорта α в невозмущенном состоянии.

Введя функцию (см. /I/)

$$\nu_\alpha(n) = \frac{e_\alpha}{2\pi}\int d\vec{v}_\alpha \int_{-\infty}^{+\infty} dt f_\alpha(\vec{k},\vec{v},t)\exp\left\{in\omega_0 t + ia_\alpha \sin\omega_0 t\right\},$$

для ее определения из кинетического уравнения получим

$$\nu_\alpha(n) + \delta\varepsilon_\alpha(n)\sum_\beta\sum_l J_{n-l}(a_{\alpha\beta})\nu_\beta(l) + \frac{q}{(2\pi)^3}\,\delta\varepsilon_\alpha(n)J_n(a_\alpha) = 0, \tag{4}$$

где J_n - функция Бесселя, $a_{\alpha\beta} = a_\alpha - a_\beta$, $a_\alpha = (\vec{k}\vec{v}_{E\alpha})/\omega_0$, $\vec{v}_{E\alpha} = e_\alpha\vec{E}_0/m_\alpha\omega_0$; для величины $\delta\varepsilon_\alpha(n)$, считая частицы в невозмущенном состоянии Максвелловскими, имеем выражение (см. /6/)

$$\delta\varepsilon_\alpha(n) = (kr_{D\alpha})^{-2}\left[1 - J_+(\beta_\alpha^n)\right], \tag{5}$$

где $r_{D\alpha}$ - дебаевский радиус частицы сорта α и

$$J_+(\beta) = \beta e^{-\beta^2/2}\int_{-i\infty}^{0} d\tau e^{\tau^2/2}, \quad \beta_\alpha^n = \frac{n\omega_0}{kv_{T\alpha}}.$$

При этом для фурье-компоненты потенциала из уравнения (I) получим

$$\varphi = \frac{4\pi}{k^2}\left[\sum_\alpha\sum_{n,m} J_n(a_\alpha)\exp\left[i(n-m)\omega_0 t\right]\,\nu_\alpha(m) + \frac{q}{(2\pi)^3}\right]. \tag{6}$$

Далее пренебрежем осцилляторным движением ионов ($a_i = 0$) и ограничимся наибольшими слагаемыми по параметру m/m_i, положив $\delta\varepsilon_i(0) = (kr_{Di})^{-2}$ и $\delta\varepsilon_i(n) = 0$ при $n \neq 0$.

При этих предположениях с помощью уравнения (4) для фурье-компоненты усредненного по периоду внешнего поля потенциала (6) получим выражение

$$\langle\varphi\rangle_{\vec{k},t} = \frac{4\pi}{(2\pi)^3}\frac{q}{k^2}\frac{\sum\limits_n \frac{J_n^2(a)}{1+\delta\varepsilon_e(n)}}{\delta\varepsilon_i(0)\sum\limits_n \frac{J_n^2(a)}{1+\delta\varepsilon_e(n)} + 1}. \tag{7}$$

Для высокочастотного потенциала из формул (6), (7) следует

$$\tilde{\varphi}_{\vec{k},t} = \frac{4\pi}{(2\pi)^3}\frac{q}{k^2}\times$$

$$\times\frac{\sum\limits_{n,m} J_n(a)J_m(a)\frac{\delta\varepsilon_e(m)}{1+\delta\varepsilon_e(m)}\left[\delta_{m,n} - \exp\left[i(n-m)\omega_0 t\right]\right]}{\delta\varepsilon_i(0)\sum\limits_n \frac{J_n^2(a)}{1+\delta\varepsilon_e(n)} + 1}. \tag{8}$$

3. Из формул (7),(8) наиболее просто получить потенциал в случае относительно слабых полей, для которых справедливо разложение функций Бесселя и при достаточно высоких частотах ($\omega_0 > \omega_{Le}$). В результате производя обратное преобразование фурье и ограничиваясь квадратичными по амплитуде СВЧ поля слагаемыми, получим

$$\langle\varphi\rangle_{\vec{r},t} = \frac{q}{r}\exp(-r/r_D) + \frac{q}{2r}\exp(-r/r_D)\frac{r_E^2}{r_D^2}\frac{1}{\omega_0^2 - \omega_{Le}^2}\times$$

$$\times\left\{\left[\omega_0^2\frac{r_D^4}{r_{De}^4} - \omega_{Le}^2\right]\left[\cos^2\gamma + \left(\frac{r_D}{r} + \frac{r_D^2}{r^2}\right)(3\cos^2\gamma - 1)\right] + \right.$$

$$\left. + \frac{r_D^2}{2r_{Di}^2}\left(\omega_{Le}^2\frac{r_{De}^2 + r_{Di}^2}{r_{Di}^2} - \omega_0^2\right)\left[\left(1 + \frac{r}{r_D}\right)\cos^2\gamma - 1\right]\right\} -$$

