

01;11;12

Бинарное и многочастичное электрон-электронное взаимодействие на поверхности

© О.М. Артамонов,¹ С.Н. Самарин,^{1,2} J.F. Williams²¹ Санкт-Петербургский государственный университет,
198504 Санкт-Петербург, Россия² School of Physics, University of Western Australia,
WA 6009 Perth, Australia
e-mail: arto@mail.nnz.ru

(Поступило в Редакцию 25 июня 2008 г.)

Впервые показано, что электрон-электронное рассеяние медленных электронов с энергией 10–50 eV на поверхности ряда металлов является в основном актом бинарного рассеяния частиц с сохранением полного импульса и энергии, в то время как аналогичное рассеяние на поверхности полупроводника (*n*-Si) и диэлектрика (MgO) является многочастичным актом. Предложена модель, в которой электронная подсистема твердого тела обладает ближним порядком. Каждый электрон находится в центре сферической ячейки и окружен ближайшими соседними электронами с координационным числом 12.

Перекрытие полей зарядов приводит к возникновению почти постоянного по координате отрицательного потенциала $U_c(r) \approx U_c$, в котором находятся сферические ячейки с центральным полем индивидуальных зарядов $U(r)$. Величина постоянного отрицательного потенциала U_c зависит от степени электронного экранирования, которое велико в случае металлов и мало для полупроводников и диэлектриков. В металлах возможно рассеяние по бинарному механизму, т.е. рассеяние первичного электрона в центральном поле электрона металла, что обусловлено относительно небольшой величиной постоянного потенциала U_c . Электронная подсистема металла ведет себя как ферми-газ слабо взаимодействующих квазичастиц. В полупроводниках и диэлектриках электронное экранирование незначительно и постоянный отрицательный потенциал U_c на порядок величины превышает аналогичный потенциал в металлах. Медленные первичные электроны рассеиваются в суммарном поле многих зарядов, не достигая центрального поля индивидуального электрона. Электронная подсистема полупроводника и диэлектрика в исследованном интервале возбуждений ведет себя как ансамбль сильно взаимодействующих частиц.

PACS: 79.20.Kz, 68.49.Jk, 72.10.-d, 71.10.Li

Введение

Одним из фундаментальных вопросов физики твердого тела является вопрос, в каком приближении рассматривать основные свойства электронной подсистемы — как газ слабо взаимодействующих частиц или как жидкость с сильным многочастичным взаимодействием [1]. Общеизвестно, что электронная подсистема нормальных металлов в целом относится к ферми-жидкостному описанию [2]. В то же время хорошо известны успехи приближения слабо взаимодействующего ферми-газа для описания, в частности, теплоемкости и электропроводности металлов [1].

Возможным ответом на вопрос, насколько сильно многочастичное взаимодействие, конечно, с точки зрения рассматриваемого возмущения, может дать, как нам кажется, исследование характера электрон-электронного рассеяния. Для слабо взаимодействующего электронного газа электрон-электронное рассеяние можно описать в бинарном приближении, при этом сохраняется суммарный импульс двух взаимодействующих частиц. Под бинарным рассеянием подразумевается взаимодействие налетающего электрона преимущественно с полем индивидуальной квазичастицы. Альтернативой является

многочастичное рассеяние, при котором налетающий электрон взаимодействует с суммарным полем многих квазичастиц. При сильном межэлектронном взаимодействии рассеяние может произойти в области суперпозиции полей многих зарядов. Приближение бинарного рассеяния в этом случае не работает, импульс „пробного“ электрона теряется в „море“ взаимодействующих частиц. Поэтому ответ на вопрос, сохраняется ли импульс при индивидуальном взаимодействии частиц или в какой мере взаимодействие можно рассматривать как бинарное, является важным при решении вопроса о том, насколько существенно взаимодействие между квазичастицами.

Поставленные вопросы важны не только для углубления фундаментальных представлений физики твердого тела, но и для развития многочисленных применений. В последнее десятилетие интенсивно исследуются процессы инжекции спин-поляризованных электронов из магнетиков в полупроводник и экстракции из полупроводника в магнетик [3,4]. Эти процессы важны для развития полупроводниковой спинтроники. Инжекция и экстракция „горячих“ электронов рассматриваются в баллистическом приближении, важен характер их рассеяния и релаксации импульса.

