

Интерференция упругого и неупругого рассеяния быстрого электрона при его отражении от неупорядоченной среды с потерей энергии на возбуждение поверхностного плазмона

© Б.Н. Либенсон

Санкт-Петербургский союз ученых,
199034 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: Surfplasmon@mail.ru

(Поступила в Редакцию 15 января 2002 г.)

В окончательной редакции 26 февраля 2002 г.)

Квантовая интерференция процессов упругого и неупругого рассеяния быстрого электрона в канале возбуждения поверхностного плазмона является причиной изменения формы линии спектра этой характеристической потери энергии. Интенсивность генерации плазмонов в окрестности частоты $\omega_p/\sqrt{2}$ подавлена. Указанное подавление возрастает с увеличением длин волн поверхностных плазменных возбуждений и связано с усилением интерференционного гашения амплитуд процессов рассеяния быстрого электрона, различающихся последовательностью актов упругого и неупругого рассеяния. Подавление роста высоты спектра в окрестности максимума приводит к недиссипативному уширению формы линии. Кроме того, квантовая интерференция является причиной появления азимутально-угловой особенности у спектральной интенсивности по мере увеличения энергетической потери в пределах небольшой спектральной расстройки.

Как было показано в работах [1–4], закономерности квантового транспорта быстрой заряженной частицы в неупругом канале электронного рассеяния значительно отличаются от особенностей обычной слабой локализации в упругом канале рассеяния быстрого электрона. Основной когерентный эффект, имеющий место в объеме неупорядоченной среды в канале неупругого рассеяния, соответствует процессу, в котором электрон участвует в интерференции между однократным неупругим рассеянием и однократным упругим рассеянием с разворотом на большой угол. Отличительная особенность такого когерентного эффекта в канале неупругого электронного рассеяния состоит в анизотропии неупругой части сечения рассеяния электронов, в частности в уменьшении сечения при углах рассеяния χ , близких к π . Такое уменьшение неупругой части сечения электронного рассеяния проявляется в широком диапазоне углов χ , значительно превышающем ширину углового максимума при обычной слабой локализации в упругом канале. Как было показано в [3], угловой диапазон указанной особенности неупругой части сечения может быть определен путем качественного анализа, если только все акты электронного рассеяния происходят в объеме неупорядоченной среды вдали от ее границы.

В настоящей работе изучается влияние поверхности на интерференционную поправку для неупругой части сечения процесса в том случае, когда канал неупругого рассеяния представляет собой однократное возбуждение поверхностного плазмона электроном на границе неупорядоченная среда–вакуум. При анализе результатов ограничимся рассмотрением среды с сильным поглощением электронного волнового поля. Будем предполагать, что поглощение среды настолько сильное, что справедливо неравенство $l \ll v/\omega$ (l — длина когерентности, v — скорость быстрого электрона, ω — частота,

соответствующая энергетической потере). В такой неупорядоченной среде упругое рассеяние на большие углы быстрых электронов с энергией E в несколько сотен электрон-вольт происходит в первых атомных слоях [5]. Как известно, генерация электронами объемных плазмонов как колебаний продольного электрического поля происходит только при движении электронов в среде. Поверхностные плазмоны, не являющиеся квантами продольного электрического поля, возбуждаются электронами при их движении не только в среде, но и в вакуумной области.

Учитывая все вышесказанное, можно утверждать, что основной вклад в когерентный эффект вносит интерференция двух процессов, в первом из которых быстрый электрон испытывает вначале однократное упругое некогерентное рассеяние на большой угол на центрах вблизи поверхности неупорядоченной сильно поглощающей среды, а затем однократное возбуждение поверхностного плазмона в вакуумной области. Во втором интерферирующем процессе порядок столкновений меняется на противоположный. Особенность такого когерентного эффекта состоит во влиянии квантовой интерференции на форму линии энергетического спектра характеристической потери. Квантовая интерференция в процессе электронного транспорта приводит к подавлению длинноволновой части спектра генерации поверхностного плазмона. Это вызывает снижение роста интенсивности потери в окрестности энергии $\hbar\omega_p/\sqrt{2}$.

Интерференционная природа рассматриваемого эффекта в неограниченной среде проявляется в наличии зависимости неупругой части сечения рассеяния от угла рассеяния χ . Присутствие границы трансформирует эту зависимость от χ в зависимость от углов падения α_i и вылета α_f электрона и от азимутального угла ϕ_p между проекциями скорости падающего v и вылетающего

го v' электронов на плоскость поверхности. Зависимость неупругой части сечения от углов α_i и α_f имеет в основном неинтерференционную природу. Зависимость от азимутального угла ϕ_p возникает исключительно благодаря эффекту квантовой интерференции в процессе электронного транспорта. Наблюдение азимутально-угловой зависимости интенсивности потери можно рассматривать как идентификацию когерентного эффекта.

