

ВЛИЯНИЕ МИКРОШЕРОХОВАТОСТЕЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ НА ВЕРОЯТНОСТЬ И СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМОНОВ БЫСТРОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЕЙ, ЛЕТАЮЩЕЙ ВДОЛЬ ПОВЕРХНОСТИ

*Б. Н. Либенсон**

*Санкт-Петербургский технический университет
195251, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 8 апреля 2011 г.

Определена функция Грина электрического поля плазмонов для полубесконечной среды с резкой границей, на которой неравновесные электроны металла испытывают упругое отражение от ограничивающей электронную плазму стенки и «прилипание» к ней с образованием стационарного поверхностного заряда. Характер углового рассеяния упруго отраженных электронов может быть как зеркальным, так и диффузным. С помощью этой функции Грина определена вероятность однократной характеристической потери энергии быстрого электрона, летящего вдоль границы. Исследована структура объемных и поверхностных плазменных резонансов в зависимости от параметров граничного рассеяния электронов металла. Исследована вероятность переходного излучения объемных плазмонов в среде электроном, летящим в вакууме. При условии абсолютно упругого отражения электронов металла от границы электронной плазмы получен новый вид поверхностного резонанса, сходного по своей структуре с тангенциальным поверхностным плазмоном.

1. ВВЕДЕНИЕ

В физике плазмонов существуют два направления. К первому из них относятся работы, в которых изучаются условия существования плазмонов. Уравнение, определяющее условие существования плазмонов в безграничной однородной среде, имеет, как известно, вид $\varepsilon^l(Q, \omega) = 0$. Это уравнение имеет целый ряд корней, поскольку продольная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon^l(Q, \omega)$ является сложной функцией своих аргументов волнового вектора Q и частоты ω возбуждения. Элементарно получается только самый высокочастотный корень, который при пренебрежении пространственной дисперсией равен

$$\omega = \omega_p = \sqrt{4\pi n_0 e^2 / m},$$

где n_0 — концентрация электронов, принимающих участие в плазменных колебаниях. В таком же приближении условие возбуждения поверхностных

плазмонов имеет вид $\varepsilon(\omega) + 1 = 0$. Учет различных взаимодействий между колеблющимися электронами среды и решеткой, остальных взаимодействий среды и поверхности приводит к усложнению решения приведенных выше уравнений. Эти вопросы рассмотрены в большом числе работ [1–12], а также в обзорах [13–16]. Приведенная библиография не отражает всей полноты работ (их сотни), а призвана дать представление о многообразии существующих подходов. Важное место среди работ данного направления занимает работа [5], в которой рассматривались условия существования поверхностного плазмона на границе металла с частично упругим и частично зеркальным отражением электронов проводимости от границы, разделяющей электронную плазму металла и вакуумную область.

Второе направление связано с изучением механизмов генерации объемных и поверхностных плазмонов быстрыми заряженными частицами и, естественно, с определением вероятности возбуждения таких квазичастиц. До сих пор в большинстве существующих теорий предполагалось, что возбуждение объемных плазмонов происходит черенковским

*E-mail: libenson-b@yandex.ru, b.n.libenson@gmail.com

образом. В настоящей работе помимо черенковского механизма генерации большое внимание уделено нечеренковским механизмам генерации объемных плазмонов, в первую очередь, переходному их излучению при движении быстрой частицы вдоль поверхности металла как в вакууме, так и в среде. В то время как переходное излучение электромагнитных волн является хорошо изученным физическим явлением [17], изучению переходного излучения продольных волн (плазмонов) посвящены пока лишь две наши работы [18, 19], в которых многие аспекты проблемы остались неизученными. В части исследования вероятности возбуждения поверхностных плазмонов быстрой заряженной частицей, летящей вдоль границы раздела вакуум–металл, настоящая работа является продолжением работ [5, 18].

До сих пор не найдено полное решение задачи по определению вероятности испускания плазмонов быстрой заряженной частицей, летящей вдоль поверхности раздела вакуум–среда или пересекающей эту границу из вакуума в среду, в котором бы учитывались микроскопические свойства рассеяния внутренних электронов металла на границе раздела со ступенчатым профилем электронной плазмы металла с вакуумом. Такое положение дел связано с необходимостью решения интегродифференциального уравнения Пуассона для потенциала электрического поля возбуждения электронов металла методом Винера–Фока [20] и последующей сшивкой решений на границе металл–вакуум. В настоящей работе преодолены математические сложности такого решения. Полученное решение позволило количественно исследовать структуру резонанса объемного и поверхностного плазмонов в зависимости от параметров граничного рассеяния электронов среды, в частности, найти спектр энергетических потерь быстрой заряженной частицы, летящей вдоль и на некотором удалении от границы раздела как в вакууме, так и в среде.

При определении влияния микрошероховатостей поверхности на свойства испускаемых плазмонов будем исходить из следующего граничного условия, налагаемого на функцию распределения неравновесных электронов проводимости металла [5]:

$$f(v_z > 0, z = 0) = R \left\{ P f(v_z < 0, z = 0) + 2(1 - P) \int_{-1}^0 d\mu \mu f(v_z < 0, z = 0) \right\}.$$

Здесь $\mu = v_z/v$ — косинус угла между скоростью

электрона среды и внутренней нормалью к поверхности, R — феноменологический коэффициент, характеризующий степень упругости отражения электронов среды от границы, P — феноменологический коэффициент, определяющий степень зеркальности углового рассеяния упруго отраженных электронов. При такой постановке граничного условия для функции распределения неравновесных носителей в качестве толщины слоя поверхностных микрошероховатостей выступает величина d , с точностью до численного множителя пропорциональная длине экранирования Томаса–Ферми, $d \sim v_F/\omega_p$, где v_F — скорость Ферми.

Сходная постановка граничного условия для функции распределения неравновесных носителей была приведена еще в 1946 г. в работе Ландау [21]. Использованное там граничное условие соответствует случаю $R = P = 1$ в приведенном выше уравнении. В монографии Соколова [22] рассматривалась задача об аномальном скин-эффекте. Граничное условие для основного уравнения теории аномального скин-эффекта соответствовало случаю $P = 1$ в приведенном выше уравнении и было выведено Фуксом [23] в 1938 г. В обоих упомянутых работах граница электронной плазмы металла была резкой, т. е. пространственное распределение концентрации электронов имело вид

$$n(z) = \begin{cases} n_0, & z > 0, \\ 0, & z < 0. \end{cases}$$

В настоящей работе использовано такое же распределение $n(z)$, а поправки, связанные с размытостью профиля концентрации электронов на границе металла с вакуумом, рассмотрены в разд. 6, посвященном анализу вероятности возбуждения поверхностного плазмона.

Решение интегродифференциального уравнения Пуассона для потенциала электрического поля возбуждений электронов металла при отличных от единицы параметрах R и P возможно только при использовании гидродинамического приближения для описания объемной диэлектрической проницаемости $\varepsilon(Q, \omega)$ металла¹⁾.

При таком определении параметров граничного рассеяния электронов среды спектр испускаемых быстрым электроном плазмонов целиком зависит от эффектов пространственной дисперсии. Получен-

¹⁾ В случае упругого и зеркального характера отражения электронов металла на границе возможно получить решение уравнения Пуассона для произвольного представления функции $\varepsilon(Q, \omega)$.

ный на основе развитой теории результат справедлив, когда энергии быстрого электрона не превышают нескольких киловольт, именно тогда, когда эффекты пространственной дисперсии в первую очередь определяют форму линии спектра потерь энергии быстрого электрона. Как будет показано ниже, спад электрического поля поверхностного плазмона по обе стороны от границы среды характеризуется длиной v/ω_p , где v — скорость быстрой заряженной частицы. В этой связи справедливость развитой ниже теории имеет место, когда размеры l_r шероховатостей поверхности удовлетворяют условию $l_r\omega/v < 1$. Более строгое рассмотрение дает следующее условие справедливости дальнейшего изложения:

$$\frac{n_s l_r^3 \omega_p}{v} \ll 1,$$

где n_s — поверхностная концентрация шероховатостей.

2. УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ФУНКЦИИ ГРИНА $D(\mathbf{q}, \omega, z, z')$ ПЛАЗМОНОВ

Как известно, компонента тензора $D_{ik}^R(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ запаздывающей гриновской функции электромагнитного поля в среде связана с векторным потенциалом электромагнитного поля $A^{ex}(\mathbf{r}, \omega)$ при наличии стороннего поля соотношением [9, 24]

$$A_i^{ex}(\mathbf{r}, \omega) = - \int d\mathbf{r}' D_{ik}^R(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) j_k^{ex}(\mathbf{r}', \omega).$$

В силу произвольности сторонних источников, $j_0^{ex}(\mathbf{r}', \omega) = \rho^{ex}(\mathbf{r}', \omega)$, удобно выбрать плотность сторонних зарядов в виде $\rho^{ex}(\mathbf{r}', \omega) = -\delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0)$. Тогда функция Грина электрического поля в среде совпадает с электростатическим потенциалом, создаваемым сторонними зарядами,

$$\varphi^{ex}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, \omega) = D_{00}^R(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, \omega).$$

В таком случае функция Грина $D^R(\mathbf{q}, \omega, z, z')$, где \mathbf{q} — параллельная границе компонента вектора \mathbf{Q} , для электрического поля плазмонов в пространственно-неоднородной среде с резкой границей раздела для внутренних электронов, от которой они отражаются упруго с коэффициентом R (причем характер углового рассеяния доли P таких упруго рассеянных электронов — зеркальный, доли $1 - P$ — диффузный, а доля $1 - R$ образует стационарный неравновесный поверхностный заряд), определяется

из решения уравнения Пуассона (аналога уравнения Дайсона) для потенциала электрического поля [5]:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 D(\xi, \xi')}{\partial \xi^2} - (1 + \beta^2 - \varepsilon)D(\xi, \xi') + \frac{i(1 - \varepsilon)}{2\sqrt{1 - \beta^2}} \times \\ & \times \int_0^\infty d\xi_1 D(\xi_1, \xi') \exp(-i|\xi - \xi_1|\sqrt{1 - \beta^2}) + \\ & + \frac{1}{2}(1 - R)(1 - \varepsilon)D(0, \xi') \exp(-i\xi\sqrt{1 - \beta^2}) + \\ & + \frac{i}{2}(1 - \varepsilon)R \left(1 - P + \frac{P}{\sqrt{1 - \beta^2}}\right) \exp(-i\xi\sqrt{1 - \beta^2}) \times \\ & \times \int_0^\infty d\xi_1 D(\xi_1, \xi') \exp(-i\xi_1\sqrt{1 - \beta^2}) + \\ & + \frac{1}{2}(1 - R)(1 - \varepsilon)\delta(\xi) \left[iD(0, \xi') + \int_0^\infty d\xi_1 D(\xi_1, \xi') \times \right. \\ & \left. \times \exp(-i\xi_1\sqrt{1 - \beta^2}) \right] = 0 \end{aligned}$$

при $\xi \geq 0, \xi' \leq 0$ и

$$\frac{\partial^2 D(\xi, \xi')}{\partial \xi^2} - \beta^2 D(\xi, \xi') = -\frac{4\pi e^2 \hbar \beta}{q} \delta(\xi - \xi') \quad (1)$$

при $\xi < 0, \xi' < 0$.

Такая формулировка уравнений для двух полупространств справедлива для нахождения функции Грина плазмонов при движении быстрой частицы в вакууме над поверхностью металла. Слагаемые в левой части формулы (1), начиная со второго, соответствуют наведенной объемной и поверхностной плотности заряда неравновесных электронов металла. Удобно использовать координаты

$$\beta = \frac{2qv_F}{3\omega}, \quad \xi = \frac{3\omega z}{2v_F},$$

в которых решение уравнения Пуассона принимает естественный вид для гидродинамической аппроксимации диэлектрической проницаемости среды (металла):

$$\varepsilon = 1 - \omega_p^2/(\omega - i\nu)^2,$$

где ν — частота столкновений электронов среды. Решение уравнения (1) в вакуумной области ($\xi < 0, \xi' < 0$), содержащее отличную от нуля мнимую часть функции Грина, может быть представлено в виде

$$D_{vac}(\xi, \xi', \beta) = \frac{4\pi e^2 \hbar}{q \{1 + \Sigma(\beta, R, P)\}} \times \exp[-\beta(|\xi| + |\xi'|)]. \quad (2)$$

В этом выражении

$$1 + \Sigma(\beta, R, P) = \frac{1}{2} \left[3 + R + \varepsilon(1 - R) - i \frac{\beta(1-R)(1-\varepsilon)}{1 + \sqrt{1-\beta^2}} \right] - \frac{1}{2} \left\{ (1-\varepsilon) \left[1 + R - \frac{\beta^2 R(1-P)}{1 + \sqrt{1-\beta^2}} \right] + i \frac{\beta R(1-P)\sqrt{1-\beta^2}}{1 + \sqrt{1-\beta^2}} \right\} \mathfrak{R}(\beta, R, P, \varepsilon), \quad (3)$$

где

$$\mathfrak{R}(\beta, R, P, \varepsilon) = \left\{ \sqrt{\beta^2 - \varepsilon}(1 + R) + i\varepsilon(1 - R)\sqrt{1 - \beta^2} - \beta[1 + R + \varepsilon(1 - R)] \right\} \times \left\{ \sqrt{\beta^2 - \varepsilon}(1 + R) + i\varepsilon(1 - R)\sqrt{1 - \beta^2} - \beta(1 - \varepsilon) \left[1 + R - \frac{\beta^2 R(1 - P)}{1 + \sqrt{1 - \beta^2}} \right] - \frac{R(1 - P)\beta^2 (\sqrt{\beta^2 - \varepsilon} - i\varepsilon\sqrt{1 - \beta^2})}{1 + \sqrt{1 - \beta^2}} \right\}^{-1}.$$

При пренебрежении пространственной дисперсией, т. е. в пределе $\beta \rightarrow 0$, получим хорошо известный полюс возбуждения поверхностного плазмона:

$$1 + \Sigma(\beta = 0, R, P) = 1 + \varepsilon(\omega).$$

В гидродинамическом приближении поляризационный оператор безграничной среды имеет вид

$$\Pi(|\xi - \xi_1|, \beta) = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi e^2} \left\{ \delta(\xi - \xi_1) - \frac{i}{2\sqrt{1 - \beta^2}} \times \exp \left(-i\sqrt{1 - \beta^2}|\xi - \xi_1| \right) \right\}. \quad (4)$$

При этом объемная диэлектрическая проницаемость равна

$$\varepsilon(\beta, \kappa, \omega) = 1 - \frac{4\pi e^2}{\kappa^2 + \beta^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\xi e^{i\kappa\xi} \Pi(|\xi|, \beta) = \frac{\kappa^2 + \beta^2 - \varepsilon(\omega)}{\kappa^2 + \beta^2 - 1}, \quad (5)$$

где

$$\kappa^2 + \beta^2 = 4Q^2 v_F^2 / 9\omega^2.$$

В дальнейшем (если это не оговорено особо) полагаем, что частота столкновений электронов среды $\nu \rightarrow 0$. Для этого достаточно, чтобы $2v_F/3v \gg \nu/\omega$.