Экспериментальная методика

Методика $e2e$ рассеяния при малых энергиях первичного электрона дает уникальную возможность проследить акт индивидуального рассеяния первичного электрона на валентном электроне [5]. Детали методики можно найти в работах [6,7]. В $e2e$ электронной спектроскопии используется методика совпадений, т.е. регистрируется коррелированная во времени пара рассеянных электронов, попадающих на детекторы во временном окне ΔT . Это позволяет отбирать пары рассеянных электронов, образовавшиеся в результате индивидуального акта электрон-электронного рассеяния при дифракции медленных электронов на поверхности кристалла. Регистрируется как первичный электрон, потерявший часть энергии, так и возбужденный, если его энергия превышает работу выхода мишени.

Далее в нашем эксперименте используется время-пролетный метод, что позволяет одновременно измерять энергии обоих рассеянных электронов E_1 и E_2 по времени их пролета от мишени до детектора, а также позиционно чувствительные детекторы для регистрации угла вылета рассеянных электронов. После элементарных преобразований измеренных параметров можно получить все три компонента импульса каждого электрона после рассеяния ($k_{1x}, k_{1y}, k_{1z}, k_{2x}, k_{2y}, k_{2z}$) и их энергии. Результат эксперимента выглядит как шестимерный массив, каждая строка которого содержит компоненты импульсов рассеянных электронов. Такая методика, в случае, когда энергия и импульс первичного (или дифрагированного) электрона известны, позволяет однозначно описывать процессы передачи энергии и импульса при электрон-электронном рассеянии.

Наибольший интерес представляет анализ результата бинарного рассеяния, поскольку только в этом случае можно провести полный анализ акта рассеяния на основе законов сохранения полной энергии и полного импульса. При описании бинарных актов электрон-электронного рассеяния в кристалле удобно пользоваться квазиклассическим приближением, рассматривая взаимодействующие электроны как квазичастицы с определенным квазиимпульсом и эффективной массой.

При бинарном рассеянии энергия первичного электрона E_0 и суммарная энергия обоих рассеянных электронов $E_{\text{tot}} = E_0 + E_b$, E_2 определяют энергию связи валентного электрона: $E_b = E_1 + E_2 - E_0$. При прохождении электронами границы твердого тела сохраняется только параллельная поверхности составляющая импульса: $\mathbf{K}_{0\parallel} + \mathbf{K}_{b\parallel} = \mathbf{K}_{1\parallel} + \mathbf{K}_{2\parallel}$, где $\mathbf{K}_0, \mathbf{K}_b, \mathbf{K}_1, \mathbf{K}_2$ — моменты первичного, валентного и двух рассеянных электронов. Можно представлять спектры $e2e$ рассеяния как проекции числа актов рассеяния на выбранную ось. Ниже рассмотрим распределения коррелированных пар по $\mathbf{K}_{b\parallel}$ и по $E_1 - E_2$ при выбранной энергии связи валентного электрона E_b или $E_{\text{tot}} = E_0 + E_b$ вблизи уровня Ферми.

Ранее нами было показано, что для различных монокристаллических поверхностей ряда металлов (W, Cu, Fe) при селекции E_b вблизи уровня Ферми и при нормальном падении первичных электронов распределение коррелированных пар рассеянных электронов по $\mathbf{K}_{b\parallel}$ симметрично относительно $\mathbf{K}_{b\parallel} = 0$ [8]. При наклонном падении первичных электронов распределение сдвигается вправо или влево относительно $\mathbf{K}_{b\parallel} = 0$ в зависимости от знака угла наклона.

Асимметрия распределения коррелированных пар при наклонном падении первичного пучка наблюдается не только в распределениях относительно $\mathbf{K}_{b\parallel}$, но и в энергетических распределениях электронов пары $E_1 = E_2$ [9]. Это легко понять для бинарного характера рассеяния, поскольку энергия электрона пропорциональна квадрату его импульса. Эти результаты демонстрируют сохранение параллельной составляющей импульса у коррелированной пары и свидетельствуют о том, что при выбранных условиях рассеяние можно описывать как бинарное, т.е. как расстояние первичного электрона на валентном электроне.

В настоящей работе будет показано, что приближение бинарного рассеяния несправедливо при рассеянии первичного электрона на полупроводнике и диэлектрике.

Теоретический анализ

Рассмотрим поле взаимодействующих электронов в твердом теле. В целом по объему выполняется условие нейтральности, т.е. плотность положительных зарядов равна плотности отрицательных. Взаимодействие между электронами приводит к двум последствиям. Во-первых, кулоновский потенциал заряда экранируется полями ближайших электронов. Степень экранирования зависит от плотности подвижных электронов на уровне Ферми. Экранироваться может как поле положительного, так и отрицательного зарядов. В первом случае близлежащие электроны подтягиваются к положительному заряду, во втором отдаляются от отрицательного заряда, „обнажая“ положительный потенциал ионов.

