

УДК 537.534.7

К ТЕОРИИ ПРОХОЖДЕНИЯ БЫСТРЫХ ИОННЫХ ДИКЛАСТЕРОВ СКВОЗЬ ТОНКИЕ ФОЛЬГИ

Л. М. Горбунов, Г. Б. Нерсисян

Рассмотрено прохождение двух быстрых близко расположенных ионов сквозь слой вещества, содержащего свободные электроны. Проанализированы эффекты, связанные с взаимодействием ионов посредством кильватерных и поверхностных полей. Обсуждается возможность измерения поверхностных полей.

Быстрая заряженная частица, проходя через материальную среду, возбуждает за собой колебания плотности электронов [1]. Первоначально электрическое поле такого кильватерного следа исследовалось только в той точке, где находится частица и где оно определяет так называемые поляризационные потери энергии [2, 3]. Создание ускорителей молекулярных ионов сделало возможным получение ионных кластеров (групп близко расположенных ионов) и более полное исследование кильватерного поля, определяющего взаимодействие между частицами кластера [4, 5]. Эксперименты, проведенные с достаточно тонкими фольгами, сквозь которые проходили дикластеры (два иона), интерпретировались на основе представлений о кильватерном поле, которое одна движущаяся заряженная частица создает в безграничной среде [6].

В настоящей работе обсуждается более реалистическая ситуация, когда дикластер проходит сквозь слой вещества, содержащего свободные электроны (модель плазмы). Используя выражения для электрического поля [7], возникающего на всех этапах движения частицы (приближение к границе слоя, движение внутри слоя, выход из слоя) исследовано взаимодействие между частицами дикластера. Проанализированы объемные и поверхностные эффекты. Выявлены условия, при которых можно пренебречь поверхностными эффектами. Обсуждается возможность измерения поверхностных полей.

Поля, индуцируемые быстрой, но не релятивистской заряженной частицей, пересекающей нормально к поверхности плоские границы вакуум – плазма и плазма – вакуум, найдены в работе [7]. Там показано, что при приближении частицы к границе плазмы

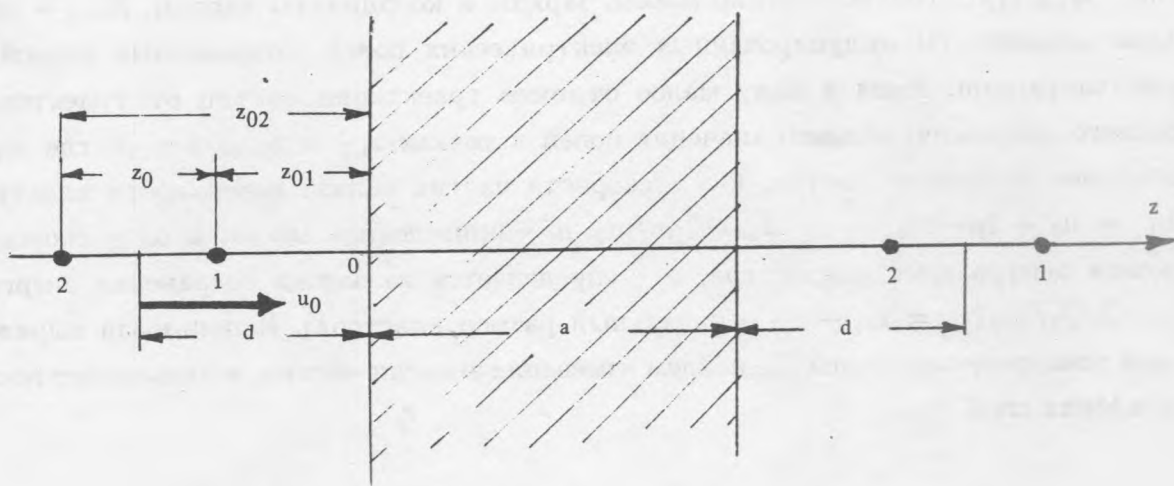
со стороны вакуума индуцированное ею поле близко к полю "изображения" [2], если частица удалена от границы на расстояние большое по сравнению с u_0/ω_p , где u_0 – скорость частицы, ω_p – плазменная частота. Если же расстояние между частицей и поверхностью соизмеримо с u_0/ω_p или меньше, то индуцированное поле отличается от поля "изображения". В частности, в момент пересечения частицей границы плазмы индуцированная поверхностная плотность заряда σ не сосредоточена в одной точке, как это имеет место в электростатике, а "размазана" по области с масштабом u_0/ω_p . Через интервал времени порядка ω_p^{-1} после вхождения частицы в плазму в вакууме остается только поле поверхностных колебаний, осциллирующее на частоте $\omega_0 = \omega_p/\sqrt{2}$. Оно локализовано как в продольном, так и в поперечном направлениях на масштабе u_0/ω_0 . Это поле имеет дипольный характер, и связанный с ним полный поверхностный заряд равен нулю. Индуцированный же на поверхности заряд "изображения", равный по абсолютной величине заряду частицы, но имеющий противоположный знак, после пересечения частицей поверхности начинает осциллировать на плазменной частоте ω_p . Поле этого заряда экранирует кильватерное поле частицы и обеспечивает то, что изменяющееся на частоте ω_p поле равно нулю в вакууме.

