



DOI: 10.5862/JPM.242.7

УДК: 530.145+539.1

В.В. Кораблев, В.В. Дубов

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

ФОРМИРОВАНИЕ УГЛОВЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ НЕУПРУГОРАССЕЯННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ИХ КВАНТОВОМ ТРАНСПОРТЕ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Рассмотрены особенности формирования угловых зависимостей электронов, вышедших из неупорядоченного твердого тела и испытавших неупругое рассеяние. Такого рода тонкие особенности зависимостей формируются за счет процессов квантового транспорта эмитируемых частиц. Рассмотрены случаи двух- и многочастичных неупругих процессов. Проведены качественные и количественные оценки относительных вкладов различных групп частиц. Показано, что обычно эффекты, связанные с квантовым транспортом электронов, выражены более ярко в случае регистрации электронов, генерируемых внутри твердого тела при неупругом рассеянии электронов первичного пучка. Это относится как к электронам, генерируемым при ионизационных процессах, так и к оже-электронам. Полученные результаты указывают на перспективность использования описанного эффекта в прикладной эмиссионной электронной спектроскопии.

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ, КВАНТОВЫЙ ТРАНСПОРТ, СЛАБАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ, ПОВЕРХНОСТЬ ТВЕРДОГО ТЕЛА.

Введение

Выяснение физических причин формирования поправок к столкновительному члену кинетического уравнения Больцмана, связанных с явлением квантовой интерференции, представляет собой одну из самых интересных и продуктивных тем исследований в области физики рассеяния частиц. Проблема эта изучалась как в ее классическом волновом аспекте, так и в квантовом, особенно когда кинетическое уравнение Больцмана начали выводить из квантового уравнения для матрицы плотности. Оказалось, что при описании переноса излучения на основе волновых уравнений и на основе стандартной теории переноса результаты не всегда совпадают. Наиболее отчетливо это различие проявилось при описании процесса отражения электромагнитных волн от неоднородных сред в направлении точно назад [1 – 6]. Увеличение вероятности такого рассеяния и проявление слабой локализации электронов в неупорядоченных средах имеют одну и ту же физическую причину. Объяснение эффектов с корпускулярных позиций связано с их квантовым транспортом.

Квантовый транспорт электронов есть их движение в среде, в процессе которого они испытывают столкновения, причем последующее начинается раньше, чем заканчивается предыдущее. Это движение может совершаться как под действием приложенного внешнего поля, так и благодаря запасенной электронами начальной кинетической энергии. Тот аспект квантового транспорта, который связан с явлением слабой локализации, универсален; он проявляется и в известных задачах теории проводимости, и в задачах переноса излучения и вещества. Если движение электронов или фотонов происходит в неупорядоченной среде, то такая интерференция приводит не просто к количественным поправкам к результатам, полученным с помощью кинетического уравнения Больцмана, но к качественно новым эффектам. В самом известном случае эти эффекты связаны с андерсоновской локализацией [7, 8].

В последние годы квантовый транс-

порт и, в частности, слабая локализация интенсивно изучаются экспериментально и теоретически. Отрицательное аномальное магнетосопротивление в физике твердого тела и слабая локализация света в классической электродинамике могут считаться двумя основными экспериментальными свидетельствами реальности описываемых своеобразных интерференционных явлений, наблюдаемых при рассеянии в неупорядоченных средах.

Обычная слабая локализация электронов обусловлена их упругими столкновениями с центрами рассеяния. Неупругие столкновения, как до сих пор было принято считать, подавляют квантовые интерференционные процессы, связанные с сохранением фазовой памяти электронов. Неупругое рассеяние определяет диссипативные процессы при движении частиц в средах. Долгое время считалось, что именно эти процессы диссипации являются основным следствием неупругого рассеяния частиц в твердых телах. Это несомненно верно в отношении обычной слабой локализации андерсоновского типа. Однако неупругие процессы, как оказалось, могут одновременно быть источником новых квантовых интерференционных явлений, что нашло свое выражение в возможности существования слабой локализации нового типа.