Во-вторых, кулоновское взаимодействие приводит к взаимному отталкиванию электронов, что способствует их равномерному распределению в пространстве. Заметим, что поля индивидуальных электронов перекрываются и это перекрытие приводит к возникновению некоторого поля с многочастичным потенциалом $U_c(\mathbf{r})$, который слабо зависит от координат индивидуальных электронов. Степень перекрытия полей зависит от степени экранирования и плотности электронов. Чтобы оценить вклад этих процессов рассмотрим электрическое поле вблизи выбранного пробного электрона и влияние на это поле зарядов ближайшего окружения.

Будем считать, что поле электронов в твердом теле можно описать полем экранированного точечного заря-

да [1]:

$$U(\mathbf{r}) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} \exp\left(-\frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{\lambda}\right), \quad (1)$$

где \mathbf{r}' — положение точечного заряда, q — заряд электрона, ϵ_0 — диэлектрическая константа вакуума, $\mathbf{r} = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ — расстояние от выбранной точки \mathbf{r} до центра расположения заряда, λ — параметр экранирования. Потенциал поля зарядов окружения равен

$$U_c(\mathbf{r}) = \sum_i U(\mathbf{r}'_i - \mathbf{r}), \quad (2)$$

где суммирование ведется по всем электронам ближайшего окружения.

Потенциал рассеяния первичного электрона на пробном электроном определяется как сумма потенциалов (1) и (2)

$$U_\Sigma(\mathbf{r}) = U(\mathbf{r}) + U_c(\mathbf{r}). \quad (3)$$

На первый взгляд, может показаться искусственным появление в выражении (3) дополнительного члена $U_c(\mathbf{r})$, поскольку влияние зарядов окружения на поле выбранного заряда уже учтено введением параметра экранирования λ . Смысл появления члена $U_c(\mathbf{r})$ заключается в том, что в модели экранирования Томаса–Ферми экранирование рассматривается как линейный отклик электронной системы на плавно изменяющееся внешнее поле [1]. В этом случае участие во взаимодействии могут принимать не все электроны, а только „свободные“, имеющие энергию в интервале энергий порядка kT вблизи уровня Ферми.

При рассеянии первичного электрона с энергией $E_p > 10\text{--}15\text{ eV}$ рассеивающими центрами могут служить не только электроны проводимости в интервале значений энергии порядка kT , но и другие валентные электроны, поскольку энергия связи валентных электронов в среднем не превышает этой величины. При уменьшении энергии первичного электрона количество рассеивающих центров уменьшается в соответствии с уменьшением необходимого для рассеяния объема фазового пространства. Можно привести другое сравнение. Формирование экранированного потенциала обычно рассматривается на примере экранирования положительного заряда внесенной примеси [1]. Кажется очевидным, что внесение двух и более заряженных примесных центров приведет к перекрытию экранированных полей.

Таким образом, приходим к следующей возможной модели потенциала взаимодействия, в которой взаимодействие первичного электрона с валентным происходит в суммарном поле экранированного потенциала рассеивающего центра и поля многочастичного потенциала электронов ближайшего окружения. Поле многочастичного потенциала является суперпозицией соответствующих полей экранированных потенциалов зарядов ближайшего окружения. Плотность рассеивающих центров соответствует средней плотности валентных электронов.

Параметр экранирования при этом соответствует модели экранирования Томаса–Ферми.

В рамках этой модели потенциала взаимодействия можно определить и смысл бинарного рассеяния электронов. Для выполнения условия бинарного рассеяния необходимо, чтобы траектория рассеяния проходила в поле взаимодействующих частиц, а влияние других полей было пренебрежимо мало. Простым примером бинарного рассеяния является столкновение свободных электронов в пространстве постоянного потенциала. В нашем случае рассеяние первичного электрона можно рассматривать в бинарном приближении, если потенциал рассеяния является преимущественно центральным и определяется выражением (1). При многочастичном взаимодействии рассеяние происходит преимущественно в перекрывающихся полях взаимодействующих электронов, а потенциал взаимодействия определяется выражением (2). Характерным отличием бинарного рассеяния от многочастичного является сохранение полного импульса взаимодействующих частиц.

