Известия НАН Армении, Физика, т. 32, № 1, с. 27-34 (1997)

УДК 537.533.3

ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИИ НА ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ БЫСТРОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЕЙ, ДВИЖУЩЕЙСЯ ПАРАЛЛЕЛЬНО ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛА

Г.Б. НЕРСИСЯН, Г.Г. МАТЕВОСЯН, Э.А. АКОПЯН, Р.А. ГЕВОРКЯН

Институт радиофизики и электроники НАН Армении

(Поступила в редакцию 27 сентября 1996г.)

Рассмотрены потери энергии быстрой заряженной частицей, движущейся параллельно плоской поверхности металла с учетом пространственной дисперсии. Предполагается, что электроны отражаются от поверхности металла зеркально. Получены выражения для дифференциальной вероятности потерь энергии. Показано, что учет пространственной дисперсии уменьшает вероятность потерь по сравнению со средой без дисперсии на 30–40%.

1. Введение

В последнее время в научной литературе интенсивно обсуждаются различные аспекты взаимодействия пучков быстрых и медленных заряженных частиц с поверхностью твердого тела.

Пересечение или параллельное движение пучка частиц границ раздела вакуум–металл и вакуум–плазма связаны с целой совокупностью приповерхностных поляризационных процессов. В частности эти процессы проявляются при рассмотрении дифракции электронов низких энергий вблизи границы раздела [1,2], при рассмотрении задач эмиссионной электроники [1,3], а также при объяснении некоторых особенностей спектра конвой–электронов [4,5] и динамики дикластеров заряженных частиц [6,7].

В наших предыдущих работах исследован спектр потерь энергии быстрой заряженной частицей, движущейся параллельно поверхности слоя [8] и клинообразного твердого тела [9] без учета пространственной дисперсии.

В настоящей работе при расчете спектра потерь энергии частицей, движущейся параллельно плоской границе вакуум—металл учтена пространственная дисперсия. В отличие от работ [10,11], где рассмотрена медленная частица, исследованы потери быстрой частицы (скорость движения больше Фермиевской скорости электронов металла).

2. Общие соотношения

Рассмотрим частицу с зарядом q, движущуюся в полупространстве $z<0$ на расстоянии d от плоской поверхности твердого тела с постоянной скоростью u, направленной вдоль оси x. Для вычисления потенциала частицы используем метод, развитый в работах [12,13] для случая зеркального отражения электронов среды от границы, когда решение задачи с границей раздела удается свести к решению задачи в двух безграничных однородных средах. При этом необходимо найти закон продолжения из одной среды в другую выражения для плотности заряда, создаваемого частицей. Этот закон следует из уравнения Пуассона для Фурье-компонент электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{k}_\perp,\omega,z)$:

$$\frac{\partial}{\partial z}E_z(\mathbf{k}_\perp \mathbf{k}_\perp;\omega,z)+i\mathbf{k}_\perp\mathbf{E}_\perp(\mathbf{k}_\perp,\omega,z)=4\pi\rho(\mathbf{k}_\perp,\omega,z), \qquad (1)$$

где $\mathbf{k}_\perp=(k_x,k_y)$, $\mathbf{E}_z(\mathbf{k}_\perp,\omega,z)$ и $\mathbf{E}_\perp(\mathbf{k}_\perp,\omega,z)$ компоненты электрического поля поперек и вдоль поверхности $z=0$. Из выражения (1) видно, что $\rho(\mathbf{k}_\perp,\omega,z)$ продолжается в область $z>0$ четно.

Рассмотрим плотность заряда частицы, которую напишем в следующем виде:

$$\rho_0(\mathbf{r},t)=q\delta(x-ut)\delta(y)\delta(z+d).$$

Тогда Фурье-компонента плотности заряда имеет вид

$$\rho_0(k_x,\omega,z)=q\delta(\omega-k_xu)\delta(z+d)/(2\pi)^2.$$

Продолжая четно функцию $\rho_0(k_x,\omega,z)$ в область $z>0$ и учитывая, что скачок нормальной компоненты электрического поля на границе приводит к поверхностным зарядам, получим:

$$\rho_0(k_x,k_y,\omega,z)=q\delta(\omega-k_xu)[\delta(z+d)+\delta(z-d)-2\eta(k_x,\omega)\delta(z)]/(2\pi)^2,$$

$$\rho_2(k_x,k_y,\omega,z)=2q\delta(\omega-k_x u)\eta(k_y,\omega)\ \delta(z)/(2\pi)^2,$$

где индексы 1 и 2 относятся к первой ($z<0$) и второй ($z>0$) среде, а величину $\eta(k_y,\omega)$ можно найти из граничных условий.