1. Упругое некогерентное рассеяние быстрого электрона в неупорядоченной среде

Рассмотрим представление неупорядоченных центров упругого рассеяния, расположенных в объеме среды,

$$U_{bs}(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^N V_{bs}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{k}_a u_{bs}(\mathbf{k}_a) \sum_{j=1}^N \exp[i\mathbf{k}_a(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j)]. \quad (1)$$

Здесь $U_{bs}(\mathbf{r})$ — трехмерный потенциал упругого рассеяния быстрого электрона на большой угол, необходимый для вылета электрона из среды назад, N — число хаотически расположенных центров упругого рассеяния, $u_{bs}(\mathbf{k}_a)$ — амплитуда электронного рассеяния на таком центре. Произведение $U_{bs}(\mathbf{r})U_{bs}^*(\mathbf{r}')$, усредненное по хаотическому распределению центров упругого рассеяния, будет иметь вид

$$\langle U_{bs}(\mathbf{r})U_{bs}^*(\mathbf{r}') \rangle_{rd} = \frac{n}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{k}_a |u_{bs}(\mathbf{k}_a)|^2 \times \exp[i\mathbf{k}_a(\mathbf{r} - \mathbf{r}')], \quad (2)$$

n — концентрация центров упругого рассеяния электронов.

Упругое столкновение быстрого электрона, сопровождающееся его рассеянием на большой угол, характеризуется длиной порядка $(k_p)^{-1}$, т.е. много меньшей атомного масштаба. Несмотря на этот факт, потенциал упругого рассеяния электрона на большие углы можно задать в простейшем виде — как потенциал Ферми. Конечно, при такой аппроксимации исключается возможность учета анизотропии упругого рассеяния. Однако сделанное нами упрощение оправдано в случае сильно поглощающей среды, когда быстрый электрон испытывает лишь один акт упругого рассеяния на большой угол. Как было показано в работах [1,2,6], в такой ситуации квадрат модуля амплитуды упругого электронного рассеяния зависит с точностью до членов порядка $\hbar\omega/E \ll 1$ от полного переданного среде импульса, а зависимостью от импульса, переданного в неупругом процессе, можно пренебречь. Таким образом, сечение упругого рассеяния входит мультипликативно в полное сечение всего процесса. Нас интересует сечение неупругого рассеяния,

определяемое отношением полного сечения к сечению упругого рассеяния. Искомое сечение неупругого рассеяния вообще не зависит от структуры упругой части сечения.

Потенциал Ферми позволяет максимально упростить процедуру вычисления неупругой части сечения процесса.

Для потенциала Ферми $|u_{bs}(\mathbf{k}_a)|^2 = |u_{bs}|^2 = \text{const}(\mathbf{k}_a)$, так что

$$\langle U_{bs}(\mathbf{r})U_{bs}^*(\mathbf{r}') \rangle_{rd} = n|u_{bs}|^2 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}').$$

Выражение для дифференциального сечения упругого рассеяния электрона на потенциале $U_{bs}(\mathbf{r})$ имеет вид

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = \frac{S}{4\pi} \frac{\sigma_{bs}}{\sigma_i [\cos(\alpha_i)^{-1} + \cos(\alpha_f)^{-1}]}. \quad (3)$$

Здесь S есть площадь поверхности среды,

$$\sigma_{bs} = \frac{m^2 |u_{bs}|^2}{\pi \hbar^4};$$

$$\sigma_i = \frac{4\pi}{k_p} \text{Im} f(\theta = 0)$$

представляет собой полное сечение рассеяния быстрого электрона, $f(\theta = 0)$ — амплитуда электронного рассеяния на нулевой угол.