3. ВЕРОЯТНОСТЬ ИСПУСКАНИЯ ПЛАЗМОНОВ ПРИ ДВИЖЕНИИ ЭЛЕКТРОНА ВДОЛЬ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА СРЕД

Волновую функцию электронов, движущихся в пучке вдоль границы, представим в виде

$$\Psi_0(\mathbf{r}) = \exp \left(i\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \boldsymbol{\rho} - \frac{(z - z_0)^2}{2\sigma^2} \right), \quad (6)$$

где $\mathbf{r} = (\boldsymbol{\rho}, z)$, \mathbf{k}_{\parallel} — компонента волнового вектора электрона, параллельная границе, параметр σ характеризует размытие пучка в направлении, перпендикулярном границе, относительно координаты z_0 его удаления от поверхности. Следуя далее по стандартной методологии, нетрудно получить формулу для вероятности испускания плазмонов, которая в общем виде представляет собой следующее выражение:

$$\mathcal{P} = \frac{1}{\pi^2 (2\pi\sigma)^2} \int_0^{\infty} d\omega \int d\mathbf{q} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} dz_1 \int_{-\infty}^{\infty} dz_2 \times \exp \left[-\frac{(z_1 - z_0)^2 + (z_2 - z_0)^2}{\sigma^2} \right] \text{Im} D^R(\mathbf{q}, \omega, z_1, z_2) \right\} \times \left[(E - E_{\mathbf{k}_{\parallel} - \mathbf{q}} - \hbar\omega)^2 + \frac{(\hbar v)^2}{(2L)^2} \right]^{-1}, \quad (7)$$

где

$$L = \begin{cases} vT, & z_0 < 0, \\ l_c, & z_0 > 0, \end{cases}$$

T — время пролета быстрого электрона в вакууме, l_c — длина когерентности в среде. Устремив размытие пучка к нулю, находим

$$\mathcal{P} = -\frac{L}{\pi^2 v \hbar^2} \int_0^{\infty} d\omega \int_0^{\infty} dq q \times \text{Im} \left[\left(\omega + i\frac{v}{2L} \right)^2 - q^2 v^2 \right]^{-1/2} \times \text{Im} D^R(q, \omega, z_0, z_0). \quad (8)$$

4. ИСПУСКАНИЕ ОБЪЕМНОГО ПЛАЗМОНА ПРИ ДВИЖЕНИИ ЭЛЕКТРОНА ВДОЛЬ ПОВЕРХНОСТИ В ВАКУУМЕ

Возможность испускания объемного плазмона электроном, движущимся параллельно границе в вакууме, была высказана ранее в работах [18, 19]. Характер такого испускания объемных плазмонов связан с их переходным излучением, когда имеет место

излучение плазмонов от движущегося в среде наведенного «изображения» заряда, скорость которого не должна быть обязательно больше фазовой скорости распространения сигнала в системе внутренних электронов металла. Переходное излучение плазмонов отличается от черенковского излучения тем, что оно имеет место и при

$$v < 2v_F/3\sqrt{\epsilon}.$$

Переходное излучение плазмонов возникает при равномерном движении заряженной частицы вдоль границы раздела двух сред (одна из которых может быть вакуумом). При этом для возникновения такого излучения имеет значение не скорость заряженной частицы, а факт движения частицы в первой среде и ее изображения во второй среде, т.е. пространственная неоднородность, обусловленная границей раздела двух сред. Из приведенного выше неравенства следует, что переходное излучение объемного плазмона в среде при движении быстрой частицы в вакууме определяется эффектом пространственной дисперсии. Таким образом любое решение уравнения (1), имеющее максимум на поверхности (или вблизи поверхности на расстоянии порядка v_F/ω_p), описывает переходное излучение плазмонов. Множитель $2/3$ в правой части неравенства связан с гидродинамическим описанием внутренних электронов среды.

Тем не менее в работах [18, 19] не был исследован целый ряд аспектов, связанных со структурой спектра потери на переходное излучение объемных плазмонов и зависимостью этой структуры от величин R и P . Заметим, что при движении быстрой частицы в вакууме параллельно поверхности имеет смысл говорить о вероятности испускания плазмонов в единицу времени, а не об арифметической вероятности испускания для движения в среде, как это следует из формулы (8).

Спектральное распределение вероятности переходного излучения объемного и поверхностного плазмонов в единицу времени при движении быстрой частицы вдоль границы в вакууме имеет вид

$$\frac{dW_{vac.TR}}{dx}(x, \xi) = \frac{4e^2}{\pi\hbar v} \int_{\beta_0}^1 d\beta \frac{\exp(-2\beta|\xi|)}{\sqrt{\beta^2 - \beta_0^2}} \times \times \text{Im} \frac{1}{1 + \Sigma(x, \beta, R, P)}, \quad (9)$$

где $\beta_0 = 2v_F/3v$, $x = \omega/\omega_p$. Как видно из этой формулы, переходное излучение объемного плазмона

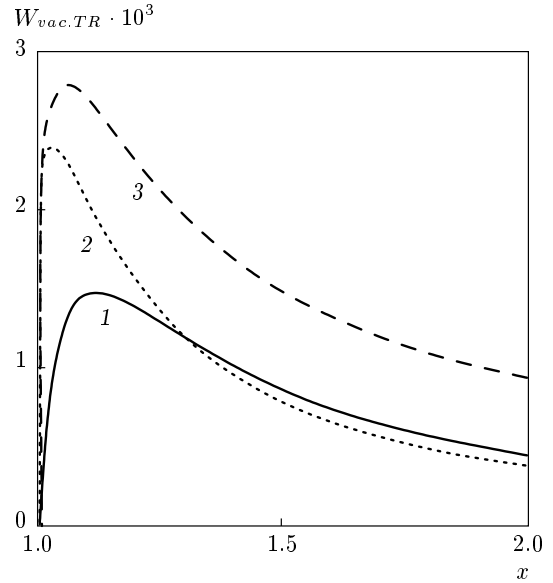


Рис. 1. Спектры потери энергии на переходное излучение объемного плазмона. Траектория быстрого электрона располагается в вакууме на расстоянии 3 \AA над поверхностью. Кривая 1 соответствует случаю упругого ($R = 1$) и зеркального ($P = 1$) характера отражения электронов металла от границы; кривая 2 — случаю $R = 0$ (полный захват неравновесных электронов поверхностью); кривая 3 — случаю $R = 1, P = 0$ (упругое и диффузное отражение электронов металла от границы)

на происходит как в «черенковском» диапазоне частот, $\epsilon > \beta_0^2$, так и в «нечеренковском» диапазоне частот излучения объемных плазмонов, $0 < \epsilon < \beta_0^2$.

На рис. 1 приведены спектры переходного излучения объемного плазмона быстрой частицей с энергией 500 эВ , летящей над поверхностью алюминиевой мишени на расстоянии $5v_F/\omega_p$ от границы среды. Граница, разделяющая «нечеренковский» диапазон частот от «черенковского» при энергии электрона в 500 эВ составляет $x_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2} = 1.005$. Максимальное значение интеграла по спектру переходного излучения в интервале $1 < x < 2$ соответствует случаю упругого ($R = 1$) и диффузного ($P = 0$) отражения электронов от границы, а минимальное значение соответствует полностью упругому ($R = 1$) и полностью зеркальному ($P = 1$) отражению электронов проводимости от поверхности. Значение интеграла по данному интервалу спектра для случая полностью неупругого захвата ($R = 0$) электронов металла на границе находится между этими максимальным и минимальным значениями. Дать объяснение такому результа-