Новый вид квантового транспорта, как было показано в работах [3, 9, 10], проявляется четко для электронов, имеющих энергию от десятков электронвольт до единиц килоэлектронвольт. Это связано с тем, что, в отличие от обычной слабой локализации, которой соответствует увеличение рассеяния электронов назад в очень узкую область телесных углов порядка λ/l , преимущественное рассеяние электронов происходит в более широком интервале углов: $(\lambda/l) \cdot (E/\hbar\omega)$. Здесь λ — длина волны де Бройля; l — длина свободного пробега электрона; E — энергия электрона; $\hbar\omega$ — энергия, им потерянная.

Возможность наблюдать эффекты квантового транспорта нового типа в канале неупругого рассеяния была предсказана в предположении, что движение электронов осуществляется так, что кроме неупругого

рассеяния они испытывают однократное рассеяние на большой угол. Затем было показано, что слабая локализация нового типа сохраняется и в условиях упругого многократного рассеяния на произвольные углы [3]. Было также установлено, что роль поверхности в теории квантового транспорта нового типа не деструктивна, а в отдельных случаях может даже стать определяющей. Вопросы указанной сохранности и роли поверхности являются принципиальными в отношении проявления слабой локализации нового типа в природных процессах, а также возможности прямого наблюдения эффекта.

Ранее была показана возможность наблюдения описанного эффекта при регистрации электронов, выходящих из твердого тела при облучении последнего пучком первичных электронов промежуточных (от десятков электронвольт до десятка килоэлектронвольт) энергий.

В отношении интересующих нас эффектов квантового транспорта электронов, которые проявляются при эмиссии электронов, мы уделяем основное внимание двум типам частиц, выходящих из твердого тела в вакуум.

Во-первых, это электроны первичного пучка, которые, рассеявшись в кристалле многократно упруго и неупруго (рассеяние последнего рода может быть однократным), затем покидают среду.

Во-вторых, электроны, генерируемые первичным пучком внутри твердого тела, а затем при движении к поверхности испытывавшие упругие и неупругие соударения. Отличие вторично-эмиссионных электронов, выходящих из твердого тела и испытывающих слабую локализацию нового типа, от электронов первого вида в отношении процессов квантового транспорта заключается в различном влиянии поверхности и приповерхностной области твердого тела на формирование угловых зависимостей частиц. Проведенный анализ квантового транспорта этих двух типов частиц позволил детально исследовать роль поверхности твердого тела в процессах слабой локализации нового типа.

Слабая локализация нового типа вблизи поверхности при эмиссии электронов

С целью более четкого выделения влияния поверхности на рассеяние частиц будем рассматривать электроны двух описанных типов, имеющие приблизительно одинаковые значения энергии. Это позволит, по возможности, исключить из рассмотрения несущественные энергетические различия количественных характеристик влияния поверхности на процессы рассеяния.

На рассеяние электронов первичного пучка, испытывающих наряду с упругим и неупругое рассеяние при взаимодействии с неупорядоченным твердым телом, будет оказывать существенное влияние поверхность образца, непосредственно около которой частица будет двигаться дважды до своего вылета из среды. Рассеяние же вторичных электронов, выходящих из твердого тела, должно быть менее чувствительно к влиянию его поверхности.

Эта уникальность вторичных электронов применительно к квантовому транспорту частиц в среде связана с тем, что они генерируются во внутрикристаллической области. Затем, двигаясь к поверхности, они рассеиваются (упруго и неупруго) и только после этого взаимодействуют непосредственно с поверхностью твердого тела. Безусловно, будет сказываться и влияние поверхности на угловые зависимости интенсивностей вторичных электронов. Как это будет проявляться для различных типов частиц (например, неупругорассеянных электронов первичного пучка и вторично-эмиссионных электронов), насколько качественно и количественно будут отличаться характеристики рассеяния, мы и исследуем в нашей работе. Общая группа причин, определяющих угловые зависимости, связана с обычными геометрическими факторами рассеяния и с численным различием параметров объемной и приповерхностной областей твердого тела. Однако нас в большей степени интересуют физические квантовомеханические причины различий между формированиями ориентационных зависимостей для частиц, неупруго отраженных кристаллом, и для эмиссионных частиц.