Внутри плазмы, помимо поля поверхностной волны, возникает приповерхностное локализованное поле, осциллирующее на плазменной частоте. Оба эти поля затухают с характерным временем $t \gtrsim 2/\nu$, где ν – эффективная частота столкновений электронов плазмы.

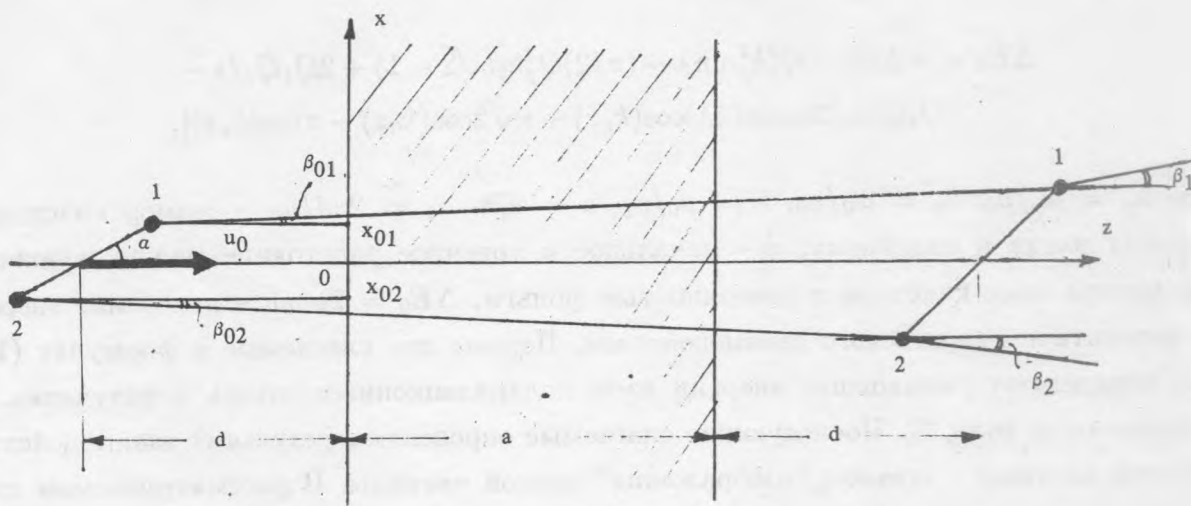
Поле, которое быстро движущаяся частица создает в объеме плазмы, близко к кулоновскому перед частицей и представляет волну сзади за частицей (кильватерная волна). Плотность индуцированного кильватерного заряда сосредоточена в узкой области с поперечным размером v_T/ω_p , где v_T – тепловая скорость электронов плазмы.