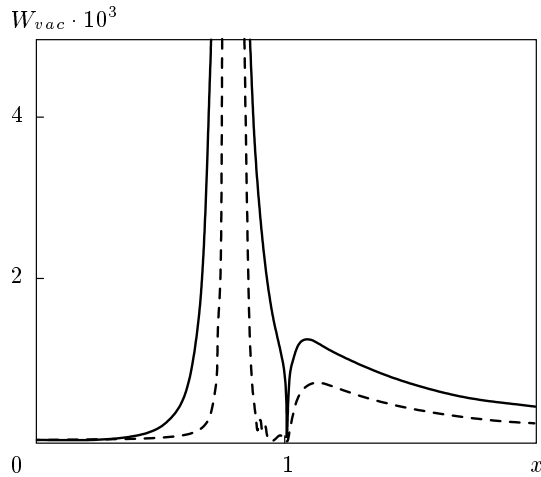


Рис. 2. Спектры однократной потери энергии быстрого электрона, летящего в вакууме на расстоянии $z = 7 \text{ \AA}$ над поверхностью металла. Сплошная кривая соответствует случаю $R = 1, P = 0$; штриховая — случаю $R = 0.99, P = 1$. Левый пик в спектре — поверхностный плазмон, правый — переходное излучение объемного плазмона

ту непросто, но нужно иметь в виду, что всякая микрошероховатость поверхности способствует увеличению пространственной неоднородности около поверхности среды, а значит, увеличивает вероятность переходного излучения объемных плазмонов. Следовательно, диффузное рассеяние упруго отраженных электронов на границе соответствует более неоднородной среде, чем среда с зеркальным отражением упруго отраженных электронов. Аналогично, граница с прилипанием электронов делает среду более неоднородной, чем граница с упругим и зеркальным отражением электронов.

На рис. 2 представлены результаты расчета полного спектра генерации плазмонов быстрой частицей, летящей на расстоянии $\xi = 10$ ($z \approx 7 \text{ \AA}$) от поверхности среды. Спектр $W_{vac}(x, 10, 0.99, 1)$ (штриховая линия) соответствует практически упругому ($R = 0.99$) и зеркальному ($P = 1$) характеру рассеяния электронов проводимости металла на границе среды. В этом случае пик генерации поверхностного резонанса четко отделен от максимума спектра переходного излучения объемного плазмона. Спектр $W_{vac}(x, 10, 1, 0)$ (сплошная кривая) соответствует полностью упругому и диффузному рассеянию электронов металла на границе. В этом случае пик поверхностного плазмона сливается с максимумом от объемного плазмона. Представленные спектры соответствуют однократной характери-

ческой потере энергии на возбуждение общего плазмонного резонанса во всем диапазоне частот. Разделение этого резонанса на поверхностный и объемный плазмоны существенно зависит от значений R и P , а также от удаления траектории движения быстрого электрона от границы.

5. РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ПУАССОНА ДЛЯ ДВИЖЕНИЯ БЫСТРОЙ ЧАСТИЦЫ В СРЕДЕ

Решение уравнения Пуассона (1), в случае когда быстрая частица находится в среде, можно представить в виде суммы трех частей:

$$D(\beta, \omega, \xi, \xi') = D_B(\beta, \omega, \xi, \xi') + D_{TR}(\beta, \omega, \xi, \xi') + D_S(\beta, \omega, \xi, \xi'). \quad (10)$$

Здесь

$$D_B(\beta, \omega, \xi, \xi') = \frac{2\pi e^2 \hbar \theta(\xi) \theta(\xi')}{q\varepsilon} \times \left\{ \exp(-\beta|\xi - \xi'|) - \exp[-\beta(\xi + \xi')] - \frac{\beta(1 - \varepsilon)}{\sqrt{\beta^2 - \varepsilon}} \times \left[\exp(-\sqrt{\beta^2 - \varepsilon}|\xi - \xi'|) - \exp[\sqrt{\beta^2 - \varepsilon}(\xi + \xi')] \right] \right\}, \quad (11)$$

$$D_{TR}(\beta, \omega, \xi, \xi') = \frac{4\pi e^2 \hbar \beta(1 - \varepsilon)}{q\varepsilon} \left[\exp(-\beta\xi) - \exp(-\sqrt{\beta^2 - \varepsilon}\xi) \right] \times \left[\exp(-\beta\xi') - \exp(-\sqrt{\beta^2 - \varepsilon}\xi') \right] \times \left[\beta(1 - \varepsilon) - \sqrt{\beta^2 - \varepsilon} - i\varepsilon\sqrt{1 - \beta^2} Z(R, P) \right]^{-1}, \quad (12)$$

$$D_S(\beta, \omega, \xi, \xi') = D(0, 0) \left\{ \exp(-\beta|\xi|) - \theta(\xi) \frac{1 - \varepsilon}{2} \times \frac{2\beta + i\sqrt{1 - \beta^2} [(1 + R)Z(R, P) - 1 + R]}{\beta(1 - \varepsilon) - \sqrt{\beta^2 - \varepsilon} - i\varepsilon\sqrt{1 - \beta^2} Z(R, P)} \times \left[\exp(-\beta\xi) - \exp(-\sqrt{\beta^2 - \varepsilon}\xi) \right] \right\} \times \left\{ \exp(-\beta|\xi'|) - \theta(\xi') \frac{1 - \varepsilon}{2} \times \frac{2\beta + i\sqrt{1 - \beta^2} [(1 + R)Z(R, P) - 1 + R]}{\beta(1 - \varepsilon) - \sqrt{\beta^2 - \varepsilon} - i\varepsilon\sqrt{1 - \beta^2} Z(R, P)} \times \left[\exp(-\beta\xi') - \exp(-\sqrt{\beta^2 - \varepsilon}\xi') \right] \right\}, \quad (13)$$

где

$$Z(R, P) = \frac{1 - R + \frac{R(1 - P)\beta^2}{1 + \sqrt{1 - \beta^2}}}{1 + R - \frac{R(1 - P)\beta^2}{1 + \sqrt{1 - \beta^2}}}, \quad (14)$$

$$D(0, 0) = \frac{4\pi e^2 \hbar}{q \{1 + \Sigma(\beta, R, P)\}},$$

$\theta(x)$ — функция Хевисайда.

Функция D_B соответствует возбуждению объемных плазмонов, а функция D_S — возбуждению поверхностных волн. Функция D_{TR} соответствует части решения, содержащей переходное излучение как объемных плазменных волн, так и поверхностных затухающих волн. Из функции D_S в свою очередь можно выделить часть, содержащую поверхностно-плазмонный резонанс и часть, связанную с переходным излучением объемных плазменных волн и затухающих поверхностных волн. Затухающие поверхностные волны объединены таким образом, что содержат специфический резонанс, представленный в выражениях для D_{TR} и D_S . Анализ этого резонанса приводит нас к возможности существования тангенциального поверхностного плазмона, по аналогии с возбуждением такого резонанса в тонких пленках толщиной $(v_F/\omega_p) \ln(E/E_F)$. Этот резонанс имеет место, лишь когда $R = 1$. Упомянутый специфический резонанс содержится в знаменателях функций D_{TR} и D_S в виде

$$\beta(1 - \varepsilon) - \sqrt{\beta^2 - \varepsilon} - i\varepsilon\sqrt{1 - \beta^2}Z(R, P) = 0$$

и проявляется, лишь когда $|\varepsilon|Z(R, P) \ll 1$. Приравняв вещественную часть в этой формуле к нулю, получим

$$\omega = \sqrt{\frac{q^2 v_F^2}{3} + \sqrt{\frac{q^4 v_F^4}{9} + \frac{2q^2 v_F^2 \omega_p^2}{3}}}.$$

Вклад этого резонанса в форму линии спектра можно видеть на рис. 3 на левом краю в диапазоне частот $2v_F/3v < x = \omega/\omega_p < 0.1$ как «пилообразную» немонотонность спектральной кривой. Для наблюдения такой особенности спектра необходимо выполнение вышеприведенного ограничения на величину затухания этого резонанса. Так, для значений $R = 1$ и $P = 0$ на рис. 3 такого ограничения нет. Конечно, в сравнении с вероятностью в единицу времени испускания поверхностного плазмона рассматриваемый приповерхностный резонанс на 5 порядков слабее. Наблюдать такой резонанс вряд ли возможно из-за того, что в диапазоне малых потерь энергии