Определим n_v как плотность всех валентных электронов

$$n_v = 0.6022 \cdot 10^{24} \frac{Z}{A} \rho, \quad (4)$$

где A — относительная атомная масса, ρ — плотность вещества, Z — количество электронов, приходящихся на атом, принимающих участие в формировании валентной зоны. Среднее расстояние между электронами определяется выражением

$$l = \left(\frac{1}{n_v}\right)^{1/3}. \quad (5)$$

Будем считать, что валентные электроны (с полем отталкивания) похожи в какой-то мере на сферы. Координационное число плотной упаковки сфер — 12. В кристалле такой упаковке соответствует кубическая гранецентрированная решетка с равными расстояниями между узлами, где ближайших соседей 12. Распределим все электроны в узлы периодической трехмерной решетки с периодом, равным среднему расстоянию l . На долю центральных полей при такой упаковке приходится примерно 74% объема (объем соприкасающихся сфер). Примерно четверть всего объема (пространство между четырьмя соприкасающимися сферами) занято полем многочастичного потенциала. Исключим из решетки один электрон, принятый за рассеивающий, и поместим начало координат в этот узел. Проведем суммирование в соответствии с (2) по всем 12 ближайшим соседям.

На рис. 1 (сплошные кривые) приведено распределение потенциала $U_c(\mathbf{r})$ вблизи рассеивающего электрона при $l = 0.4\text{ nm}$ для $\lambda = 0.2\text{ nm}$ и для $\lambda \gg l$. Ось x направлена из узла рассеивающего электрона в ближайший узел. Поле рассматривается на расстоянии половины периода решетки. Для сравнения приведен экранированный кулоновский потенциал рассеи-

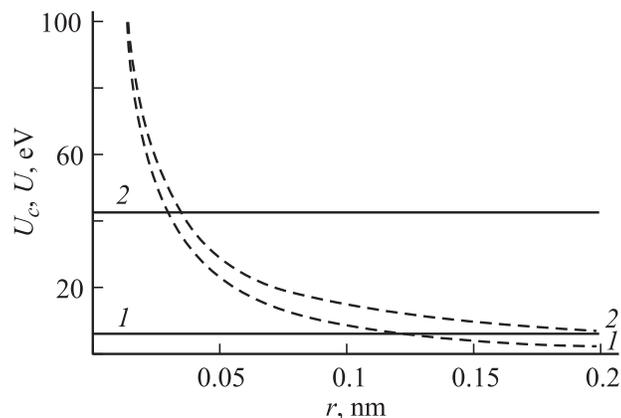


Рис. 1. Распределение потенциалов $U_c(r)$ и $U(r)$ в „электронной ячейке“ при $l = 0.4$ nm. Направление радиуса выбрано от пробного заряда к одному из зарядов окружения. Сплошные линии — $U_c(r)$ потенциал поля 12 зарядов ближайшего окружения, пунктир — $U(r)$ экранированный кулоновский потенциал. 1 — $\lambda = 0.2$ nm, 2 — $\lambda \gg l$

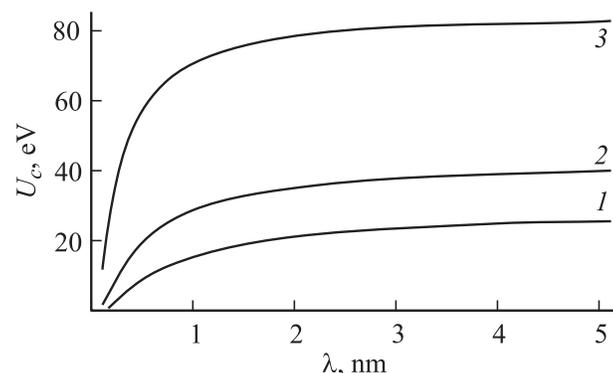


Рис. 2. Зависимость многочастичного потенциала в центре рассеивающей ячейки от параметра экранирования λ : 1 — $l = 0.6$, 2 — 0.4, 3 — 0.2 nm.

вающего электрона для тех же параметров экранирования (пунктир). Видно, что в хорошем приближении можно считать отрицательный многочастичный потенциал окружающих зарядов постоянным в непосредственной близости от рассеивающего электрона, т.е. $U_c(\mathbf{r}) \approx U_c$.

Непосредственная численная оценка показывает также, что произвольное отклонение положения ближайших зарядов от узлов решетки приводит к незначительному изменению распределения $U_c(\mathbf{r})$. Так, при произвольном отклонении положения ближайших зарядов на 10% отрицательный постоянный потенциал увеличивается примерно на 0.8% относительно потенциала для регулярного распределения зарядов для случая слабо экранированного потенциала. В случае сильно экранированного потенциала ($\lambda = 0.3$ nm) потенциал относительно возрастает примерно на 4%.