2. Сечение процесса рассеяния в среде с сильным поглощением

Волновая функция электрона, взаимодействующего с полубесконечной средой, в которой хаотически распределены центры упругого рассеяния, а на границе среды и вакуумной области возбуждается поверхностный плазмон, определяется традиционными методами теории возмущений. Когерентное волновое поле и функция Грина быстрого электрона находятся по аналогии с тем, как это было сделано в [7]. Дифференциальное сечение процесса рассеяния определяется поправкой второго порядка к волновой функции. Имеем

$$\frac{d\sigma}{d\Omega d\omega} = \frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} \frac{e^2}{\pi^2 \hbar} \int_0^\infty dq \text{Im} \frac{1}{\Xi_s(q, \omega)} \times F(q, v, \alpha_i, \alpha_f, \phi_p, \kappa_i + \kappa_f, E_q). \quad (4)$$

Здесь q и $\hbar\omega$ — волновой вектор и энергия, потерянные быстрым электроном на возбуждение поверхностного плазмона. Условие $\Xi_s(q, \omega) = 0$ представляет собой полюс возбуждения поверхностного плазмона. Функция локализации $F(q, v, \alpha_i, \alpha_f, \phi_p, \kappa_i + \kappa_f, E_q)$ имеет громоздкий вид. Она представлена в Приложении. Вектор

начальной скорости быстрого электрона \mathbf{v} имеет проекции v_z, \mathbf{v}_ρ . Вектор скорости быстрого электрона в конечном состоянии \mathbf{v}' имеет проекции $-v_{fz}, \mathbf{v}'_\rho, v_{fz} > 0$. Параметры, содержащиеся в функции локализации:

$$E_q = \frac{\hbar^2 q^2}{2m},$$

$$\kappa_i = \text{Im} \sqrt{k_z^2 + ikn\sigma_i}, \quad \kappa_f = \text{Im} \sqrt{k_{fz}^2 + ikn\sigma_i}.$$

Зависимость величины F от угла $\phi_p = \widehat{\mathbf{v}_\rho, \mathbf{v}'_\rho}$ определяется исключительно квантовой интерференцией.

Выражение (4) справедливо для среды с любым поглощением. Интенсивность неупругого рассеяния (генерации поверхностного плазмона) определим как отношение

$$S1_{\text{inel}} = \frac{d\sigma/d\Omega d\omega}{d\sigma_{\text{el}}/d\Omega}. \quad (5)$$

Для среды с сильным поглощением электронного волнового поля формула (5) существенно упрощается

$$S1_{\text{inel}}(\phi_p, \omega) = \frac{e^2}{\pi\hbar} \int \frac{d\mathbf{q}}{q} \text{Im} \frac{1}{\Xi_s(q, \omega)} \times \left| \frac{1}{\omega + \mathbf{q}\mathbf{v}_\rho + \hbar^{-1}E_q - iqv_z} + \frac{1}{-\omega - \mathbf{q}\mathbf{v}'_\rho + \hbar^{-1}E_q - iqv_{fz}} \right|^2. \quad (6)$$

После перехода к пределам сильно поглощающей среды

$$q \ll \kappa_i + \kappa_f;$$

$$\omega \ll 2(\kappa_i + \kappa_f)v_z; \quad \omega \ll 2(\kappa_i + \kappa_f)v_{fz}$$

оставшиеся в формуле (4) слагаемые сгруппированы в (6) в виде квадрата модуля суммы гриновских функций распространения всей системы „быстрый электрон + граница неупорядоченной среды + поверхностный плазмон“. Каждая из этих вакуумных составляющих функции Грина соответствует амплитуде одной из двух возможных реализаций процесса упругого и неупругого рассеяния. Нули вещественных частей знаменателей гриновских функций соответствуют законам сохранения нормальной составляющей волнового вектора в процессах с разной последовательностью актов рассеяния, а мнимые части знаменателей отвечают частотам пространственного затухания электрического поля плазмона вдоль направлений движения электрона. В структуре выражения (6) содержится квантовая интерференция процессов с разной последовательностью пространственно разделенных актов упругого и неупругого электронного рассеяния. Главное свойство такой

интерференции состоит в подавлении излучения самых длинноволновых поверхностных возбуждений.¹

Действительно, из (6) следует, что в пределе $q \rightarrow 0$ весь квадрат модуля также стремится к нулю. Благодаря этому обстоятельству зависимость функции локализации от волнового вектора q

$$F(q) = \int_0^{2\pi} d\phi \left| \frac{1}{\omega + \mathbf{q}\mathbf{v}_\rho + \hbar^{-1}E_q - iqv_z} + \frac{1}{-\omega - \mathbf{q}\mathbf{v}'_\rho + \hbar^{-1}E_q - iqv_{fz}} \right|^2 \quad (7)$$