Таким образом, задача с границей сводится к решению двух задач в однородных безграничных средах с диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_1(\omega,k)$ и $\varepsilon_2(\omega,k)$ и зарядами

$$\rho_1(\mathbf{k},\omega)=2q\delta(\omega-k_x u)[\cos((k_z,d)-\eta(k_y,\omega)]/(2\pi)^3,$$

$$\rho_2(\mathbf{k},\omega)=2q\delta(\omega-k_x u)\eta(k_y,\omega)/(2\pi)^3,$$

где $\mathbf{k}=(\mathbf{k}_\perp,k_z)$.

Используя известную связь [14] между потенциалом $\varphi_{1,2}(\mathbf{k},\omega)$ и плотностью заряда $\rho_{1,2}(\mathbf{k},\omega)$, после обратного преобразования Фурье найдем:

$$\varphi_1(k_x,k_y,\omega,z)=\frac{q}{\pi^2}\delta(\omega-k_x u)\left\{\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{dk_z\cos(k_z d)}{k^2\varepsilon_1(\omega,k)}-\eta(k_y,\omega)\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{dk_z}{k^2\varepsilon_1(\omega,k)}\right\}, \quad (2)$$

$$\varphi_2(k_x,k_x,\omega,z)=\frac{q}{\pi^2}\delta(\omega-k_x u)\eta(k_y,\omega)\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{dk_z}{k^2\varepsilon_2^2(\omega,k)}, \quad (3)$$

где $k^2=k_x^2+k_y^2+\omega^2/u^2$.

Неизвестную функцию $\eta(k_y,\omega)$ можно найти из условий непрерывности тангенциальной компоненты напряженности электрического поля или $\varphi_1(z=-0)=\varphi_2(z=+0)$:

$$\eta(k_y,\omega)=\frac{\displaystyle\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{dk_z\cos(k_z d)}{k^2\varepsilon_1(\omega,k)}}{\displaystyle\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{dk_z}{k^2}\left[\frac{1}{\varepsilon_1(\omega,k)}+\frac{1}{\varepsilon_2(\omega,k)}\right]}.$$

Заметим, что выражения (2) и (3) совпадают с реальными значениями потенциалов лишь в областях $z<0$ и $z>0$ соответственно.

В интересующем нас случае границы раздела вакуума $(\varepsilon_1(\omega,k)=1)$ и полуограниченного твердого тела $(\varepsilon_2(\omega,k)=\varepsilon(\omega,k))$ имеем

$$\eta(k_y,\omega)=\frac{\exp(-\chi d)}{1+\varepsilon_s(\omega,k_y)}, \quad (4)$$

$$\varepsilon_s(\omega,k_y)=\frac{2\chi}{\pi}\int_0^{\infty}\frac{dk_z}{k^2\,\varepsilon(\omega,k)}\,, \tag{5}$$

где $\chi=\sqrt{k_y^2+\omega^2/u^2}$. Из формул (2), (4) и (5) для индуцированного в вакууме потенциала частицы получим:

$$\varphi_{ind}(\mathbf{r},t)=\frac{q}{2\pi u}\int_{-\infty}^{+\infty}d\omega\exp\left(i\frac{\omega}{u}\xi\right)\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{dk_y\exp(ik_y y)}{\chi}\exp[-\chi(d-z)]\frac{\varepsilon_s(\omega,k_y)-1}{\varepsilon_s(\omega,k_y)+1}, \tag{6}$$

где $\xi=x-ut$. Если в формуле (5) не учитывать пространственную дисперсию $(\varepsilon(\omega,k)=\varepsilon(\omega))$, то $\varepsilon_s(\omega,k_y)=1/\varepsilon(\omega)$, и выражение (6) совпадает с приведенным в [15].