При приближении частицы ко второй границе слоя на ней индуцируется поверхностная плотность заряда, хотя полный поверхностный заряд остается равным нулю. После выхода частицы из плазмы этот поверхностный заряд начинает осциллировать на частотах ω_0 и ω_p . Помимо этого, за время ω_p^{-1} возникает отличный от нуля поверхностный заряд, величина которого осциллирует на частоте ω_p относительно среднего значения, равного заряду частицы, но имеющего противоположный знак.

Рассмотрим прохождение дикластера через пластинку плазмopodobной среды с толщиной a . Начнем с более простого одномерного случая, когда частицы дикластера движутся строго друг за другом вдоль оси Oz , перпендикулярной к поверхности пластинки (рис. 1а). Уравнения движения частиц имеют вид:



а



б

Рис. 1. Схема, иллюстрирующая прохождение ионного дикластера через слой вещества: а) одномерный случай – ось кластера параллельна направлению его движения; б) случай наклонного движения кластера.

$$m_1 d^2 z_1 / dt^2 = Q_1 [E_{z1}(z_1, t) + E_{z2}(z_1, t)] + Q_1 Q_2 / (z_1 - z_2)^2,$$

$$m_2 d^2 z_2 / dt^2 = Q_2 [E_{z1}(z_2, t) + E_{z2}(z_2, t)] - Q_1 Q_2 / (z_1 - z_2)^2,$$

где $m_{1,2}, Q_{1,2}, z_{1,2}$ – соответственно массы, заряды и координаты частиц, $E_{z_{1,2}}$ – продольные компоненты индуцированных электрических полей, создаваемых первой и второй частицами. Имея в виду малое отличие траектории частиц от траектории свободного движения, возьмем значения полей в точках $z_{1,2} = z_{01,02} + u_{1,2}t$, где $z_{01,02}$ – начальное положение частиц, $u_{1,2}$ – скорости частиц вблизи поверхности пластинки $u_1 = u_0 + 2\mu v/m_1, u_2 = u_0 - 2\mu v/m_2, \mu$ – приведенная масса, а u_0 – скорость движения центра масс дикластера, v – определяется из закона сохранения энергии $\mu v^2 = Q_1 Q_2 / 2z_0$ ($z_0 = z_{01} - z_{02}$ – начальный размер кластера). Используя выражения для электрических полей [7], найдем изменение энергии частиц, возникающее после прохождения слоя

$$\Delta E_1 = \Delta E_0 - Q_1^2 k_p^2 a \ln \lambda - (\pi/2) Q_1^2 k_p (\sqrt{2} - 1) - 2Q_1 Q_2 / z, \quad (1)$$

$$\Delta E_2 = -\Delta E_0 - Q_2^2 k_p^2 a \ln \lambda - (\pi/2) Q_2^2 k_p (\sqrt{2} - 1) + 2Q_1 Q_2 / z - \\ - Q_1 Q_2 k_p [2k_p a \ln(2\lambda) \cos(k_p z) + \pi \sqrt{2} \cos(k_0 z) - \pi \cos(k_p z)], \quad (2)$$