имеет вид функции с резким максимумом, ширина и высота которого зависят от энергии E и углов α_i, α_f и ϕ_p . Аналитическое представление функции локализации $F(q)$ имеет вид

$$F(q) = \frac{2\pi}{qv_z} \text{Im} \frac{1}{\sqrt{(\omega + \hbar^{-1}E_q - iqv_z)^2 - (qv_\rho)^2}} + \frac{2\pi}{qv_{fz}} \text{Im} \frac{1}{\sqrt{(\omega - \hbar^{-1}E_q - iqv_{fz})^2 - (qv'_\rho)^2}} - 4\pi \text{Re} \left\{ \frac{1}{[\mathbf{v}_\rho(\omega + \hbar^{-1}E_q - iqv_z) - \mathbf{v}'_\rho(\omega - \hbar^{-1}E_q - iqv_{fz})]^2 - [q\mathbf{v}_\rho \times \mathbf{v}'_\rho]^2} \times \left[\frac{v_\rho^2(\omega + \hbar^{-1}E_q - iqv_z) - \mathbf{v}_\rho \cdot \mathbf{v}'_\rho(\omega + \hbar^{-1}E_q - iqv_z)}{\sqrt{(\omega + \hbar^{-1}E_q - iqv_z)^2 - (qv_\rho)^2}} + \frac{v'^2_\rho(\omega - \hbar^{-1}E_q - iqv_{fz}) - \mathbf{v}_\rho \cdot \mathbf{v}'_\rho(\omega - \hbar^{-1}E_q - iqv_{fz})}{\sqrt{(\omega - \hbar^{-1}E_q - iqv_{fz})^2 - (qv'_\rho)^2}} \right] \right\}. \quad (8)$$

Выражение (8) содержит слагаемые разной природы. Слагаемые, содержащие знак Im , имеют неинтерференционную природу. Они описывают вероятности двух возможных вариантов процесса, отличающихся порядком столкновений быстрого электрона с плазмоном и с силовыми центрами. Слагаемое, содержащее знак Re , описывает интерференцию между этими двумя вариантами процесса. Непосредственный анализ интерференционного слагаемого в (8) связан с громоздкими вычислениями из-за большого числа комплексных математических фрагментов. Однако такой анализ достаточно прост

¹ Как было показано нами в работах [1,6], интерференционное гашение самых длинноволновых объемных плазмонов не приводит к подавлению интенсивности спектра около плазменной частоты, поскольку для безграничной среды (в отличие от вакуума) мнимые части знаменателей гриновских функций распространения содержат не зависящие от волнового вектора \mathbf{q} постоянные составляющие, пропорциональные мнимой части амплитуды рассеяния быстрого электрона на нулевой угол.

в практически наиболее интересном случае равенства углов $\alpha_i = \alpha_f = \alpha$ и при $E_q \ll \hbar\omega$.

Обозначим $z = qv/\omega$. Тогда из (8) следует, что изменение знака интерференционного слагаемого происходит при

$$z^2 [\cos^2(\alpha) + \sin^2(\alpha) \cos^2(\phi_p/2)] + 2z \cos(\alpha) \frac{g(z, \alpha) - z \cos(\alpha)}{1 + z \cos(\alpha)g(z, \alpha)} - 1 = 0. \quad (9)$$

Здесь

$$g(z, \alpha) = \frac{\text{Im} \sqrt{[1 - iz \cos(\alpha)]^2 - z^2 \sin^2(\alpha)}}{\text{Re} \sqrt{[1 - iz \cos(\alpha)]^2 - z^2 \sin^2(\alpha)}}.$$

Уравнение (9) имеет корень $z_c(\alpha, \phi_p)$, по положению которого можно судить о характере интерференции. В диапазоне волновых векторов $qv < z_c(\alpha, \phi_p = 0^\circ)\omega$ интерференционное слагаемое отрицательно при всех углах ϕ_p . Таким образом, интерференция имеет там характер когерентного гашения амплитуд двух процессов рассеяния. Наоборот, в диапазоне волновых векторов $qv > z_c(\alpha, \phi_p = 180^\circ)\omega$ интерференция имеет характер когерентного сложения амплитуд двух процессов рассеяния при всех углах ϕ_p . В диапазоне волновых векторов

$$\frac{\omega}{v} z_c(\alpha, \phi_p = 0^\circ) < q < \frac{\omega}{v} z_c(\alpha, \phi_p = 180^\circ)$$

интерференция амплитуд не носит однозначного характера.