Потери энергии заряженной частицей на единице пути определяются из формулы (6). Учитывая определение дифференциальной вероятности потерь энергии (ДВПЭ) [16], из (6) следует:

$$-\frac{dW}{dx}=\int_0^{\infty}\hbar\omega P(\omega)d\omega,$$

где

$$P(\omega)=\frac{2q^2}{\pi\hbar u^2}\int_0^{\infty}\frac{dk_y}{\chi}\exp(-2\chi d)\,\mathrm{Im}\frac{1-\varepsilon_s(\omega,k_y)}{1+\varepsilon_s(\omega,k_y)}. \tag{7}$$

3. Модельная диэлектрическая проницаемость металла

Рассмотрим теперь движение заряженной частицы параллельно плоской поверхности проводящей полубесконечной среды (металл). Для описания последней используем гидродинамическое выражение для диэлектрической проницаемости, в котором учтено влияние динамического давления на движение электронной жидкости (см., например, [17]):

$$\varepsilon(\omega,k)=1+\frac{\omega_p^2}{k^2 v_0^2-\omega(\omega+i\upsilon)}, \tag{8}$$

где ω_p, ν, v_F – соответственно плазменная частота, эффективная частота столкновений и Фермиевская скорость электронов среды, $v_0=v_F\sqrt{5}/3$ (заметим, что из диэлектрической проницаемости Линдхарда для вырожденного электронного газа при больших значениях фазовой скорости следует $v_0=v_F\sqrt{5/3}$ [17]).

Подставляя выражение (8) в (5), для $\varepsilon_s(\omega,k_y)$ получим:

$$\varepsilon_s(\omega,k_y)=\frac{1}{\varepsilon(\omega)}+\frac{\varepsilon(\omega)-1}{\varepsilon(\omega)}\frac{\chi}{\sqrt{2G}}(\sqrt{1+\Lambda/G}+i\sqrt{1-\Lambda/G}), \qquad (9)$$

где

$$\varepsilon(\omega)=1-\frac{\omega_p^2}{\omega(\omega+i\upsilon)} \qquad (10)$$

есть диэлектрическая проницаемость свободного электронного газа ($v_0=0$),

$$G=\sqrt{\Lambda^2+(\upsilon\omega/v_0^2)^2}, \qquad (11)$$

$$\Lambda=k_y^2+(\gamma^2\omega_p^2-\omega^2)/\gamma^2v_0^2; \qquad (12)$$

$\gamma^{-2}=1-\beta^2$, $\beta=v_0/u$. Дальнейшие расчеты будем проводить для значений β<1 (быстрая заряженная частица), поскольку сама формула (8) справедлива при больших значениях фазовой скорости [17].

Для реальных проводников эффективная частота столкновений много меньше плазменной частоты: $\upsilon<<\omega_p$ [14,17]. Поэтому в формулах (7)-(11) перейдем к пределу $\upsilon\to 0$:

$$\varepsilon_s(\omega,k_y)=\frac{1}{\varepsilon(\omega)}+\frac{\varepsilon(\omega)-1}{\varepsilon(\omega)}\frac{\chi}{\sqrt{2|\Lambda|}}(\sqrt{1+\Lambda/|\Lambda|}+i\sqrt{1-\Lambda/|\Lambda|}).$$

Из выражения (12) следует, что Λ>0 при $\omega<\gamma\omega_p$ или $\omega>\gamma\omega_p$, $k_y>\sqrt{\omega^2-\gamma^2\omega_p^2}/\gamma v_0$. Следовательно, в этих областях

$$\varepsilon_s(\omega,k_y)=\frac{1}{\varepsilon(\omega)}+\frac{\varepsilon(\omega)-1}{\varepsilon(\omega)}\frac{\chi}{\sqrt{\Lambda}},\quad \mathrm{Im}\{\varepsilon_s(\omega,k_y)\}\to -0. \qquad (13)$$

Последнее соотношение в формуле (13) означает, что в вышеуказанных областях частот и волнового вектора частица теряет энергию за счет возбуждения коллективных приповерхностных колебаний [11].

При $\omega>\gamma\omega_p$, $k_y<\sqrt{\omega^2-\gamma^2\omega_p^2}/\gamma v_0$ из выражения (12) следует: Λ<0. Тогда

$$\varepsilon_s(\omega, k_y) = \frac{1}{\varepsilon(\omega)} + i\frac{\varepsilon(\omega)-1}{\varepsilon(\omega)}\frac{\chi}{\sqrt{|\Lambda|}}; \quad \mathrm{Im}\{\varepsilon_s(\omega,\chi)\} \neq 0. \qquad (14)$$

Как следует из последнего соотношения формулы (14), в рассматриваемых областях частот и волнового вектора частица теряет энергию за счет одночастичных возбуждений [11].