На рис. 2 представлена зависимость величины потенциала $U_c(0)$ в центре для трех параметров экранирования (при $l = 0.4$). Видно, что величина отрицательного потенциала возрастает с увеличением параметра экранирования и довольно быстро выходит на насыщение при $\lambda \gg l$. Легко оценить, что для большинства металлов (для малых параметров экранирования) значение U_c варьируется от долей вольта до нескольких вольт. Для полупроводников и диэлектриков U_c достигает нескольких десятков вольт.

Полный потенциал рассеяния можно представить в удобном для использования виде (с учетом $U_c(\mathbf{r}) \approx U_c(0)$ и координационным числом $K = 12$)

$$U_{\Sigma}(r) = \frac{1.44}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right) + 12 \frac{1.44}{l} \exp\left(-\frac{l}{\lambda}\right), \quad (6)$$

где r — расстояние от центра рассеивания задается в интервале $0 - l/2$, r , l , λ берутся в нанометрах, потенциал получается в электронвольтах.

Экспериментальные результаты

Зависимость энергетического распределения коррелированных электронов пары от угла падения первичного пучка была исследована для некоторых монокристаллических поверхностей вольфрама, железа, меди, эпитаксиальных слоев железа и кобальта в диапазоне энергий первичного электрона от 10 до 80 eV. Во всех случаях наблюдалась зависимость асимметрии энергетического распределения рассеянных электронов от угла падения первичного пучка. Такая асимметрия указывает на то, что для исследованных металлов в акте рассеяния сохраняется параллельная поверхности компонента импульса. Во всех случаях также наблюдался хорошо выраженный дифракционный максимум упруго отраженных электронов. Это подтверждает преимущественно бинарный характер рассеяния первичного электрона на валентном с энергией связи в диапазоне 0–3 eV ниже уровня Ферми.

В случае полупроводников и диэлектриков механизм генерации электронных пар отличается от случая металлов. При нормальном падении первичного пучка и симметричном расположении детекторов энергетическое распределение электронов пары по энергии симметрично относительно $E_1 - E_2 = 0$ (так же как и для металлов). Однако при наклонном падении для диэлектриков и полупроводников энергетическое распределение электронов пары остается симметричным в отличие от металлов, это поведение проиллюстрировано на рис. 3.

В отличие от $W(110)$ (рис. 3, a) энергетическое распределение электронов пары при рассеянии на Si(001) и MgO(001) (рис. 3, b, c) остается симметричным относительно точки ($E_1 = E_2$) при наклонном падении электронного пучка. Это указывает на то, что в этих двух последних случаях параллельная поверхности компонента импульса первичного пучка не сохраняется в