С точки зрения практического применения полученных в статье результатов также оказываются важными и количественные различия величин ориентационных эффектов, связанных со слабой локализацией нового типа неупруго рассеиваемых твердым телом частиц. Ранее авторами в работе [4] было показано при использовании модели изотропно рассеивающих силовых центров, что квантовый транспорт нового типа имеет место и в случае многократного рассеяния электронов на произвольные углы. При этом процесс сопровождается слабой локализацией электронов, рассеивающихся неупорядоченной средой. Использование модели изотропно рассеивающих центров не является обязательным [11].

Рассмотрим процессы рассеяния электронов, происходящие в неупорядоченном твердом теле при падении на него электронов промежуточных энергий. Твердое тело занимает полупространство $z > 0$.

Уравнение Шредингера для полной волновой функции системы, состоящей из частицы, взаимодействующей со средой, имеет вид

$$\Delta\psi(\mathbf{r}, \mathbf{R}) + \frac{2m}{\hbar^2} [E - U(\mathbf{r}) - U_e(\mathbf{R}) - U_{ee}(\mathbf{r}, \mathbf{R})]\psi(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = 0, \quad (1)$$

где m — масса электрона; \mathbf{r} — радиус-вектор рассеиваемой частицы; \mathbf{R} — набор тех координат частиц среды, которые связаны с реализацией ее внутренних степеней свободы; $U(\mathbf{r})$ — суммарный потенциал случайным образом расположенных центров рассеяния, на которых частица рассеивается упруго и неупруго; оператор $U_e(\mathbf{R})$ описывает взаимодействие частиц среды; оператор $\Delta = \Delta_r + \Delta_R$; $U_{ee}(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ — энергия взаимодействия рассматриваемой рассеиваемой частицы со всеми частицами среды. В общем случае потенциал $U(\mathbf{r})$ будет комплексным (так называемый оптический потенциал), его мнимая часть дает дополнительную возможность усредненно учитывать влияние неупругих процессов на динамические параметры первичного пучка частиц. Мнимая часть $U'(\mathbf{r})$ описывает усредненное затухание рассеиваемого пучка частиц за счет неупругих процессов.

Безусловно, разбиение общего потенциала взаимодействия внешнего электрона с частицами среды на $U(\mathbf{r})$ и $U(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ условно. Полное рассеяние внешней частицы (упругое и неупругое) происходит на суммарном потенциале, создаваемом средой. Решать следует именно самосогласованную задачу.

Однако мы будем использовать общепринятое приближение, когда упругие (когерентные и некогерентные) каналы рассеяния описываются потенциалом $U(\mathbf{r})$, а «основной» неупругий канал связывать с потенциалом $U(\mathbf{r}, \mathbf{R})$. Через него определяется матричный элемент $T(\mathbf{r}, m \rightarrow n)$ неупругого взаимодействия электрона со средой:

$$T(\mathbf{r}, m \rightarrow n) = \int \Phi_n^*(\mathbf{R}) U_{ee}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) \Phi_m(\mathbf{R}) d^3 R. \quad (2)$$

В случае рассеяния электрона на твердом теле такой подход оправдан тем фактом, что обычно мы имеем возможность независимо наблюдать (регистрировать) интенсивности различных групп электронов, испытавших неупругое рассеяние разных типов. Например, это случай электронов, возбуждавших в твердом теле коллективные колебательные моды (плазмоны и т. п.) либо участвующих в процессах ионизации определенных уровней, в оже-процессах и т. п.

Волновые функции среды $\Phi_n(\mathbf{R})$, входящие в выражение (2), удовлетворяют уравнению

$$\Delta_{\mathbf{R}} \Phi_n(\mathbf{R}) + \frac{2m}{\hbar^2} [\varepsilon_n - U_e(\mathbf{R})] \Phi_n(\mathbf{R}) = 0, \quad (3)$$

в котором $\varepsilon_n = \hbar\omega$ есть потерянная частицей и приобретенная средой энергия.