С учетом вышесказанного из формул (7), (13) и (14) для коллективных ($P_1(\omega)$) и одночастичных ($P_2(\omega)$) возбуждений получим:

$$P_1(\omega) = \frac{\gamma q^2}{\hbar u^2}\frac{\omega_s^2}{\omega^2} f(\omega) \exp\left[-\frac{2d}{v_a}\left(\omega - \frac{\omega_s^2}{\omega}\right)\right] \text{ при } \omega \geq \omega_2 = \omega_s / \sqrt{1-\beta},$$

$P_1(\omega)=0$ при $\omega<\omega_2$,

$$P_2(\omega) = \frac{2q^2}{\pi\hbar u^2}\cdot\int_0^1 dx \frac{\sqrt{1-x^2}}{h(\omega)-x^2} \exp\left[-2\frac{\omega}{u} d\sqrt{x^2 g(\omega)+1}\right] \text{ при } \omega \geq \gamma\omega_p,$$

$P_2(\omega)=0$ при $\omega<\gamma\omega_p$, где $\omega_s=\omega_p/\sqrt{2}$ – частота поверхностных колебаний без учета пространственной дисперсии [1],

$$f(\omega) = \omega_s^2 / \sqrt{(\omega^2-\omega_1^2)(\omega^2-\omega_2^2)}, \quad \omega_1 = \omega_s / \sqrt{1+\beta} < \omega_2,$$

$$h(\omega) = \frac{(\omega^2-\omega_1^2)(\omega^2-\omega_2^2)}{\omega^2(\omega^2-\gamma^2\omega_p^2)}, \quad g(\omega) = \frac{\omega^2-\gamma^2\omega_p^2}{\gamma^2\beta^2\omega^2}.$$

Для выяснения свойств функции $P_2(\omega)$ рассмотрим её предельные значения:

$$P_2(\omega) \approx \frac{q^2}{\hbar u^2}\frac{\omega_s^2}{\omega^2}\exp\left(-2\frac{\omega}{u}d\right) \text{ при } \omega \gg \gamma\omega_p,$$

$$P_2(\omega) \approx \frac{4\gamma^2 q^2}{\hbar\omega_p u^2}(\omega-\gamma\omega_p)\exp\left(-2\gamma\frac{\omega_p}{u}d\right) \text{ при } \omega\to\gamma\omega_p.$$

Из этих формул видно, что спектр потерь энергии на одночастичные возбуждения имеет максимум вблизи значения $\omega\approx\gamma\omega_p$. Наличие этого максимума связано с бесстолкновительным затуханием поверхностных колебаний [10,11].

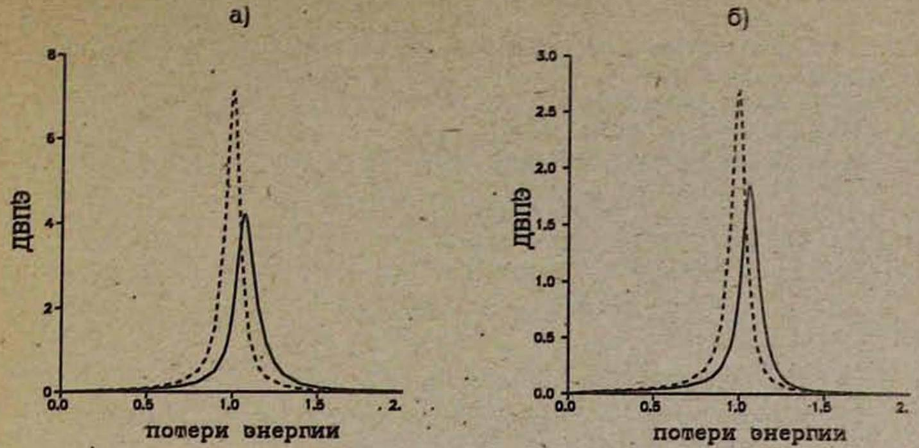

Рис. 1. Зависимость безразмерной дифференциальной вероятности потерь энергии $((\hbar u^2/q^2)P(\omega))$ от теряемой частицей энергии (ω/ω_s) в модели свободного электронного газа (пунктирная линия) и с учетом пространственной дисперсии (сплошная линия) для значений параметров: $\beta=0.1$, $\upsilon/\omega_s=0.1$, а) $\omega_s d/v_0=2$, б) $\omega_s d/v_0=5$.