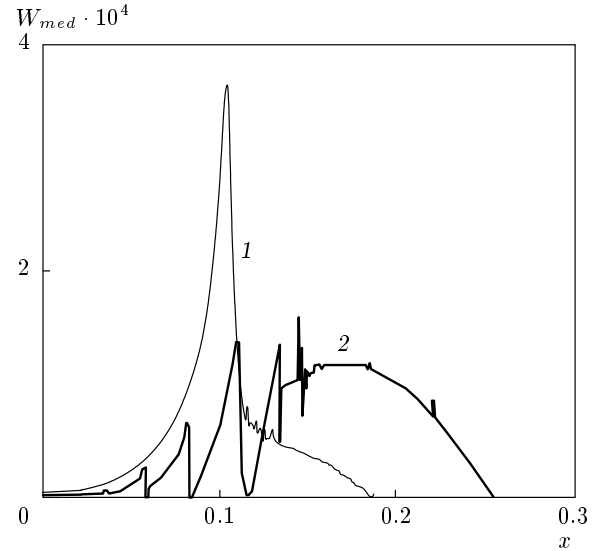


Рис. 3. Спектры низкоэнергетической потери при возбуждении тангенциального поверхностного плазмона в среде W_{med} . Расстояние в среде от границы до траектории быстрого электрона составляет 2 \AA . Спектральные линии различаются величиной мнимого потенциала среды. Для «пикообразной» кривой 1 значение мнимого потенциала равно нулю ($b = v/2l_c\omega_p = 0$) и $b = 0.3$ для «пилообразной» кривой 2

имеется множество гораздо более вероятных неупругих процессов.

Движение в среде

Мнимая часть функции Грина для объемного плазмона в выражении (11) отлична от нуля лишь когда $\varepsilon > \beta^2$, т. е. когда фазовая скорость плазменной волны больше фазовой скорости распространения возмущения в системе медленных электронов. Если предположить отсутствие мнимого потенциала в среде, то приведенное выше неравенство будет означать выполнение условия черенковского излучения плазменных волн, поскольку $qv > \omega$. Однако в среде с мнимым потенциалом возможно существование диапазона $qv < \omega$. В этом случае излучение плазменных волн происходит по механизму тормозного излучения [25, 26].

В обоих случаях вероятность испускания объемного плазмона будет рассчитываться по формулам (8) и (11). После преобразования $\omega = x\omega_p$ получим следующее выражение для расчета вероятности:

$$\mathcal{P}_B(\xi_0) = \frac{a\theta(\xi_0)}{\pi b} \int_1^2 dx \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \int_0^{\sqrt{\varepsilon}} d\beta \beta \times \\ \times \operatorname{Re} \frac{1 - \cos(\xi_0 x \sqrt{\varepsilon - \beta^2})}{\sqrt{[\beta^2 - \beta_0^2 (1 + ib/x)^2] (\varepsilon - \beta^2)}}, \quad (15)$$

где введены следующие обозначения:

$$a = \sqrt{\frac{E_B}{2E}}, \quad \xi_0 = \frac{3\omega_p z_0}{2v_F}, \quad \beta_0 = \frac{2v_F}{3v}, \\ b = \frac{v}{2l_c \omega_p}, \quad E_B = \frac{e^2}{a_B},$$

а a_B — боровский радиус. Интеграл по спектру берется от $\omega = \omega_p$ до $\omega = 2\omega_p$. Более наглядный результат получается, если перейти от вероятности к длине пробега быстрой частицы до акта испускания ею объемного плазмона с помощью выражения

$$\lambda_B(\xi_0) = \frac{a_B \sqrt{2EE_B}}{2b\hbar\omega_p \mathcal{P}_B(\xi_0)}. \quad (16)$$

На рис. 4 представлена зависимость величины λ_B от удаления ξ_0 пучка быстрых электронов с энергией E от поверхности, выраженного в единицах длины экранирования²⁾. Из полученного результата следует, что длина пробега быстрого электрона с энергией $E = 500$ эВ до испускания объемного плазмона выходит на постоянный уровень $\lambda_B \approx 14.5 \text{ \AA}$ лишь при удалении пучка $z_0 \geq 50v_F/\omega_p$. При уменьшении расстояния z_0 от границы среды вероятность испускания объемного плазмона, пропорциональная $\operatorname{Im} D_B^R(q, \omega, z_0, z_0)$, быстро уменьшается и равна нулю на границе среды.

Из формулы (11) следует, что функция Грина для электрического поля объемного плазмона не зависит от параметров электронного рассеяния на границе, R и P . Для фиксированного значения энергетической потери $\hbar\omega$ вероятность испускания является осциллирующей функцией координаты удаления пучка от границы. Это связано с интерференцией падающей на границу раздела и отраженной от нее плазменных волн. На рис. 5 представлено координатное распределение вероятности испускания объемного плазмона для фиксированной энергетической потери на частоте $\omega = 1.02\omega_p$ и для мнимого потенциала среды, соответствующего значению $b = 0.2$.

Аналогичное явление осцилляции наблюдается в спектре плазменной потери при фиксированном значении координаты z_0 . Это можно видеть на рис. 4,

²⁾ Длина экранирования $v_F/\omega_p = (9\pi/4)^{1/3} (r_s/3)^{1/2} a_B$ для алюминия ($r_s = 2.07$) равна 0.934 \AA .

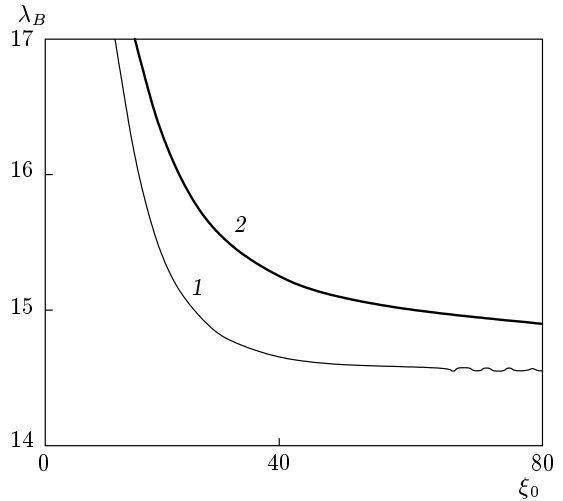


Рис. 4. Длина пробега электрона с энергией 500 эВ внутри металла вдоль его границы в зависимости от удаления траектории от поверхности: кривая 1 — $b = 0$; кривая 2 — $b = 0.3$

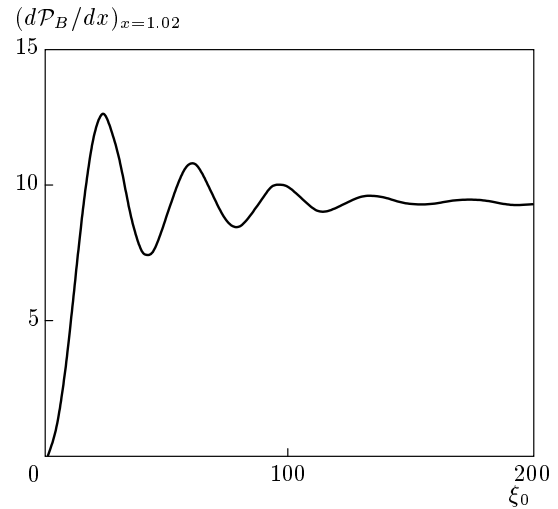


Рис. 5. Вероятность возбуждения объемного плазмона быстрым электроном в зависимости от удаления траектории движения от границы среды. Траектория движения находится в среде. Энергетическая потеря $\hbar\omega = 1.02\hbar\omega_p$