Волновая функция $\psi(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ может быть разложена в ряд по полному ортонормированному набору $\Phi_n(\mathbf{R})$:

$$\psi(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \sum_n \psi_n(\mathbf{r}) \Phi_n(\mathbf{R}), \quad (4)$$

что позволяет записать уравнение (1) в виде

$$\begin{aligned} \Delta_{\mathbf{r}} \psi_m(\mathbf{r}) + \frac{2m}{\hbar^2} [E - \varepsilon_m - U(\mathbf{r})] \psi_m(\mathbf{r}) = \\ = \sum_n \frac{2m}{\hbar^2} \psi_n(\mathbf{r}) T(\mathbf{r}, n \rightarrow m). \end{aligned} \quad (5)$$

Если начальное состояние i является основным состоянием среды, а ее единственное возбужденное состояние — n , то

уравнение (5) можно записать в виде

$$\begin{aligned} \Delta_{\mathbf{r}} \psi_n(\mathbf{r}) + \frac{2m}{\hbar^2} [E - \varepsilon_n - U(\mathbf{r})] \psi_n(\mathbf{r}) = \\ = \frac{2m}{\hbar^2} \psi_i(\mathbf{r}) T(\mathbf{r}, i \rightarrow n). \end{aligned} \quad (6)$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$\psi_n(\mathbf{r}) = \int G_n(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) \frac{2m}{\hbar^2} \psi_i(\mathbf{r}_1) T(\mathbf{r}_1, i \rightarrow n) d^3 r_1. \quad (7)$$

Функция Грина $G_n(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1)$ в формуле (7) описывает распространение частиц в условиях упругого рассеяния с энергией, равной $E - \varepsilon_n$, при этом

$$\begin{aligned} \Delta G_n(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) + \frac{2m}{\hbar^2} [E - \varepsilon_n - U(\mathbf{r})] \times \\ \times G_n(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1). \end{aligned} \quad (8)$$

Ток неупругорассеянных электронов определяется матрицей плотности

$$\begin{aligned} \rho_{mn}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \langle \psi_n(\mathbf{r}) \psi_n^*(\mathbf{r}') \rangle = \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^2 \times \\ \times \int \langle G_n(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) G_n^*(\mathbf{r}', \mathbf{r}_2) \psi_i(\mathbf{r}_1) \psi_i^*(\mathbf{r}_2) \times \\ \times T(\mathbf{r}_1, i \rightarrow n) T^*(\mathbf{r}_2, i \rightarrow n) \rangle d^3 r_1 d^3 r_2. \end{aligned} \quad (9)$$

Угловые скобки в правой части равенства (9) соответствуют усреднению по расположению центров рассеяния.

Если неупругость не связана с возбуждением силовых центров, на которых электроны рассеиваются упруго, то фактор $T \cdot T^*$ может быть вынесен из под знака усреднения. Строго говоря, матрица плотности зависит не только от координат \mathbf{r} рассеивающейся частицы, но также описывает состояние среды. Мы будем подразумевать суммирование по конечным состояниям среды, чему в дальнейшем будет соответствовать интегрирование по импульсу, полученному средой в акте неупругого рассеяния частицы. В свою очередь матрица плотности для рассматриваемых процессов определяется через соответствующие вершинные функции Γ :

$$\begin{aligned} \Gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4) = \langle G_n(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) \times \\ \times G_n(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) G_n^*(\mathbf{r}', \mathbf{r}_2) G_i(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_3) G_i^*(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_4) \rangle. \end{aligned} \quad (10)$$

На рис. 1 представлены диаграммы, которые определяют искомые матрицы плотности. Используются общепринятые

обозначения [3]. Вклад в слабую локализацию нового типа вносят только кросс-диаграммы (см. рис. 1). Соответствующее кросс-диаграмме слагаемое в матрице плотности $\rho_{nn}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ имеет вид

$$\begin{aligned} & \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^2 \left\{ G_n(\mathbf{r}, \mathbf{r}_5) G_n^*(\mathbf{r}', \mathbf{r}_2) M_{in}(\mathbf{r}_5, \mathbf{r}_6; \mathbf{r}_7, \mathbf{r}_8) \times \right. \\ & \quad \times G_i^*(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_6) T^*(\mathbf{r}_2, i \rightarrow n) \times \\ & \quad \times \rho_{ni}^0(\mathbf{r}_7, \mathbf{r}_8) d^3 r_2 d^3 r_3 d^3 r_6 d^3 r_7 d^3 r_8 + \\ & \left. + \int G_n(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) G_i(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_5) G_n^*(\mathbf{r}', \mathbf{r}_6) M_{in}(\mathbf{r}_5, \mathbf{r}_6; \mathbf{r}_7, \mathbf{r}_8) \times \right. \\ & \quad \times T(\mathbf{r}_1, i \rightarrow n) \rho_{in}^0(\mathbf{r}_7, \mathbf{r}_8) d^3 r_1 d^3 r_5 d^3 r_6 d^3 r_7 d^3 r_8 \left. \right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

Полученные формулы позволяют провести расчет угловых зависимостей интенсивностей различных групп электронов, выходящих из кристалла при облучении последнего электронами промежуточных энергий.