$$- \frac{q}{2r}\frac{r_D^4}{r_{De}^4}\frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega_{Le}^2}\frac{r_E^2}{r^2}(3\cos^2\gamma - 1), \tag{9}$$

$$\tilde{\varphi}^{(1)}_{\vec{r},t} = -\frac{q}{r}\exp(-r/r_D)\left[\frac{\omega^2_{Le}}{\omega^2_0-\omega^2_{Le}} + \frac{\omega^2_0 - 2\omega^2_{Le}}{\omega^2_0-\omega^2_{Le}}\frac{r^2_D}{r^2_{De}}\right] r_E\left[\frac{1}{r_D}+\frac{1}{r}\right]\times$$

$$\times \operatorname{Cos}\gamma \operatorname{Sin}\omega_0 t + \frac{q}{r}\frac{\omega^2_0-2\omega^2_{Le}}{\omega^2_0-\omega^2_{Le}}\frac{r^2_D}{r^2_{De}}\frac{r_E}{r}\operatorname{Cos}\gamma\operatorname{Sin}\omega_0 t, \qquad (10)$$

$$\tilde{\varphi}^{(2)}_{\vec{r},t} = -\frac{q}{2r}\exp(-r/r_D)\times$$

$$\times\left[\frac{\omega^2_{Le}(7\omega^2_0-\omega^2_{Le}) + (8\omega^4_0 - 17\omega^2_0\omega^2_{Le} + 3\omega^4_{Le})r^2_D/r^2_{De}}{2(\omega^2_0-\omega^2_{Le})(4\omega^2_0-\omega^2_{Le})}\right]\times$$

$$\times\frac{r^2_E}{r^2_D}\left[\operatorname{Cos}^2\gamma + \left(\frac{r_D}{r}+\frac{r^2_D}{r^2}\right)(3\operatorname{Cos}^2\gamma - 1)\right]\operatorname{Cos}(2\omega_0 t) +$$

$$+\frac{q}{4r}\frac{8\omega^4_0 - 17\omega^2_0\omega^2_{Le} + 3\omega^4_{Le}}{(\omega^2_0-\omega^2_{Le})(4\omega^2_0-\omega^2_{Le})}\frac{r^2_D}{r^2_{De}}\frac{r^2_E}{r^2}(3\operatorname{Cos}^2\gamma - 1)\operatorname{Cos}(2\omega_0 t), \qquad (11)$$

где γ – угол между направлением внешнего поля и радиусом-вектором r.

Из анализа членов, пропорциональных более высоким степеням амплитуды высокочастотного поля, следует, что формулы (9)-(11) применимы при условиях, что $r^2_E < r^2_D$, $r^2_E < r^2$.

В пределе бесконечной температуры ионов $(r_{Di}\to\infty)$ формула (9) совпадает с результатом, полученным в /5/.

Следует отметить, что при получении выражений (9)-(11) были отброшены мнимые части диэлектрических проницаемостей. Они приводят к слагаемым, пропорциональным $\exp(-r\omega_0/r_D\omega_{Le})$, которые при $\omega_0>\omega_{Le}$ малы по сравнению с учтенными.

4. Из полученных результатов видно, что при наличии СВЧ электрического поля происходит изменение дебаевской экранировки заряда. В частности, при $r>r_D$ основным в формуле (9) является последнее слагаемое и усредненный потенциал имеет вид потенциала квадруполя /5/. То же самое имеет место для высокочастотного потенциала (11), осциллирующего на удвоенной частоте внешнего поля. В отличие от этого потенциал (10), изменяющийся с часто-

той внешнего поля, на больших расстояниях ($r>r_D$) имеет дипольный характер.

Следует заметить, что полученная в работе /4/ угловая зависимость поляризационных потерь энергии тяжелой заряженной частицы в плазме, помещенной в высокочастотное электрическое поле, имеет вид $(3\cos^2\chi - 1)$. Этот результат связан с квадрупольным характером усредненного потенциала на больших расстояниях.

В заключение выражаю свою благодарность Л. М. Горбунову за руководство и ценные советы.

Поступила в редакцию
19 октября 1973 г.

Литература

1. Ю. М. Алиев, Л. М. Горбунов, Р. Р. Рамазашвили. ЖЭТФ, 61, 1477 (1971).
2. Т. Л. Тавдгиридзе, Н. Л. Цинцадзе. ЖЭТФ, 58, 975 (1970).
3. Y. Katayama. J. Phys. Soc. Japan, 31, 959 (1971).
4. Г. Г. Матевосян. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 7, 13 (1972).
5. Ю. И. Балкарей, Э. М. Эпштейн. ФТТ, 14, 741 (1972).
6. В. П. Силин, А. А. Рухадзе. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. Атомиздат, 1961 г.