При фиксированном значении $z = qv/\omega$ зависимость интерференционного слагаемого в (8) от азимутального угла ϕ_p имеет вид функции от $\cos^2(\phi_p/2)$. Такая зависимость имеет экстремумы при $\phi_p = 0$ и 180° . Кроме того, эта зависимость может иметь экстремум при

$$\phi_p = 2 \arccos \sqrt{\frac{1 - y(z) - z^2 \cos^2(\alpha)}{z \cos(\alpha)}}, \quad (10)$$

причем это будет максимум, если

$$y(z) = -2z \cos(\alpha) \times \frac{z \cos(\alpha) - g(z, \alpha) + \sqrt{(1 + z^2 \cos^2(\alpha))(1 + g^2(z, \alpha))}}{1 + z \cos(\alpha)g(z, \alpha)}, \quad (11)$$

и минимумом, если

$$y(z) = -2z \cos(\alpha) \times \frac{z \cos(\alpha) - g(z, \alpha) - \sqrt{(1 + z^2 \cos^2(\alpha))(1 + g^2(z, \alpha))}}{1 + z \cos(\alpha)g(z, \alpha)}. \quad (12)$$

Наоборот, экстремумы при $\phi_p = 0$ и 180° будут в этих случаях минимумами либо максимумами соответственно.

Полное исследование всей динамики интерференционных процессов возможно только на основании выражения (6), составной частью которого помимо рассмотренной выше функции локализации $F(q, \alpha, \phi_p)$ является функция возбуждения поверхностного плазмона $\text{Im} [\Xi_s(q, \omega)]^{-1}$.

3. Изменение угловой структуры интерференции при изменении положения ω в спектре потери

Как было показано в предыдущем разделе, характер интерференции (когерентное сложение или гашение амплитуд) зависит от длины волны поверхностного плазмона. Поэтому для корректного учета пространственной дисперсии, содержащейся в функции возбуждения поверхностного плазмона, требуется определить свойства граничного отражения внутренних электронов среды с максимально возможной полнотой. Используем результаты нашей работы [8]. В ней для описания объемных диэлектрических свойств среды использовалась гидродинамическая модель. Свойства поверхности задаются путем введения двух феноменологических параметров: R — доли упругого, P — доли зеркального отражения внутренних электронов среды от границы. Мы ограничиваем рассмотрение случаем среды с сильным поглощением электронного волнового поля. Естественно, что в такой среде $R \ll 1$ и $P \ll 1$.

В рамках такого описания свойств поверхности разложение по малому параметру qv_F/ω функции $\Xi_s(q, \omega)$ будет иметь вид

$$\begin{aligned} \Xi_s(q, \omega) = & 1 + \varepsilon(\omega) - i\sqrt{\beta} \frac{qv_F}{\omega} \\ & \times \left[\frac{1 - PR}{2} + \frac{(1 + R)[1 - R - i(1 + R)]}{(1 + R^2)} \right] \\ & - \beta \frac{(qv_F)^2}{\omega^2} \left[\frac{1 + R + 4R^2 + PR(2 - R - R^2)}{2(1 + R^2)} \right. \\ & \left. - \frac{(1 + R^2)(1 - 4R + R^2)}{(1 + R^2)^2} \right] - i\beta \frac{(qv_F)^2}{\omega^2} \\ & \times \left[\frac{1 + 5R + 3R^2 - 2PR - PR^2 + PR^3}{2(1 + R^2)} \right. \\ & \left. + \frac{(1 - R)(1 + 4R + 2R^2)}{(1 + R^2)^2} \right] + \dots \quad (13) \end{aligned}$$

Здесь v_F — скорость Ферми, $\beta = 4/9$, $\varepsilon(\omega) = 1 - \omega_p^2/\omega \times (\omega - i\nu)$, ν — частота столкновений электронов среды.

Подставив (13) в (16), определим зависимость $S1_{\text{inel}}(\phi_p, \omega)$. На приведенных далее рисунках эта зависимость обозначена как $S1$. Там же для сравнения показана

величина S_2 , представляющая собой вклад в интенсивность генерации суммы двух квадратов модулей для двух вариантов последовательности столкновений быстрого электрона. Эта величина имеет неинтерференционную природу и не зависит от угла ϕ_p .

Представленная на рис. 1 зависимость $S_1(\phi_p)$ соответствует виду функции локализации $F(\phi_p, qv/\omega \approx 1)$. Из (10) находим значения корней, определяющих диапазоны q с различным характером интерференции: $z_c(\alpha = 70^\circ, \phi_p = 0^\circ) = 0.89$; $z_c(\alpha = 70^\circ, \phi_p = 180^\circ) = 1.34$. Максимум генерации плазмонов с $\omega = 0.707\omega_p$ в соответствии с (13) располагается при $qv/\omega \approx 0.1$. Основная доля излучения плазмона приходится на область