На рис. 1 показана зависимость ДВПЭ $((\hbar u^2/q^2)P(\omega))$ от теряемой частицей энергии (ω/ω_s) в модели свободного электронного газа и с учетом пространственной дисперсии. Расчеты основаны на выражениях (7)–(12). Как видно из приведенных рисунков, пространственная дисперсия уменьшает вероятность потерь энергии по сравнению с моделью свободного электронного газа примерно на 30–40%. Это связано с тем обстоятельством, что учет пространственной дисперсии в формуле (8) означает наличие упругой силы, которая ограничивает подвижность электронной жидкости и, следовательно, вероятность потерь энергии пробной частицей.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Э.Зенгуил.** Физика поверхности. М., "Мир", 1990.
2. **P.M.Echenique, J.B.Pendry.** J. Phys. C, **8**, 2936 (1975).
3. **P.M.Echenique et al.** Phys. Rev. B, **23**, 6486 (1981).
4. **J.Burgdörfer.** Nucl. Instrum. and Methods B, **24/25**, 139 (1987).
5. **T.Iitaka et al.** Phys. Rev. Lett., **65**, 3160 (1990).
6. **Л.М.Горбунов, Г.Б.Нерсисян.** Краткие сообщения по физике (ФИАН), №5-6, 53 (1993).
7. **Г.Б.Нерсисян, Г.Г.Матевосян.** Изв. ВУЗов, Радиофизика, **38**, 1241 (1995).
8. **Г.Б.Нерсисян, Г.Г.Матевосян, Р.А.Геворкян.** Изв. НАН Армении, Физика, **30**, №5, 191 (1995).

9. Г.Б.Нерсисян, Г.Г.Матевосян, Р.А.Геворкян. Изв. НАН Армении, Физика, 31, №1, 23 (1996).
10. T.L.Ferrell, P.M.Echenique, R.H.Ritchie. Solid State Commun., 32, 419 (1979).
11. R.Núñez, P.M.Echenique, R.H.Ritchie. J. Phys. C, 13, 4229 (1980).
12. R.H.Ritchie, A.L.Marusak. Surf. Sci., 4, 234 (1966).
13. V.Celli. Surface Physics. Vienna, IAEA, 1974.
14. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М., "Наука", 1982.
15. N.R.Arista. Phys. Rev. A, 49, 1885 (1994).
16. L.D.Marks. Solid State Commun., 43, 727 (1982).
17. J.Lindhard. K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd., 18, 1 (1954).

ՏԱՐԱԾԱԿԱՆ ԴԻՍՊԵՐՍԻԱՅԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՄԵՏԱՂԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԻՆ ԶՈՒԳԱՀԵՌ ՇԱՐԺՎՈՂ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ԱՐԱԳ ՄԱՍՆԻԿԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԿՈՐՈՒՍՏՆԵՐԻ ՎՐԱ

Հ.Բ. ՆԵՐՍԻՍՅԱՆ, Հ.Հ. ՄԱԹԵՎՈՍՅԱՆ, Է.Ա. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Ռ.Ա. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Տարածական դիսպերսիայի հաշվառմամբ դիտարկված են լիցքավորված արագ մասնիկի էներգիայի կորուստները, որոնք առաջանում են մետաղի հարթ մակերևույթին զուգահեռ շարժվելիս: Ենթադրվում է, որ մետաղի էլեկտրոնները անդրադառնում են մակերևույթից հայելային օրենքով: Գտնված են արտահայտություններ էներգիայի կորուստների դիֆերենցիալ հավանականության համար: Ցույց է տրված, որ տարածական դիսպերսիան 30-40%-ով փոքրացնում է կորուստների հավանականությունը ոչ դիսպերսիվ միջավայրի համեմատությամբ:

EFFECT OF SPACE DISPERSION ON THE ENERGY LOSSES OF A FAST CHARGED PARTICLE MOVING PARALLEL TO A METAL SURFACE

H.B. NERSISYAN, G.G. MATEVOSYAN, E.A. ACOPYAN, and R.A. GEVORKYAN

Energy losses of a fast charged particle moving parallel to a flat metal surface are studied with account of the space dispersion. It is assumed that electrons are mirror reflected from the metal surface. Expressions are obtained for the differential energy loss probability. It is shown that consideration of the space dispersion reduces the loss probability in comparison with the medium without dispersion for 30-40%.