где $k_p = \omega_p / u_0, k_0 = \omega_0 / u_0, \lambda = u_0 / v_T, z = z_1 - z_2 = 2vd / u_0$ – размер кластера в момент влета в пластинку, d – начальное и конечное расстояние между положением центра масс кластера и поверхностью фольги, $\Delta E_0 = 2\mu u_0 v$ – изменение энергии в результате кулоновского взаимодействия. Первые два слагаемые в формулах (1) и (2) определяют уменьшение энергии из-за поляризационных потерь и излучения поверхностных волн [7]. Последующие слагаемые определяют результат взаимодействия данной частицы с зарядом "изображения" другой частицы. В рассматриваемом нами приближении $k_p z \gtrsim 1, k_p d \gg 1$ и $a \gtrsim z$ эти слагаемые малы по сравнению с последними тремя слагаемыми в формуле (2), которые отвечают взаимодействию второй частицы с осциллирующими полями, созданными первой частицей. Первое слагаемое из этих трех описывает результат действия кильватерного поля, а последующие два – результат действия поверхностных полей, изменяющихся соответственно с частотами ω_0 и ω_p . Знак изменения энергии в осциллирующих слагаемых зависит от размера кластера z . В рассматриваемом нами случае $k_p a > 1$ наибольшую амплитуду имеет слагаемое, связанное с кильватерным полем. Этот вывод достаточно очевиден. Действие кильватерного поля продолжается в течение времени a / u_0 , в то время как действие приповерхностных полей длится только в течение времени ω_0^{-1} или ω_p^{-1} . Однако имеются определенные

размеры кластеров, при которых действие кильватерного поля слабо и эффекты от поверхностных полей преобладают. Это имеет место при выполнении условия

$$|k_p z - \pi n/2| < \pi |\cos(\pi n/2\sqrt{2})| / \sqrt{2}(k_p a) \ln(2\lambda), \quad (3)$$

где $n = 1, 3, 5, \dots$

Рассмотрим теперь действие поперечных, радиальных полей на частицы кластера. Будем считать, что в начальный момент времени ось дикластера ориентирована под углом α к направлению движения его центра масс (рис. 16). Имея в виду то, что для одномерного дикластера, когда величина $x = x_1 - x_2$ равна нулю, действующая на частицы поперечная сила отсутствует, запишем уравнения движения частиц в поперечном направлении в виде:

$$\frac{m_1 d^2 x_1}{dt^2} = Q_1(x_1 - x_2) \frac{\partial E_{x_2}(x_1, z_1, t)}{\partial x} \Big|_{x=0} + \frac{Q_1 Q_2 x}{z^3}, \quad (4)$$

$$\frac{m_2 d^2 x_2}{dt^2} = Q_2(x_2 - x_1) \frac{\partial E_{x_1}(x_2, z_2, t)}{\partial x} \Big|_{x=0} - \frac{Q_1 Q_2 x}{z^3}. \quad (5)$$

Ограничиваясь в формулах (3), (4) первыми членами разложения поля, мы предполагаем, что в момент влета $x = x_1 - x_2 = ztg\alpha < u_0/\omega_p$.

В модели "холодной" плазмы радиальные компоненты кильватерных и поверхностных полей имеют сингулярности на оси движения частицы при $x = 0$ [7]. При учете теплового движения электронов эта сингулярность исчезает и при $x = 0$ соответствующие компоненты равны нулю. Затем с увеличением x они нарастают и достигают максимума при $x \sim r_D = v_T/\omega_p$. Используя выражение для кильватерного поля, полученное в кинетической теории [8], а также выражение для поверхностных полей, полученное в гидродинамической модели с учетом теплового давления, найдем из формул (3), (4) изменение угла движения каждой из частиц после прохождения фольги:

$$\Delta\beta_1 = \beta_1 - \beta_{01} = -\frac{Q_1 Q_2 \sin\alpha}{4zm_1 u_0^2} \left(1 + \frac{4a}{z}\right), \quad (6)$$

$$\Delta\beta_2 = \beta_2 - \beta_{02} = \frac{Q_1 Q_2 \sin\alpha}{4zm_2 u_0^2} \left(1 + \frac{4a}{z}\right) + \frac{Q_1 Q_2 k_p^2 z}{m_2 u_0^2} \sin\alpha \{ \lambda^2(k_p a) \sin(k_p z) + + 3\lambda[\sin(k_0 z) - \sin(k_p z)] \}, \quad (7)$$