$$q \ll \frac{\omega}{v} z_c(\alpha, \phi_p = 0^\circ).$$

Интерференционное гашение такого длинноволнового излучения настолько сильное, что основную роль в формировании S_1 играют плазмоны с $qv/\omega \approx 1$. Интенсивность S_2 , рассчитанная без учета интерференции, примерно вдвое превышает интенсивность S_1 во всем диапазоне углов ϕ_p . Представленные на рис. 2 зависимости $S_1(\phi_p)$ и S_2 пересекаются. Область углов, где $S_1(\phi_p) > S_2$, соответствует интерференционному сложению амплитуд. Это имеет место в большей части азимутально-углового диапазона, примакающего к $\phi_p = 0^\circ$. Слабое интерференционное гашение амплитуд происходит вблизи угла $\phi_p = 180^\circ$, где $S_1(\phi_p) < S_2$. Максимум генерации плазмонов с $\omega = 0.74\omega_p$ располагается при $qv/\omega \approx 1.2$. Зависимость интенсивности $S_1(\phi_p)$ близка к той, которая описывается функцией

$$F\left(\phi_p, \frac{qv}{\omega} \approx 1.2\right).$$

Подобный характер угловой структуры функции локализации был получен нами ранее для интерференционной поправки к сечению рассеяния электрона в канале генерации объемного плазмона [1].

Из представленных на рис. 3 зависимостей $S_1(\phi_p)$ и S_2 ясно видно, что интерференционная поправка положительна при всех азимутальных углах. Такая ситуация становится возможной, только если основной вклад в интеграл по q в (6) вносит генерация плазмонов с $qv > \omega z_c(\alpha, \phi_p = 180^\circ)$. Максимум генерации плазмонов при $\omega = 0.79\omega_p$ приходится на $qv/\omega \approx 2.5$. Максимум на зависимости $S_1(\phi_p)$ расположен при $\phi_p = 110^\circ$. Такая зависимость подобна функции локализации $F(\phi_p, qv/\omega = 1.95)$, для которой положение углового максимума, рассчитанного по формуле (10), приходится на 110° . Наличие углового максимума при угле рассеяния $\chi \approx 110^\circ$, когда $qv/\omega = 2$, также имеет место на кривой функции локализации $F(qv/\omega = 2, \chi)$, соответствующей новому типу слабой локализации в канале возбуждения объемного плазмона [1].

Сопоставление зависимостей $S_1(\phi_p)$, представленных на рис. 1–3, показывает, что их структура претерпевает существенное изменение при увеличении значения энер-

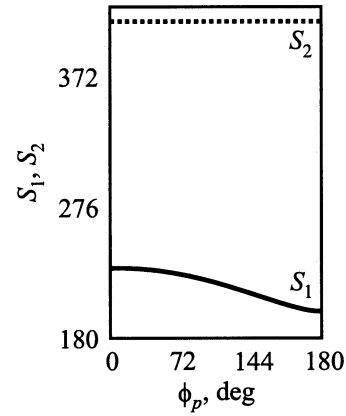


Рис. 1. Зависимость интенсивности потери с $\hbar\omega = 0.707\hbar\omega_p$ от азимутального угла ϕ_p . $E = 1000$ eV, $E_F = 11.6$ eV, $\alpha_i = \alpha_f = 70^\circ$, $R = 0$, $P = 0$.

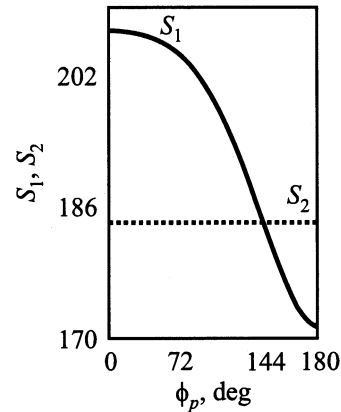


Рис. 2. То же, что на рис. 1, при $\hbar\omega = 0.74\hbar\omega_p$.

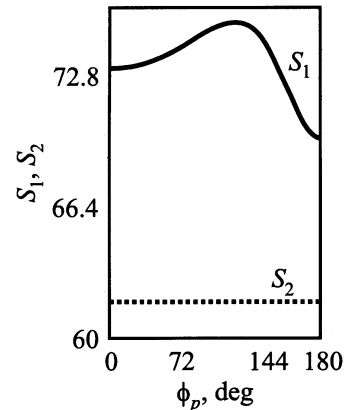


Рис. 3. То же, что на рис. 1, при $\hbar\omega = 0.79\hbar\omega_p$.

гетической потери в пределах 10% расстройки относительно $\hbar\omega_p/\sqrt{2}$. Такая особенность угловой структуры интерференционной поправки может быть положена в основу метода спектральной идентификации когерентного эффекта в канале поверхностной плазменной потери.