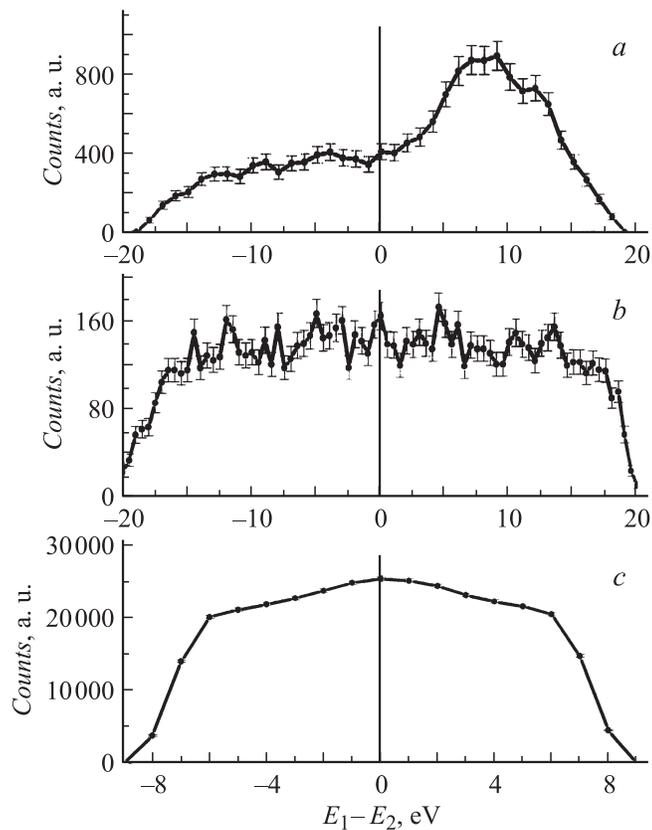


Рис. 3. Распределение электронов пары по энергии при наклонном угле падения первичного электрона θ и энергии связи валентного электрона в интервале шириной 2 eV ниже уровня Ферми для $W(110)$ и ниже верха валентной зоны для $Si(001)$ и $MgO(001)$: *a* — $W(110)$, $\theta = 10^\circ$, $E_0 = 25$ eV, $E_{tot} = 18-20$ eV; *b* — $Si(001)$, $\theta = 25^\circ$, $E_0 = 26$ eV, $E_{tot} = 20-22$ eV; *c* — $MgO(001)$, $\theta = 10^\circ$, $E_0 = 22$ eV, $E_{tot} = 9-11$ eV.

акте рассеяния. При этом также наблюдается хорошо выраженный дифракционный максимум упруго отраженных электронов.

Таким образом, для монокристаллических поверхностей кремния и окиси магния асимметрия энергетического распределения коррелированных электронов пары от угла падения первичного пучка отсутствует. Эти результаты свидетельствуют о том, что в случае полупроводников и диэлектриков рассеяние электронов с энергией в несколько десятков электронвольт носит в основном многочисленный характер и не описывается характеристиками бинарного рассеяния.

Обсуждение результатов

Отвлечемся от традиционной модели „желе“ твердого тела, когда положительно заряженные остовы атомов находятся в отрицательно заряженной „электронной жидкости“ оставаясь, однако, в узлах кристаллической решетки. Для процесса электронного рассеяния удобнее представлять валентные электроны как квазичастицы,

находящиеся в положительно заряженном поле ионов. В нашей модели электроны с отрицательным зарядом находятся в положительно заряженном поле ионных остовов, выдерживая между собой среднее расстояние, которое определяется плотностью электронов.

На рис. 4 представлено полученное в соответствии с (3) распределение суммарного потенциала U_Σ в цепочке из трех „электронных ячеек“, расположенных по нормали к поверхности твердого тела. Заряды расположены на одинаковом расстоянии друг от друга, равном l . Каждый заряд окружен 12 ближайшими соседними зарядами. Правый заряд условно помещен на поверхности твердого тела при $r = 0$. Пренебрежем тем, что вблизи поверхности координационное число может быть меньше. Верхняя кривая соответствует слабо экранированному потенциалу точечного заряда, нижняя — экранированному потенциалу при $\lambda = 0.3$ nm. Кинетическая энергия первичного электрона отсчитывается от уровня вакуума. Из рис. 4 видно, что в случае сильной экранировки (кривая 1) первичный электрон может попасть в область рассеивающего центрального поля при любой кинетической энергии. Конечно, глубина его проникновения в центральное рассеивающее поле будет зависеть от величины кинетической энергии. В случае слабой экранировки (кривая 2) кинетическая энергия первичного электрона должна быть не более 40 eV. При меньшей кинетической энергии первичный электрон не попадает в центральное поле. Эти результаты показывают, что для полупроводников и диэлектриков (в отличие от металлов) в области малых энергий первичных электронов бинарное рассеяние невозможно, и рассеяние носит многочастичный характер. Это вывод

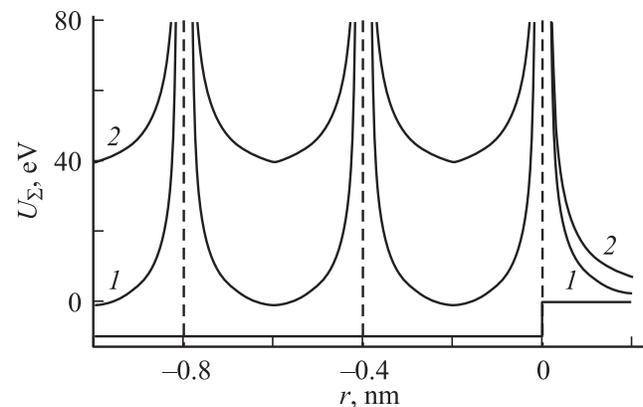


Рис. 4. Распределение суммарного потенциала в цепочке из трех „электронных ячеек“, расположенных по нормали к поверхности твердого тела. Заряды расположены на одинаковом расстоянии друг от друга, равном $l = 0.4$ nm. Каждый заряд окружен 12 ближайшими соседними зарядами. Правый заряд условно помещен на поверхности твердого тела при $r = 0$. Сплошные кривые — потенциал ионного остова. Энергия электронов при $r < 0$ отсчитывается от дна „потенциально-го ящика“ (-10 eV), при $r > 0$ от уровня вакуума. 1 — $\lambda = 0.2$ nm, 2 — $\lambda \gg l$.