особенно на значительных удалениях от границы, когда $\xi_0 > 100$. В полной вероятности, проинтегрированной по спектру частот в интервале от ω_p до $2\omega_p$, все осцилляции сглаживаются, что видно на рис. 4 (кривая 2). Если пренебречь влиянием мнимого потенциала среды на вероятность возбуждения объемного плазмона и перейти в формуле (15) к пределу $b \rightarrow 0$, то получим выражение для вероятности в единицу времени:

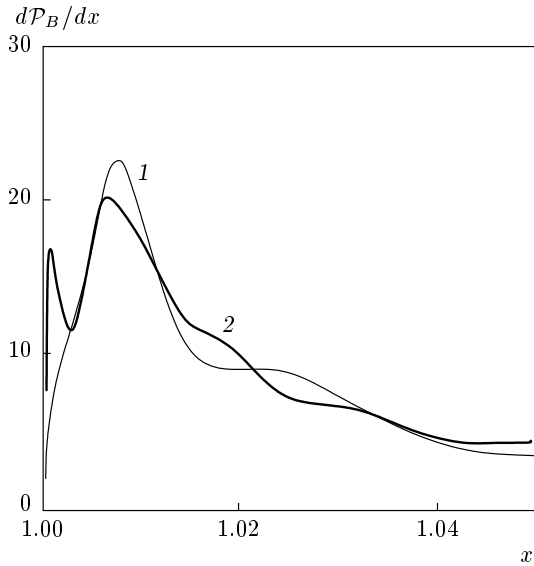


Рис. 6. Спектральные распределения вероятности возбуждения объемного плазмона электроном с энергией 500 эВ, рассчитанные для двух значений удаления траектории от границы: $\xi_0 = 50$ (кривая 1) и $\xi_0 = 100$ (кривая 2)

$$W_B(\xi) = \frac{e^2 \omega_p}{\hbar v} \left\{ \ln \left(\frac{1 + \sqrt{1 - \beta_0^2}}{\beta_0} \right) - \sqrt{1 - \beta_0^2} \times \int_0^\infty dt \frac{t J_0(2\beta_0 \xi t)}{(t^2 + 1) \sqrt{1 + \beta_0^2 t^2}} \right\}. \quad (17)$$

Второе слагаемое в фигурных скобках практически совпадает с функцией Макдональда $K_0(2\omega_p z/v)$, кроме ближайшей окрестности границы $(1-2)v_F/\omega_p$. Эта зависимость от координаты z не содержит никаких осцилляций. Сравнивая кривые 1 и 2 на рис. 4 видим, что наличие мнимого потенциала приводит к увеличению длины пробега, что обусловлено эффектом плотности, когда вероятность испускания объемного плазмона ограничивается длиной когерентности по аналогии с размерным эффектом в тонких пленках, в которых роль длины когерентности играет их толщина.

На рис. 7 представлены зависимости длины пробега быстрого электрона, летящего в вакууме над поверхностью среды с энергией 500 эВ, от удаления траектории полета от границы. Сравним значения длины пробега на удалении $7v_F/\omega_p$ в вакуумной области и в среде. Если в среде длина пробега практически не зависит от параметров R и P и составляет 17.5 \AA , то в вакууме эта длина зависит от параметров электронного рассеяния на границе и для

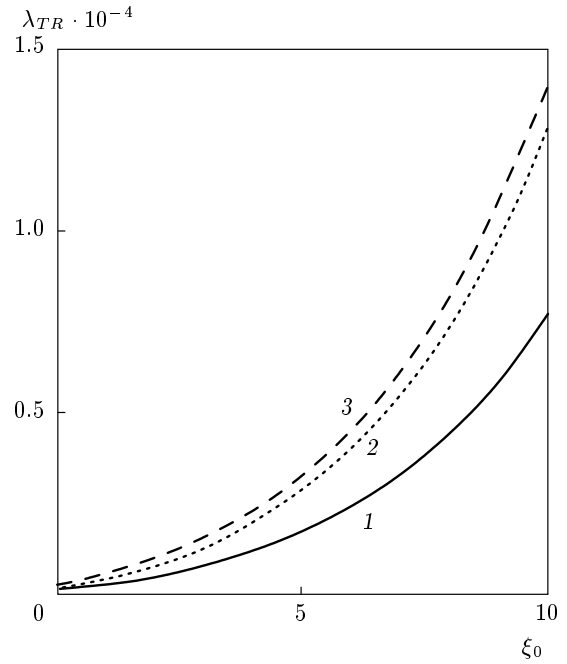


Рис. 7. Длина пробега λ_{TR} электрона с энергией 500 эВ в вакууме до акта переходного излучения объемного плазмона в зависимости от удаления траектории от границы: кривая 1 — $R = 1, P = 0$; 2 — $R = 0$; 3 — $R = 1, P = 1$

значений $R = 0$ (полное прилипание к поверхности) составляет 12700 \AA . Следовательно, для рассмотренного случая вероятность переходного излучения объемного плазмона при движении в вакууме в 725 раз меньше вероятности черенковского излучения объемного плазмона в среде на таком же удалении траектории от границы.

6. АНАЛИЗ ВЕРОЯТНОСТИ И СПЕКТРА ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ БЫСТРОЙ ЧАСТИЦЫ НА ИСПУСКАНИЕ ЕЮ ПОВЕРХНОСТНОГО ПЛАЗМОНА

Из функции Грина $D_S(\beta, \xi, \xi)$ можно выделить часть, которая содержит резонанс на частоте электрического поля поверхностного плазмона. Выражение для этой части имеет вид, совпадающий с формулой (2) и координатно-симметричный относительно границы раздела сред. Знаменатель этой функции содержит условие резонанса поверхностного плазмона, возбуждаемого быстрой заряженной частицей, летящей на расстоянии ξ от поверхности либо в вакууме, либо в среде параллельно плоскости поверхности. Уширение и форма спектральной

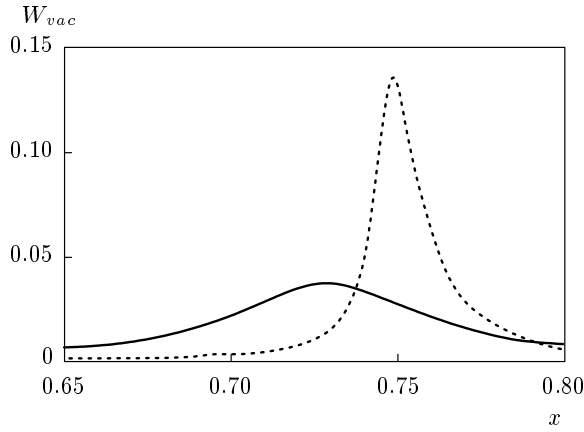


Рис. 8. Спектральное распределение вероятности возбуждения поверхностного плазмона электроном с энергией 500 эВ, движущимся в вакууме на расстоянии 10 Å над поверхностью среды. Сплошной спектральной кривой соответствует $R = 0$, штриховой — $R = 1$, $P = 0$

линии резонанса в значительной степени зависят от параметров R и P микрошероховатостей поверхности. На рис. 8 представлены спектры поверхностно-плазмонного резонанса для двух самых важных предельных значений параметров R и P . Для анализа формы линии спектров рассмотрим знаменатель формулы (3), разложив в ряд до квадратичных по дисперсии поправок содержащееся там выражение. В результате найдем, что³⁾

$$\begin{aligned}
 1 + \Sigma(\beta, R, P) \approx & 1 + \varepsilon - \beta \frac{(1+R)^2}{1+R^2} - \\
 & - i\beta \left(\frac{2-R(1+P)}{4} + \frac{1-R^2}{1+R^2} \right) + \\
 & + \beta^2(1-R) \left\{ \frac{3R(1-P)}{4(1+R^2)} - \frac{(1+R)^2(1-R)^3}{2(1+R^2)^3} - \right. \\
 & - \left. \left(\frac{1}{4} + \frac{1+R}{2(1+R^2)^2} + \frac{(1+R)^3}{4(1+R^2)^2} \right) \times \right. \\
 & \times \left. \left[\frac{2-R(1+P)}{4} + \frac{1-R^2}{1+R^2} \right] \right\} + \\
 & + i\beta^2 R \left\{ \frac{R(1+R)^2}{(1+R^2)^2} - \frac{3(1+R)(1-R^2)^2}{2(1+R^2)^2} - \right. \\
 & - \left. \frac{3(1+R)(1-P)}{4(1+R^2)} - \frac{(1+P)(1+R)^3}{8(1+R^2)} \right\} + \dots \quad (18)
 \end{aligned}$$

Рассмотрим случай упругого и зеркального отражения электронов металла от границы ($R = P = 1$).