Основные результаты

В представленной работе нас в первую очередь интересовали различия ориентационных зависимостей для электронов двух типов. Это электроны первичного пучка, которые, войдя в среду, испытали наряду с многократным упругим, акт неупругого рассеяния и отразились от среды назад. А также это электроны, генерируемые в сре-

де первичным пучком частиц, вышедшие затем из твердого тела в обратную полусферу телесных углов и испытавшие при этом кратные упругие и неупругое рассеяние. Источником таких электронов могут быть процессы атомной эмиссии узлов решетки, оже-электроны, электронные зоны и т. п.

Результаты расчета ориентационных зависимостей для случая движения частиц в бесконечной среде были представлены и обсуждались в работе [3]. В этом случае вклад в полную интенсивность рассеяния от процессов, описываемых кросс-диаграммами, по отношению к вкладу процессов, описываемых лестничными диаграммами, J_c / J_L , может быть получен аналитически при довольно общих предположениях [3]. Если величина импульса, передаваемого среде в процессе неупругого соударения, является фиксированной и не слишком малой по сравнению с импульсом частицы, то вклад кросс-диаграмм запишется в следующем виде:

$$\begin{aligned} & \frac{2}{ql_r \cos \frac{\theta}{2} \ln \left[\left(1 + \frac{1}{|\mu_f|} \right)^{|\mu_f|} \left(1 + \frac{1}{\mu_i} \right)^{\mu_i} \right]} \times \\ & \times \int_0^\infty \frac{d\zeta}{\zeta} e^{-\left[\sqrt{1-\mu_i^2} + \sqrt{1-\mu_f^2} - \frac{\lambda_0(1+\mu)}{l} \right] \zeta} \cos \left(\frac{\omega}{2E} \right) \times \end{aligned}$$

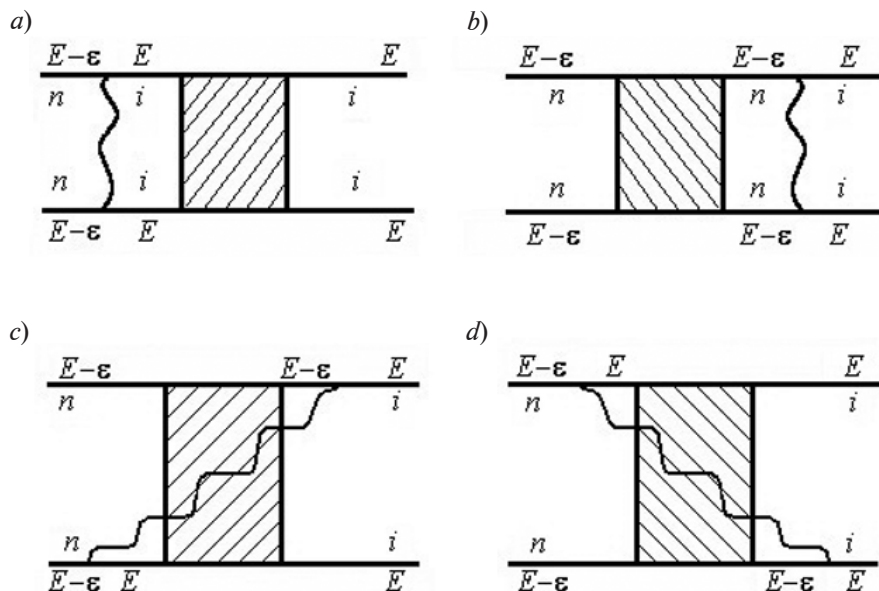


Рис. 1. Лестничные (a, b) и перекрестные (c, d) диаграммы, определяющие матрицу плотности в канале неупругого рассеяния (заштрихована область, соответствующая блоку M).