4. Интерференционное уширение спектра характеристической потери

Спектральное распределение интенсивности неупругого рассеяния без учета интерференционной поправки легко написать, имея в виду (6)

$$S_{2_{\text{inel}}}(\omega) = \frac{e^2}{\pi\hbar} \int \frac{d\mathbf{q}}{q} \text{Im} \frac{1}{\Xi_s(q, \omega)} \times \left\{ \frac{1}{[\omega + \mathbf{q}\mathbf{v}_\rho + \hbar^{-1}E_q]^2 + (qv_z)^2} + \frac{1}{[\omega + \mathbf{q}\mathbf{v}'_\rho - \hbar^{-1}E_q]^2 + (qv_{fz})^2} \right\}. \quad (14)$$

Сопоставление спектров (6) и (14) показано на рис. 4 и 5. Квантовая интерференция упругого и неупругого рассеяния подавляет генерацию плазмона в окрестности потери с энергией $\hbar\omega_p/\sqrt{2}$. Этот эффект эквивалентен уширению спектра, но такое уширение недиссипативно, поскольку не связано с каким-либо механизмом распада возбуждения. Эффективное уширение спектра потери может составлять величину порядка 100% ширины „исходного“ спектра, определяемого выражением (14). Интерференционное подавление генерации в окрестности потери $\hbar\omega_p/\sqrt{2}$ имеет некоторую зависимость от азимутального угла ϕ_p . Подавление генерации плазмона несколько усиливается при переходе от $\phi_p = 0^\circ$ к $\phi_p = 180^\circ$. Это видно из спектров, изображенных на рис. 4 и 5. То же можно сказать и об уширении спектра потери.

Приведенные на рис. 4 и 5 спектры характеристической потери рассчитаны для поликристаллической алюминиевой мишени. Реалистичное значение ширины пика получено без включения в расчет дополнительных механизмов распада плазмона бездисперсионной природы. Частота столкновений электронов неупорядоченной среды предполагалась $\nu \ll \nu_F\omega_p/\nu$.

В заключение следует остановиться на практических выводах из приведенной выше теории.

1) Квантовая интерференция упругого и неупругого рассеяния быстрого электрона вызывает значительное дополнительное уширение формы линии спектра энергетической потери на возбуждение поверхностного плазмона. Таким образом снимается вопрос о необходимости поиска дополнительных механизмов распада плазмонов для объяснения реалистичных значений ширины спектральной линии.

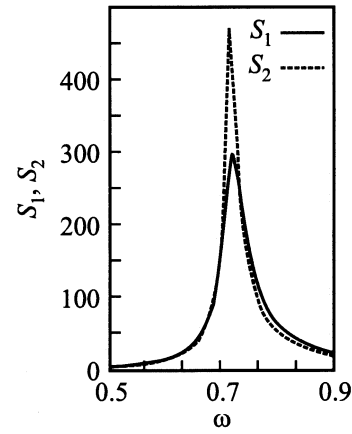


Рис. 4. Влияние интерференции упругого и неупругого рассеяния на спектральную интенсивность потери энергии. $\alpha = 70^\circ$, $\phi_p = 0^\circ$.

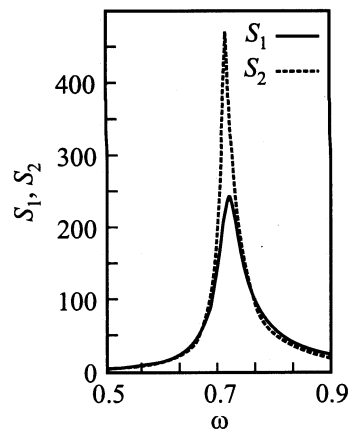


Рис. 5. То же, что на рис. 4, при $\alpha = 70^\circ$, $\phi_p = 180^\circ$.

2) В настоящее время возможен эксперимент по наблюдению предсказанных выше особенностей азимутально-угловой зависимости интенсивности потери. Измеряется отношение угловой структуры отраженного от неупорядоченной среды потока быстрых электронов с фиксированной расстройкой энергетической потери относительно положения спектрального максимума к угловой структуре упругого отражения.

3) Основные особенности интерференционной поправки в каналах объемной и поверхностной плазменных потерь энергии быстрого электрона имеют одинаковые черты, несмотря на различные представления результатов теории этого явления в объеме неупорядоченной среды и у ее поверхности.

Представленные выше результаты могут служить основой целенаправленного экспериментального поиска азимутально-угловых особенностей, присущих интерференции упругого и неупругого электронного рассеяния быстрых электронов при отражении от неупорядоченных сред. В этой связи возможности современной спектроскопии по энергоугловому разрешению характеристических потерь вселяют определенный оптимизм.