³⁾ Здесь мы исправляем неточности, содержащиеся в формуле (3) работы [5].

В этом случае имеет место точное условие поверхностного резонанса, $1 + \varepsilon - 2\beta = 0$, и спектр генерации поверхностного плазмона рассчитывается исходя из выражения

$$\begin{aligned}
 \frac{dW_S(x, \xi)}{dx} = & \frac{e^2 \omega_p}{\hbar v} \times \\
 & \times \frac{(1-\varepsilon)^2 \exp[-(1+\varepsilon)\xi] \theta(1+\varepsilon-2\beta_0)}{\sqrt{(1+\varepsilon)^2 - 4\beta_0^2}}. \quad (19)
 \end{aligned}$$

Спектр начинается бесконечно высоким скачком при $x = [2(1-\beta_0)]^{-1/2}$, а затем быстро спадает в сторону больших частот. В этом случае длину пробега быстрого электрона до акта испускания поверхностного плазмона можно рассчитать по формуле

$$\begin{aligned}
 \lambda_S(\xi) = & 2\sqrt{2}a_B E \times \\
 & \times \left[\hbar \omega_p \int_1^{1/\beta_0} dt \frac{\sqrt{1-\beta_0 t}}{\sqrt{t^2-1}} \exp(-2\beta_0 \xi t) \right]^{-1}. \quad (20)
 \end{aligned}$$

Для $E = 500$ эВ получаем $\lambda_S(0) = 25.5 \text{ \AA}$ и $\lambda_S(8) = 114.2 \text{ \AA}$. При движении вдоль границы в среде $\lambda_S = \lambda_B \approx 33 \text{ \AA}$ уже при незначительном удалении от границы $\xi = 3$ ($z = 2 \text{ \AA}$). При дальнейшем удалении траектории полета электрона от границы величина λ_S растет, а λ_B уменьшается. Из формулы (20) также следует, что спад вероятности возбуждения поверхностного плазмона по обе стороны от поверхности определяется интегралом, стоящим в знаменателе этой формулы, причем на расстояниях от границы, превышающих v_F/ω_p , данный интеграл совпадает с функцией Макдональда $K_0(2\omega_p z/v)$.

Если формулу (18) представить схематично в виде

$$1 + \varepsilon - A\beta - iB\beta - C\beta^2 - iD\beta^2 = 0, \quad (21)$$

где $\beta = 2\sqrt{2}qv_F/3\omega_p$, то для наиболее интересных предельных значений коэффициентов R и P в таблице даны значения множителей A, B, C, D .

Если сравнить между собой условия поверхностного плазмонного резонанса для двух вариантов граничного рассеяния электронов металла: 1) упругого и диффузного и 2) полного прилипания к границе, то видно, что линейное по дисперсии уширение уровня возрастает в шесть раз, что хорошо отслеживается на рис. 8. Кроме того, величина сдвига максимума спектра от значения $\omega_p/\sqrt{2}$ для упругого и диффузного рассеяния в два раза превышает сдвиг максимума для спектра при $R = 0$, что также хорошо видно на рис. 8. На рис. 9 приведен спектр плазмонов для движения электрона в среде на расстоянии $10v_F/\omega_p$

Таблица

| | | | |
|-----|---|-------------------|-------------------|
| R | 1 | 1 | 0 |
| P | 1 | $0 \leq P \leq 1$ | $0 \leq P \leq 1$ |
| A | 2 | 2 | 1 |
| B | 0 | $(1 - P)/4$ | $3/2$ |
| C | 0 | 0 | 1 |
| D | 0 | $(1 - P)/4$ | 0 |

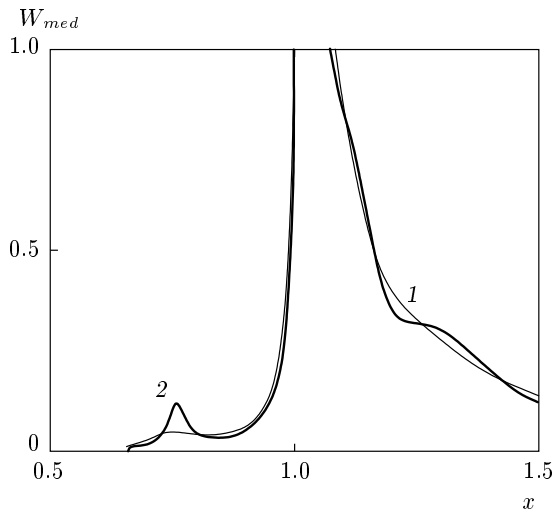


Рис. 9. Кривые спектрального распределения плазмонного резонанса, рассчитанные с учетом частоты столкновений электронов среды $\nu/\omega_p = 0.01$. Энергия электрона 500 эВ. Траектория располагается в среде на расстоянии 10 Å под поверхностью. Спектры рассчитаны для различных параметров граничного отражения электронов среды. Более гладкая кривая 1 соответствует случаю прилипания электронов металла к границе, $R = 0$. Кривая 2 с немонотонностью в районе $x \approx 1.3$ соответствует параметрам $R = 1, P = 0$

от поверхности (на рис. 8 аналогичное удаление траектории от границы). Помимо дисперсионного уширения спектра в расчет спектра включено уширение, связанное с частотой столкновений электронов среды ($\nu/\omega_p = 0.01$). Видно, что несмотря на влияние частоты столкновений ν на форму линии спектра, все особенности спектра, связанные с пространственной дисперсией, сохраняются как для формы линии спектра вблизи максимума поверхностного плазмона, так и для линии спектра переходного излучения объемного плазмона.

Рассмотрим теперь, к каким поправкам к условию поверхностного плазмонного резонанса может привести учет размытости профиля концентрации электронной плазмы $n(z)$ на границе металл–вакуум. Для произвольной координатной зависимости диэлектрической проницаемости на границе металла с вакуумом не представляет труда получить условие существования поверхностного плазмона. Это условие в линейном по дисперсии приближении имеет вид

$$1 + \varepsilon(\omega) + q\varepsilon(\omega) \int_{z_s}^0 dz \frac{1}{\varepsilon(z, \omega)} = 0. \quad (22)$$

Здесь $z_s < 0$ — координата, при которой переходная область на границе металл–вакуум граничит с вакуумом, а $|z_s|$ — длина этой области. Для качественной оценки достаточно аппроксимировать зависимость $\varepsilon(z, \omega)$ при $z_s < z < 0$:

$$\varepsilon(z, \omega) = 1 - \frac{\omega_p^2(1 - z/z_s)^2}{(\omega - i\eta)^2}, \quad \eta \rightarrow 0.$$

Для такой «вогнутой» координатной зависимости профиля электронной концентрации находим условие поверхностного резонанса в виде

$$1 + \varepsilon(\omega) + q|z_s|\varepsilon(\omega) \frac{\omega}{2\omega_p} \times \ln \left| \frac{1 + \omega_p/\omega}{1 - \omega_p/\omega} \right| + i\pi q|z_s| \frac{\omega}{2\omega_p} = 0. \quad (23)$$

