

РОЛЬ ДИФРАКЦИОННОЙ ФОКУСИРОВКИ ПРИ УПРУГОМ ОБРАТНОМ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ КРИСТАЛЛИЧЕСКИМИ МИШЕНЯМИ

*И. А. Гарафутдинова, Ю. Н. Гордеев, С. Л. Дударев,
Д. С. Руми, И. А. Шмулевич*

В рамках формализма многоволновой динамической теории дифракции показано, что расщепление основных и появление дополнительных пиков в энергетической зависимости сечения упругого обратного рассеяния электронов связаны с фокусирующей частиц вдоль осей цепочек в кристалле. Найдено, что Фурье-преобразование этой зависимости позволяет определить период трансляций решетки вдоль направления движения электрона в мишени. Приведен пример использования метода для определения межплоскостных расстояний в кристалле вольфрама по результатам измерения энергетической зависимости сечения упругого рассеяния электронов на угол 180° .

В последние годы выявился интересный класс явлений, так или иначе связанных с существенным влиянием атомного рассеяния «вперед» на характер движения нерелятивистских электронов в кристаллическом веществе. Оказалось, что в ряде случаев распространение частиц отличается от обычного некоррелированного рассеяния на отдельных центрах. Наоборот, при определенных условиях корреляция в рассеянии различными атомами становится очень сильной, радикально меняя характер протекающих процессов. Наиболее ярко это отражается в явлении, получившем название эффекта дифракционной фокусировки. Эффект этот проявляется в том, что для электронов, движущихся вдоль осей решетки, на относительно небольшом расстоянии от поверхности мишени (или от внутреннего источника) резко возрастает амплитуда волнового поля в окрестности атомных ядер, в связи с чем увеличивается выход всех неупругих процессов с возбуждением фононов и ионизацией внутренних электронных оболочек [1-6]. Важную роль эффект фокусировки играет в задаче EXAFS, где с ним связано резкое усиление амплитуды упругого обратного рассеяния фотоэлектронов атомами далеких координационных сфер и увеличение интенсивности соответствующих пиков на Фурье-образе спектра [7, 8]. В работах [4, 6, 9, 10] показано, что фокусировка электронов связана с малоугловым упругим рассеянием частиц вдоль цепочек атомов кристалла, причем сходные результаты для координатной зависимости волновой функции дают прямое суммирование амплитуд рассеяния на атомах вещества [10] и использование методов многоволновой динамической теории дифракции [6, 9].

В настоящей работе эффект дифракционной фокусировки проанализирован с точки зрения его влияния на форму энергетической зависимости сечения упругого (т. е. без возбуждения внутренних степеней свободы вещества) обратного рассеяния электронов средних энергий $E_p \sim 200 \div 1000$ эВ кристаллической мишенью. Авторы книги [11] в рамках кинематической теории дифракции показали, что Фурье-преобразование указанной зависимости $I(E_p)$ позволяет получить информацию о взаимном расположении атомов в кристалле и о межатомных расстояниях в системе адсорбат—подложка. Однако в рассматриваемой области энергий $E_p \geq 500$ эВ эффекты фокусировки проявляются достаточно сильно уже на

малых расстояниях от поверхности образца [12] и условия применимости кинематического подхода [11] не выполняются. В этой связи представляет интерес исследование вопроса о влиянии дифракционной фокусировки на форму энергетической зависимости сечения обратного рассеяния и на точность определения межатомных расстояний с использованием Фурье-преобразования спектра $I(E_p)$.

Ниже показано, что, с одной стороны, дифракционная фокусировка электронов приводит к расщеплению главных и появлению дополнительных максимумов на кривой $I(E_p)$, а с другой — приводит к смещению пиков на Фурье-образе спектра в сторону уменьшения наблюдаемых эффективных межплоскостных расстояний.

1. Энергетическая зависимость сечения упругого обратного рассеяния электронов

Как известно, дифференциальное сечение столкновений электронов средних энергий $E_p \geq 500$ эВ с атомами сильно анизотропно и вытянуто в направлении «вперед» [13]. Учет этого обстоятельства в задаче упругого обратного рассеяния позволяет при вычислении амплитуды процесса ограничиться вкладом траекторий с однократным отклонением частицы на угол $\vartheta > 90^\circ$ (см., например, [11, с. 149]). В обозначениях [14] амплитуду упругого рассеяния электрона с переходом из состояния $|p\rangle$ в состояние $|p'\rangle$ можно записать в виде ($\hbar=1$)

$$F(p', p) = -\frac{m}{2\pi} \sum_a \int d^3r d^3r' (\psi_{p'}^{(-)}(r'))^* T_a(r', r) \psi_p^{(+)}(r), \quad (1)$$