качественно подтверждается приведенными экспериментальными результатами.

Представленный на рис. 4 суммарный потенциал взаимодействия U_{Σ} включает многочастичный потенциал взаимодействия U_c , который может быть сравнимым по величине или быть больше кинетической энергии первичных электронов в случае полупроводников и диэлектриков. На первый взгляд, это противоречит принятой точке зрения о том, что электронный газ в полупроводниках соответствует критериям газа слабо взаимодействующих частиц. Это кажущееся противоречие обусловлено тем, что рассмотренный выше случай соответствует относительно большой энергии возбуждения по сравнению с характерными энергиями возбуждения при процессах транспорта носителей. В случае транспорта носителей в полупроводнике энергия электронов обычно не превышает ширины запрещенной зоны, и модель экранирования Томаса–Ферми описывает линейную реакцию электронной системы на приложенное поле.

В рассмотренном нами случае плотность валентных электронов, принимающих участие во взаимодействиях, увеличивается с увеличением энергии возбуждающих электронов. Реакция электронной системы становится нелинейной и не может соответствовать модели экранирования. Сделанные выше оценки выполнены на основе предложенной упрощенной модели. В этой модели реакция электронной системы по-прежнему аппроксимируется линейной моделью экранирования Томаса–Ферми, однако, плотность взаимодействующих электронов увеличивается в соответствии с энергией возбуждения. Результаты модельного рассмотрения находятся в качественном соответствии с экспериментом. Результатом является вывод, что электронная система полупроводника является системой сильно взаимодействующих электронов при рассмотренных энергиях возбуждения в отличие от случая слабого возбуждения, при котором электронную систему полупроводника можно рассматривать как газ слабо взаимодействующих частиц. В случае металла многочастичное взаимодействие также возрастает с увеличением энергии возбуждения, но не так быстро, как в случае полупроводника, из-за относительно сильного экранирования. Потенциал многочастичного взаимодействия для металла остается меньше энергии возбуждения.

В таблице приведена оценка $U_c(0)$ для металла и полупроводника при слабом и сильном электронном возбуждении в соответствии с выражениями (2), (4), (5). В случае *A* U_c оценивается при слабом возбуждении, при энергии возбуждения порядка kT . Плотность взаимодействующих электронов n в этом случае ограничена объемом фазового пространства, необходимого для рассеяния. В металле могут взаимодействовать электроны в узкой энергетической полосе шириной kT вблизи уровня Ферми (для металла уровень Ферми принят $E_F = 10$ eV), а в полупроводнике электроны в зоне проводимости. В обоих случаях потенциал многочастичного взаимодействия U_c мал и система может рас-

считываться в приближении слабо взаимодействующих частиц. Кинематику рассеяния можно рассматривать в приближении бинарного рассеяния.

	Материал	E_0 (eV)	n (cm ⁻³)	λ (nm)	U_c (eV)
A	<i>n</i> -Si (зона проводимости)	kT	10^{15}	$\lambda \gg l$	0.017
	Металл вблизи E_F	kT	$2.5 \cdot 10^{19}$	$\lambda \approx 0.2$	10^{-7}
B	<i>n</i> -Si, (валентная зона)	10–15	10^{22}	$\lambda \gg l$	37
	Металл (валентная зона)	10–15	10^{22}	$\lambda \approx 0.2$	3.7

считываться в приближении слабо взаимодействующих частиц. Кинематику рассеяния можно рассматривать в приближении бинарного рассеяния.

В случае *B* U_c оценивается при относительно сильном возбуждении, при энергии возбуждения больше примерно 10–15 eV. Плотность взаимодействующих электронов n в этом случае примерно соответствует плотности всех валентных электронов и не сильно отличается для металла и полупроводника. При слабом экранировании в полупроводнике $U_c = 37$ eV (в металле — порядка $U_c = 3.7$ eV). Это означает, что взаимодействие в электронной системе полупроводника достаточно сильное и система плохо подходит для описания в приближении слабо взаимодействующих частиц. Рассеяние первичных электронов в случае *B* происходит различными путями в зависимости от энергии E_0 . При $E_0 < U_c$ (заметим, что E_0 отсчитывается от дна потенциального барьера, образованного положительным зарядом ионного остова) рассеяние происходит в поле потенциала многочастичного взаимодействия $U_0(\mathbf{r})$. Если $E_0 > U_c$, то кинетической энергии достаточно для достижения центрального поля и рассеяние приобретает характеристики бинарного рассеяния в центральном экранированном кулоновском поле. При преимущественно бинарном характере рассеяния возникает асимметрия распределения пар при наклонном падении, что отражается в экспериментальных зависимостях.