При таком характере координатной зависимости локальной диэлектрической проницаемости дисперсия резонансной частоты имеет тот же знак, что и для отражения электронов металла от резкой границы. Для «выпуклого» профиля электронной концентрации в переходной области $z_s < z < 0$,

$$\varepsilon(z, \omega) = 1 - \frac{\omega_p^2 \sqrt{1 - z/z_s}}{(\omega - i\eta)^2}, \quad \eta \rightarrow 0$$

условие резонанса имеет вид

$$1 + \varepsilon(\omega) - 2q|z_s|\varepsilon(\omega) \frac{\omega^2}{\omega_p^2} (1 + \ln |\varepsilon(\omega)|) + 2\pi i q|z_s| \frac{\omega^4}{\omega_p^4} = 0, \quad (24)$$

а знак дисперсии резонансной частоты будет противоположным (уменьшение резонансной частоты с увеличением q). Объяснение физического смысла линейного по дисперсии затухания резонансной частоты поверхностного плазмона было дано Романовым [27]: такое затухание связано с «перекачкой» энергии из локального объемного плазмона в поверхностный в слое с координатой z_s , определяемой условием $\varepsilon(z_s, \omega = \omega_p/\sqrt{2}) = 0$.

Приведенный макроскопический подход, основанный на диэлектрическом описании переходной области между металлом и вакуумом, справедлив только в том случае, когда размер переходной области $|z_s| > q^{-1} \sim v/\omega_p$. Однако, как указал Романов [27], рассмотренные особенности поверхностных плазмонов в плазме с размытой границей не играют заметной роли в металлах в силу малости величины $|z_s|$ по сравнению с v/ω . Для адекватного описания влияния поверхности на свойства поверхностных плазмонов вполне достаточно представления о резкой границе электронной плотности, а влияние шероховатостей, размеры которых порядка атомной длины, может быть учтено феноменологически путем введения коэффициентов R и P . При этом величина $1 - R$ представляет собой вероятность захвата электронов на поверхностные уровни, расположенные вблизи уровня Ферми, а величина коэффициента диффузного рассеяния $1 - P$ пропорциональна произведению площади l_r^2 поверхности шероховатости и концентрации n_s шероховатостей, определяющей среднюю обратную площадь между шероховатостями.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках гидродинамической аппроксимации объемной диэлектрической проницаемости металла построена теория возбуждения плазмонов быстрой заряженной частицей, летящей вдоль поверхности среды. Исследованы вероятность и спектр потерь энергии быстрой частицы для плазмонного резонанса, описываемого единой структурой электрического поля. Объемный плазмон возбуждается быстрым электроном, летящим не только в среде, но и в вакууме. Существуют два механизма генерации объемных плазмонов: черенковское и переходное излучение. Вероятность переходного излучения объемного плазмона при движении электрона в вакууме в сотни раз слабее черенковского излучения объемных плазмонов при движении электрона в среде на одинаковом удалении от границы. Как черенковское, так и переходное излучение объемных плазмонов в среде сопровождается интерференцией плазменных волн, падающих на границу и отраженных от нее. Поэтому для выделенной частоты в спектре объемного плазмона имеют место осцилляции вероятности возбуждения как функции координаты удаления траектории быстрого электрона от поверхности.

Форма линии спектра поверхностного плазмон-

ного резонанса зависит от параметров микрошероховатостей поверхности. Наибольшее уширение спектра потери энергии на поверхностном плазмоне имеет место при условии полного залипания неравновесных электронов на границе. Наименьшее уширение соответствует полностью упругому и зеркальному отражению неравновесных электронов на границе. Используя экспериментальные данные для значений коэффициентов A, B, C, D из формулы (21), полученные из угловых зависимостей интенсивности низкоэнергетической неупругой электронной дифракции «на отражение» [28], можно оценить значения R и P для исследуемой поверхности образца с учетом погрешности, вносимой поправками (22), (23), если размер пространственной неоднородности границы допускает диэлектрическое описание.

Для границы с абсолютно упругим отражением неравновесных электронов металла возможно существование специфического поверхностного резонанса, аналогичного резонансу тангенциальных поверхностных плазмонов в тонкой пленке. Такой резонанс имеет специфическую структуру электрического поля, максимум которой располагается на расстоянии в несколько длин экранирования v_F/ω_p от поверхности металла. Поверхностные волны, распространяющиеся внутри такого координатного максимума электрического поля, имеют спектр резонансных частот, характерный для тангенциального поверхностного плазмона. Даже малая неупругость отражения неравновесных электронов металла от границы приводит к затуханию такого специфического резонанса. Вероятность возбуждения низкоэнергетического возбуждения электронов металла слишком мала для наблюдения на фоне значительно более вероятных фонных и парных возбуждений.

В результате изложенной выше теории плазмонного резонанса установлена связь между особенностями спектральной кривой однократной энергетической потери энергии быстрого электрона, летящего вдоль поверхности, и параметрами микрошероховатости границы среда–вакуум.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. H. Ritchie and A. L. Marusak, Surf. Sci. **4**, 234 (1966).
2. B. N. Libenson and V. V. Romyantsev, Phys. Stat. Sol. (b) **65**, 281 (1974).
3. Б. Н. Либенсон, ФТТ **18**, 1606 (1976).

4. А. Я. Бланк, В. Л. Березинский, ЖЭТФ **75**, 2317 (1978).
5. Б. Н. Либенсон, ФТТ **36**, 2283 (1994).
6. J. Heinrichs, Sol. St. Comm. **12**, 167 (1976).
7. Н. Н. Зырянов, В. И. Окулов, ФММ **50**, 496 (1980).
8. М. И. Корсунский, Я. Е. Генкин, В. Г. Заводинский, ФТТ **13**, 3043 (1971).
9. Б. Н. Либенсон, В. В. Румянцев, ФТТ **20**, 65 (1978).
10. D. E. Beck and V. Celli, Phys. Rev. Lett. **28**, 1124 (1972).
11. D. E. Beck, Phys. Rev. B **4**, 1555 (1971).
12. R. N. Ritchie, Surf. Sci. **34**, 1 (1973).
13. В. Д. Горобченко, Е. Г. Максимов, УФН **130**, 65 (1980).
14. A. Bergara, J. M. Pitarke, and R. N. Ritchie, Phys. Lett. A **256**, 405 (1999).
15. H. Raether, Springer Tracts in Mod. Phys. **88**, 37 (1980).
16. J. M. Pitarke, V. M. Silkin, E. V. Chulkov, and P. M. Echenique, arXiv:cond-mat/0611257v1.
17. В. Л. Гинзбург, В. Н. Цытович, УФН **126**, 553 (1978).
18. Б. Н. Либенсон, В. В. Румянцев, ЖЭТФ **86**, 1715 (1984).
19. В. В. Румянцев, Б. Н. Либенсон, ЖЭТФ **83**, 247 (1982).
20. В. А. Фок, Матем. сб. **14**, 3 (1944).
21. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **16**, 574 (1946).
22. А. В. Соколов, *Оптические свойства металлов*, Физматлит, Москва (1961), с. 194–199.
23. Fuchs, Proc. Cambr. Phil. Soc. **34**, 100 (1938).
24. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике*, Физматлит, Москва (1962), с. 331–334.
25. Б. Н. Либенсон, ЖЭТФ **140**, 637 (2011).
26. V. V. Romyantsev and B. N. Libenson, Ann. Phys. **111**, 152 (1978).
27. Ю. А. Романов, ЖЭТФ **47**, 2119 (1964).
28. C. B. Duke and U. Landman, Phys. Rev. B **8**, 505 (1973).