где $\beta_{01} = (2\mu v/m_1 u_0) \sin\alpha$, $\beta_{02} = -(2\mu v/m_2 u_0) \sin\alpha$ - направления движения частиц относительно оси Oz после кулоновского взаимодействия. Принято, что в момент влета

$x \lesssim r_D$, и опущены малые слагаемые, возникающие из-за поляризационных потерь. Выражение (5) и первое слагаемое в формуле (6) определяют изменение угла движения частиц из-за взаимодействия с полем "изображения". Остальные слагаемые в формуле (6) определяют изменение угла движения заднего иона под действием осциллирующих со временем полей. Среди них наибольшую амплитуду имеет первое слагаемое, которое характеризует действие кильватерного поля. Однако, при условии ($n = 1, 2, 3, \dots$)

$$|k_p z - \pi n| < \frac{3r_D}{a} |\sin(\pi n/\sqrt{2})|. \quad (8)$$

это слагаемое мало и основную роль в изменении угла играет предпоследнее слагаемое формулы (6), которое характеризует действие на ион поля поверхностных колебаний.

Приведем оценки величины эффектов взаимодействия ионов дикластера посредством кильватерных и приповерхностных полей. В соответствии с постановкой эксперимента [6] будем считать, что кластер из двух ионов с зарядом Q возникает в вакууме и имеет начальный размер r_0 и угол ориентации α (рис. 16). В результате "кулоновского взрыва" ионы кластера разлетаются друг от друга и к моменту времени подхода к фольге (d/u_0) их энергия изменяется на величину $\Delta E_0 = tu_0 v \cos \alpha$, а угол движения равен $\beta_0 = v \sin \alpha / u_0$. Если принять, что начальная энергия иона $E_0 = tu_0^2/2 = 1$ МэВ и начальный размер кластера 5 \AA , то при $\alpha = 0$ (одномерный случай) найдем $\Delta E \simeq 2,4$ кэВ. Согласно формуле (2), максимальное изменение энергии задней частицы под действием кильватерного поля в фольге с толщиной 10^3 \AA и расположенной на расстоянии 10 мкм от источника составляет около 1 кэВ, в то время как действие поверхностных полей изменяет энергию только на 10 эВ. Для кластера, ориентированного под углом $\alpha = 0, 2^\circ$, угол β_0 составляет $4 \cdot 10^{-6}$. Под действием кильватерного поля задняя частица может значительно изменить угол своего движения ($|\Delta \beta_2| \approx 10^{-3}$). Если выполнено условие (7), то основную роль в изменении угла играют поверхностные поля и соответствующее значение $\Delta \beta_2$ равно $2,6 \cdot 10^{-6}$. Как видно, и в этом случае изменение угла значительно.

Таким образом, приближение бесконечной среды при интерпретации экспериментов с фольгами оправдано, если выполняется условие $k_p a > 1$. Однако для кластеров с определенными размерами влияние кильватерных полей может быть мало и в этих условиях возможно проявление эффектов от поверхностных полей. Особенно значительно это проявление в изменении угла движения задней частицы кластера.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Bohr N. Dan. Vidensk. Selsk., Mat.-Fys. Medd, **18**, 1 (1948).
- [2] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1982.
- [3] Рязанов М. И. Электродинамика конденсированного вещества. М., Наука, 1984.
- [4] Remilkieux J. Nucl. Instr. and Meth., **170**, 31 (1980).
- [5] Gemmel D. S. Nucl. Instr. and Meth., **170**, 41 (1980).
- [6] Kumbartzki G. J. et al. Nucl. Instr. and Meth., **194**, 291 (1982).
- [7] Горбунов Л. М., Матевосян Г. Г., Нерсисян Г. Б. ЖЭТФ, **102**, 841 (1992).
- [8] Акопян Э. А. Канд. диссертация, Ер. ГУ, Ереван, 1982.

Поступила в редакцию 12 июля 1993 г.