где m — масса электрона, суммирование по a производится по всем атомам кристалла, $T_a(r', r)$ — усредненная по тепловым колебаниям матрица рассеяния электрона на атоме a [15]. Волновая функция $\psi_p^{(+)}(r)$ описывает распространение падающей на кристалл волны $\exp(ipr)$ до окрестности атома a с учетом многократного рассеяния в веществе на малые углы. Функция $\psi_{p'}^{(-)}(r')$ суть решение аналогичной задачи столкновений, соответствующее граничному условию вида

$$\psi_{p'}^{(-)}(r') \Big|_{|r'| \rightarrow \infty} \sim \exp(-ip'r'). \quad (2)$$

Выражение для амплитуды (1) имеет простой смысл: из общего разложения решения задачи многократного рассеяния в ряд по атомным T -матрицам [15] в (1) в явном виде выделен акт упругого взаимодействия с отклонением электрона на большой угол, в то время как функции $\psi_p^{(+)}(r)$ и $\psi_{p'}^{(-)}(r')$ описывают малоугловое упругое рассеяние до и после указанного столкновения. Отметим, что близкое к (1) по смыслу приближение обсуждали авторы работы [16] при анализе энергетической зависимости коэффициента квазиупругого обратного рассеяния электронов.

Между системами волновых функций непрерывного спектра $\psi_p^{(+)}(r)$ и $\psi_{p'}^{(-)}(r)$ существует связь [14]

$$(\psi_p^{(-)}(r))^* = \psi_{-p}^{(+)}(r), \quad (3)$$

которая позволяет записать выражение (1) в виде

$$F(p', p) = -\frac{m}{2\pi} \sum_a \int d^3r d^3r' \psi_{-p'}^{(+)}(r') \psi_p^{(+)}(r) T_a(r', r). \quad (4)$$

Амплитуда (4) удовлетворяет соотношению [15, с. 157]

$$F(p', p) = F(-p, -p'), \quad (5)$$

которое позволяет рассматривать свойство (3) как следствие теоремы взаимности для функции Грина задачи упругого рассеяния [6, 17]. В кине-

кинематическом приближении волновые функции $\psi_p^{(+)}(\mathbf{r})$ представляют собой плоские волны

$$\psi_p^{(+)}(\mathbf{r}) = \exp\left(i\mathbf{p}\mathbf{r} - \frac{z}{2\lambda \cos \vartheta}\right), \quad (6)$$

где ось z сферической системы координат (r, ϑ, φ) направлена вдоль внутренней нормали к поверхности кристалла $z=0$; $\lambda = \lambda(E_p)$ — средняя длина свободного пробега электрона относительно неупругих столкновений; ϑ — угол падения частиц на поверхность кристалла. Подстановка (6) в (4) дает

$$F_k(\mathbf{p}', \mathbf{p}) = \sum_a f_a(\mathbf{p}', \mathbf{p}) \times \\ \times \exp\left[i(\mathbf{p}' - \mathbf{p})\mathbf{R}_a - \frac{z_a}{2\lambda} \left(\frac{1}{\cos \vartheta} + \frac{1}{|\cos \vartheta'|}\right) - \frac{M_a(\mathbf{p}' - \mathbf{p})}{2}\right], \quad (7)$$

где ϑ' — угол между импульсом \mathbf{p}' и осью z , $\cos \vartheta' < 0$, $M_a(\mathbf{q}) = \langle (\mathbf{q}\mathbf{u}_a)^2 \rangle$ — фактор Дебая—Уоллера, $f_a(\mathbf{p}', \mathbf{p})$ — амплитуда рассеяния на атоме a . В дальнейшем в соответствии с условиями эксперимента (см. ниже) мы ограничимся анализом следствий из формул (4), (7) в случае, когда импульс \mathbf{p}' антипараллелен \mathbf{p} и угол рассеяния равен 180° . В этом случае при нормальном падении частиц на поверхность монокристаллической мишени из (7) можно получить

$$F_k(-\mathbf{p}, \mathbf{p}) = f(-\mathbf{p}, \mathbf{p}) \sum_a \exp\left(-2ipz_a - \frac{z_a}{\lambda} - 2\langle (\mathbf{p}\mathbf{u}_a)^2 \rangle\right). \quad (8)$$