Заключение

Нами рассмотрена ячеистая модель электронной структуры твердого тела. Электроны находятся в плотноупакованной структуре, подобной кубической границентрированной решетке. Каждый электрон находится в центре сферической ячейки и окружен ближайшими соседними электронами с координационным числом 12. Электроны в среднем находятся на равном расстоянии друг от друга, которое соответствует объему твердого тела, приходящемуся на электрон. Каждый электрон

ячейки образует поле экранированного кулоновского потенциала. Такая структура ближнего порядка приводит к тому, что центральные поля ближайших электронов перекрываются, образуя почти постоянный по объему твердого тела отрицательный потенциал $U_{c(r)} \approx U_c$, величина которого зависит от параметра экранирования. Таким образом, получается, что сферические электронные ячейки с центральным кулоновским потенциалом подвешены в поле постоянного потенциала, образованного в результате перекрытия полей индивидуальных зарядов.

Деспособность ячеистой модели качественно подтверждается экспериментальными результатами. Экспериментальные результаты и модельные расчеты показывают, что при рассеянии первичного электрона с энергией 10–50 eV на металлах рассеяние преимущественно происходит по бинарному механизму, т.е. как рассеяние первичного электрона в центральном поле электрона металла. При рассеянии такого же первичного электрона на полупроводнике или диэлектрике бинарное рассеяние маловероятно вследствие сильного перекрытия полей индивидуальных зарядов. Перекрытие приводит к значительному постоянному потенциалу U_c , и бинарное рассеяние становится возможным только для электронов с кинетической энергией, превышающей этот постоянный потенциал. Эти выводы находятся в согласии с экспериментальными результатами.

Нами было впервые показано, что электрон-электронное рассеяние медленных электронов на поверхности металлов является в основном актом бинарного рассеяния частиц с сохранением полного импульса и энергии, в то время как аналогичное расстояние на поверхности полупроводника и диэлектрика является многочастичным актом. Методика $e2e$ рассеяния позволяет оценить величину потенциала многочастичного взаимодействия U_c и показать, насколько электронная система при выбранной энергии возмущения подходит для описания моделью слабо взаимодействующего ферми-газа.

Результаты свидетельствуют о том, что электронная подсистема металлов при электронном возбуждении в интервале 10–50 eV ведет себя как слабо взаимодействующий ферми-газ квазичастиц. Это является следствием сильного экранирования кулоновского потенциала в металлах. Электронная подсистема полупроводника и диэлектрика при таком же возбуждении ведет себя как система сильно взаимодействующих частиц, что является следствием слабого экранирования в полупроводниках и диэлектриках.

Авторы признательны проф. В.Н. Овсянку за полезные обсуждения.

Работа частично финансировалась грантом РФФИ № 06-02-17174.

Список литературы

- [1] *Auicroft H., Mermin H.* // Физика твердого тела. М.: Мир, 1979. 399 с.
- [2] Fermi liquid (<http://en.wikipedia.org>).
- [3] *Wolf S.A., Awschalom D.D., Buhrman R.A., Daughton J.M., Von Molnar S., Roukes M.L., Chtchelkanova A.Y., Treger D.M.* // Science. 2001. Vol. 294. P. 1488.
- [4] *Dery H. and Sham L.J.* // PRL. 2007. Vol. 98. P. 046 602.
- [5] *Артамонов О.М.* // ЖТФ. 1985. Т. 30. P. 681.
- [6] *Kirschner J., Artamonov O.M., Samarin S.N.* // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 75. P. 2424.
- [7] *Artamonov O.M., Samarin S.N., and Kirschner J.* // J. Appl. Phys. 1997. Vol. A 65. P. 535.
- [8] *Samarin S., Berakdar J., Artamonov O., Schwabe H., Kirschner J.* // Surf. Sci. 2000. Vol. 470. P. 141.
- [9] *Samarin S., Artamonov O.M., Sergeant A.D., and Williams J.F.* // Correlation Spectroscopy of Surfaces, Thin Films, and Nanostructures / Ed. by Berakdar, J. Kirschner. WILEY-VCH Verlag, 2004. P. 69.