Приложение

Функция локализации для среды с любым поглощением электронного волнового поля имеет вид

$$\begin{aligned}
 F(q, v, \alpha_i, \alpha_f, \phi_p, \kappa_i + \kappa_f, E_q) &= \frac{e^2}{\pi^2 \hbar} \int_0^{2\pi} d\phi_q \left\{ \frac{q + 2(\kappa_i + \kappa_f)}{2(\kappa_i + \kappa_f)} \left[\frac{1}{(\omega + \mathbf{q}\mathbf{v}_\rho + \hbar^{-1}E_q)^2 + (qv_z)^2} \right. \right. \\
 &+ \left. \frac{1}{(\omega + \mathbf{q}\mathbf{v}'_\rho - \hbar^{-1}E_q)^2 + (qv_{fz})^2} \right] + \frac{[q + 2(\kappa_i + \kappa_f)](\kappa_i + \kappa_f - q)}{2(\kappa_i + \kappa_f)(q + \kappa_i + \kappa_f)} \\
 &\times \left[\frac{1}{(\omega + \mathbf{q}\mathbf{v}_\rho + \hbar^{-1}E_q)^2 + [q + 2(\kappa_i + \kappa_f)]^2 v_z^2} + \frac{1}{(\omega + \mathbf{q}\mathbf{v}'_\rho - \hbar^{-1}E_q)^2 + [q + 2(\kappa_i + \kappa_f)]^2 v_{fz}^2} \right] \\
 &+ 2(\kappa_i + \kappa_f) \operatorname{Re} \left\langle \frac{v_z v_{fz}}{2(\kappa_i + \kappa_f) v_z v_{fz} + i [v_{fz}(\omega + \mathbf{q}\mathbf{v}_\rho + \hbar^{-1}E_q) + v_z(\omega + \mathbf{q}\mathbf{v}'_\rho - \hbar^{-1}E_q)]} \right\rangle \\
 &\times \left\{ \frac{1}{(q + \kappa_i + \kappa_f)} \left[\frac{1}{v_z (v_{fz} [q + 2(\kappa_i + \kappa_f)] + i[\omega + \mathbf{q}\mathbf{v}'_\rho - \hbar^{-1}E_q])} + \frac{1}{v_{fz} (v_z [q + 2(\kappa_i + \kappa_f)] + i[\omega + \mathbf{q}\mathbf{v}_\rho + \hbar^{-1}E_q])} \right] \right. \\
 &+ \frac{2}{[qv_z + i(\omega + \mathbf{q}\mathbf{v}_\rho + \hbar^{-1}E_q)] ([q + 2(\kappa_i + \kappa_f)] v_z + i(\omega + \mathbf{q}\mathbf{v}_\rho + \hbar^{-1}E_q))} \\
 &+ \frac{2}{[qv_{fz} + i(\omega + \mathbf{q}\mathbf{v}'_\rho - \hbar^{-1}E_q)] ([q + 2(\kappa_i + \kappa_f)] v_{fz} + i(\omega + \mathbf{q}\mathbf{v}'_\rho - \hbar^{-1}E_q))} \\
 &\left. + \frac{2}{[qv_z + i(\omega + \mathbf{q}\mathbf{v}_\rho + \hbar^{-1}E_q)] [qv_{fz} + i(\omega + \mathbf{q}\mathbf{v}'_\rho - \hbar^{-1}E_q)]} \right\} \Bigg\}.
 \end{aligned}$$

Список литературы

- [1] Б.Н. Либенсон, К.Ю. Платонов, В.В. Румянцев. ЖЭТФ **101**, 2, 614 (1992).
- [2] V.V. Romyantsev, V.V. Doubov. Phys. Rev. B **49**, 13, 8643 (1994).
- [3] V.V. Romyantsev, E.V. Orlenko, B.N. Libenson. Z. Phys. B **103**, 53 (1997).
- [4] Б.Н. Либенсон, В.В. Румянцев. ФТТ **40**, 8, 1413 (1998).
- [5] И.М. Бронштейн, И.П. Пронин. ФТТ **17**, 2431; 2502 (1975).
- [6] V.V. Romyantsev, B.N. Libenson. Ann. Phys. **111**, 152 (1978).
- [7] Е.Е. Городничев, С.Л. Дударев, Д.Б. Рогозкин, М.И. Рязанов. Препринт МИФИ № 025-87. М. (1987).
- [8] Б.Н. Либенсон. ФТТ **36**, 8, 2283 (1994).