Перекрестные диаграммы описывают процессы квантового транспорта

$$\times \cos((\mu_i - |\mu_f|)\zeta) \sin\left(2q\lambda_0\zeta \cos\frac{\theta}{2}\right),$$

где μ_i , μ_f — конусы углов падения частиц на поверхность и вылета с нее по отношению к внутренней нормали к поверхности, θ — угол рассеяния частиц.

Зависимость параметра когерентности J_c / J_L от угла выхода частиц из твердого тела при углах падения около 75° приведена на рис. 2 (кривая 1). Для представленной зависимости проведено суммирование по всем возможным импульсам, передаваемым в процессе неупругого соударения; параметр $\lambda/l \approx 0,1$. Кривая 2 на рис. 2 есть результат компьютерного расчета параметра когерентности для таких же характеристик рассеяния в случае квантового транспорта электронов, эмитируемых средой. При этом энергия таких электронов сравнима с энергией неупругорассеянных первичных электронов. Видно, что ориентационный эффект для случая эмитируемых средой (так называемых вторичных) электронов оказывается более выраженным. Кривая 3 на рис. 2 демонстрирует результаты расчета параметра когерентности для оже-электронов, выходящих из твердого тела. Для таких электронов этот параметр также имеет более выраженную ориентационную зависимость.

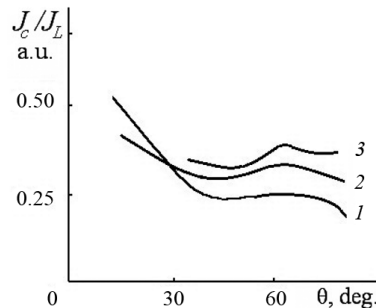


Рис. 2. Рассчитанные зависимости параметра когерентности от угла выхода частиц из твердого тела для электронов различного типа: неупругоотраженных (кривая 1), эмитируемых средой (2), оже-электронов (3). Использованы параметры: $\lambda/l \approx 0,1$, $\theta_i = 75$ град

Расчет показывает, что эффекты слабой локализации нового типа в случае выходящих из твердого тела (вторичных) электронов оказываются существеннее, чем для неупругорассеянных электронов первичного пучка, отраженных кристаллом. Одной из причин ослабления эффекта является в целом деструктивная роль поверхности в наблюдении слабой локализации нового типа. Проведенный расчет также показал, что эффекты квантового транспорта электронов промежуточных энергий в приповерхностной области твердого тела могут возрастать в случае эмиссии вторичных электронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] **Апресян А.А., Кравцов Ю.А.** Теория переноса излучения. М.: Наука, 1983. 216 с.
- [2] **Рыгов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.** Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. М.: Наука, 1978. 463 с.
- [3] **Rumyantsev V.V., Doubov V.V.** Quantum transport of electrons scattered inelastically from disordered media // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 49. No. 13. Pp. 8643–8655.
- [4] **Дубов В.В., Кораблев В.В.** Влияние поверхности твердого тела на квантовый транспорт электронов. СПб.: Изд-во Политехнического университета, 2001. 51 с.
- [5] **Дубов В.В.** Взаимодействие электронов промежуточных энергий с приповерхностной областью твердых тел. СПб.: Изд-во Политехнического университета, 2002. 157 с.
- [6] **Sheng P.** Scattering and localization of classical waves in random media. Singapore: World Scientific, 1990.
- [7] **Anderson P.W.** Absence of diffusion in certain random lattices // Phys. Rev. 1958. Vol. 109. No. 5. Pp. 1492–1505.
- [8] **Rammer J.** Quantum transport theory of electrons in solids: a single-particle approach // Rev. Mod. Phys. 1991. Vol. 63. No. 4. Pp. 781–817.
- [9] **Либенсон Б.Н., Платонов К.Ю., Румянцев В.В.** Новый тип слабой локализации электронов в неупорядоченных средах // ЖЭТФ. 1992. Т. 101. Вып. 2. С. 614–628.
- [10] **Rumyantsev V.V., Orlenko E.A., Libenson B.N.** On the theory of quantum interference between inelastic and elastic electron scattering events // ЖЭТФ. 1997. Т. 111. Вып. 3. С. 1001–1015.
- [11] **Пронин В.П.** Упругое и неупругое взаимодействие электронов средних энергий с поверхностью твердого тела. Дис. ... докт. физ.-мат. наук: 01.04.07 и 01.04.04: защищена 26 декабря 2014 г. СПб. 2014. 281 с.



СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

КОРАБЛЕВ Вадим Васильевич — доктор физико-математических наук, советник ректора, профессор кафедры физической электроники Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого. 195251, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
korablev@spbstu.ru

ДУБОВ Виктор Викторович — доктор физико-математических наук, заведующий кафедрой, профессор кафедры теоретической физики Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого. 195251, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
dubov@spbstu.ru

Korablev V.V., Dubov V.V. THE FORMATION OF THE ANGULAR DEPENDENCES OF THE INELASTICALLY SCATTERED ELECTRONS BY THEIR QUANTUM TRANSPORT NEAR THE SURFACE OF A SOLID.

Features of the formation of angular dependences of electrons emitted from a disordered solid and experienced inelastic scattering have been considered. Such fine details of the dependences are formed by the processes of the quantum transport of emitted particles. We took the cases of two-particle and multi-particle inelastic processes. Qualitative and quantitative assessments of the relative contributions of the different groups of particles were carried out. The effects related to quantum electron transport were shown to be generally more pronounced in the case of registration of electrons, generated inside the solid in the inelastic scattering of particles of the primary beam. This is true both to the electrons generated by ionization processes and Auger electrons. The obtained results point up the possibility of using this effect in the applied electron spectroscopy.

ELECTRON SCATTERING, QUANTUM TRANSPORT, WEAK LOCALIZATION, SURFACE OF A SOLID.

REFERENCES

- [1] **A.A. Apresyan, Yu.A. Kravtsov**, Teoriya perenosa izlucheniya [The emission transport theory], Moscow, Nauka, 1983.
- [2] **S.M. Rytov, Yu.A. Kravtsov, V.I. Tatarskiy**, Vvedenie v statisticheskuyu radiofiziku [The introduction to statistical radiophysics], Moscow, Nauka, 1978.
- [3] **V.V. Rumyantsev, V.V. Dubov**, Quantum transport of electrons scattered inelastically from disordered media, Phys. Rev. B. 49 (13) (1994) 8643–8655.
- [4] **V.V. Dubov, V.V. Korablev**, Vliyanie poverhnosti tverdogo tela na kvantovy transport elektronov [The effect of solid surface on the quantum electron transport], St. Petersburg, Izdatelstvo Politekhnikheskogo Universiteta, 2001.
- [5] **V.V. Dubov**, Vzaimodeistvie elektronov promezhutochnykh energiy s pripoverhnostnoi oblastyu tverdykh tel [The interaction of intermediate-energy electrons with the near-surface region of solids], St. Petersburg, Izdatelstvo Politekhnikheskogo Universiteta, 2002.
- [6] **P. Sheng**, Scattering and localization of classical waves in random media, World Scientific, Singapore, 1990.
- [7] **P.W. Anderson**, Absence of diffusion in certain random lattices, Phys. Rev. 109 (5) (1958) 1492–1505.
- [8] **J. Rammer**, Quantum transport theory of electrons in solids: a single-particle approach, Rev. Mod. Phys. 63 (4) (1991) 781–817.
- [9] **B.N. Libenson, K.Yu. Platonov, V.V. Rumyantsev**, New type of weak localization of electrons in disordered media, JETP. 101 (2) (1992) 614–628.
- [10] **V.V. Rumyantsev, E.A. Orlenko, B.N. Libenson**, On the theory of quantum interference between inelastic and elastic electron scattering events, JETP. 111 (3) (1997) 1001–1015.
- [11] **V.P. Pronin**, Uprugoye i neuprugoye vzaimodeystviye elektronov srednikh energiy s poverkhnostyu tverdogo tela [Elastic and inelastic interaction of medium-energy electrons with a solid surface], Diss. dok. fiz.—mat. nauk. SPb, 2014.

THE AUTHORS

KORABLEV Vadim V.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russian Federation
korablev@spbstu.ru

DUBOV Victor V.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russian Federation
dubov@spbstu.ru