Аналогичным образом, учитывая, что поворот импульса электрона на угол 180° происходит в непосредственной близости от атомного ядра, прямо из формулы (4) находим

$$F(-\mathbf{p}, \mathbf{p}) = f(-\mathbf{p}, \mathbf{p}) \sum_a [\psi_p^{(+)}(\mathbf{R}_a)]^2 \exp(-2\langle (\mathbf{p}\mathbf{u}_a)^2 \rangle). \quad (9)$$

Сравнение (8) с (9) показывает, что переход от кинематического к динамическому описанию задачи упругого обратного рассеяния в основном сводится к замене экспоненциального фазового множителя (8) на квадрат точного решения уравнения Шрёдингера в эффективном потенциале кристалла $\psi_p^{(+)}(\mathbf{r})$. Интересующая нас зависимость $I(E_p)$ связана с (8), (9) соотношением

$$I(E_p) \sim |F(-\mathbf{p}, \mathbf{p})|^2, \quad (10)$$

где $E_p = \mathbf{p}^2/2m$.

2. Динамические эффекты при обратном рассеянии электронов

Прежде чем обратиться к детальному анализу следствий из формулы (9), рассмотрим некоторые качественные различия кинематической и динамической зависимостей (8) и (9).

Как известно, во многих веществах координаты атомов \mathbf{R}_a принадлежат эквидистантно расположенным плоскостям, параллельными плоскости поверхности (x, y) . Обозначив расстояние между плоскостями через b , из (8) нетрудно получить

$$I(E_p) \sim |f(-\mathbf{p}, \mathbf{p})|^2 \exp(-4\mathbf{p}^2 \langle \mathbf{u}^2 \rangle) |1 - e^{-2i\mathbf{p}b - b/\lambda}|^{-2}. \quad (11)$$

Последний множитель в (11) имеет резкие максимумы в окрестностях точек, определенных обычным условием Брэгга

$$p = \pi L/b, \quad L = 1, 2, 3, \dots \quad (12)$$

Таким образом, положение максимумов $I(E_p)$ в кинематической теории определяется лишь расстоянием между последовательными атомными плоскостями и не зависит от характера расположения атомов в этих плоскостях. Совершенно иная ситуация возникает в динамическом режиме (9). Теперь функция $\psi_p^{(+)}(\mathbf{r})$ суть функция трех координат (x, y, z) и амплитуда $F(-\mathbf{p}, \mathbf{p})$ зависит от расположения атомов в плоскостях, параллельных поверхности. В частности, легко убедиться, что такая особенность формулы (9) может привести к появлению дополнительных пиков интенсивности $I(E_p)$ в точках, не удовлетворяющих обычному условию Брэгга для отражения «назад» (12). Например, грань $\{110\}$ ОЦК-кристалла образована последовательно расположенными атомными плоскостями смещенными относительно друг друга на половину периода плоской решетки [18]. В этом случае истинным периодом трансляций вдоль нормали будет удвоенное межплоскостное расстояние, что должно немедленно отразиться на форме кривой $I(E_p)$ в виде появления на ней ряда дополнительных максимумов с полуцелыми индексами L (см. также подробное обсуждение этого вопроса в [19]).

Рассмотрим теперь задачу расчета волновой функции $\psi_p^{(+)}(\mathbf{r})$, описывающей малоугловое многократное рассеяние в кристалле. В настоящее время надежно установлено, что в различных интервалах энергий адекватные результаты дают разные подходы к построению $\psi_p^{(+)}(\mathbf{r})$. В области относительно низких энергий удовлетворительную точность обеспечивает непосредственное разложение волновой функции в ряд по атомным T -матрицам [10, 11, 15, 19, 20], в то время как для больших энергий наиболее удобными оказываются методы многоволновой динамической теории дифракции [4, 6, 12, 16, 17]. Указанные интервалы изменения энергии электронов лежат по разные стороны от граничной энергии

$$E_0 \sim 13.6Z^{1/2} \text{ (эВ)}, \quad (13)$$

выше которой для описания электрон-атомных соударений можно использовать борновское приближение [14, § 70, 139]. Для легких элементов, таких как кремний ($Z=14$), величина E_0 не превосходит нескольких сотен электронвольт, возрастая до нескольких килоэлектронвольт в тяжелых элементах, таких как вольфрам ($Z=74$). Это обстоятельство ограничивает возможности приложения методов динамической теории дифракции для анализа энергетической зависимости амплитуды (9) случаев легких элементов. Однако, с другой стороны, проведенный в [6] анализ показывает, что указанный динамический подход оказывается значительно более простым в вычислительном отношении, чем разложение по T -матрицам [10, 20], демонстрируя при этом даже в области относительно низких энергий близкое качественное сходство результатов. По этой причине ниже для построения волновой функции $\psi_p^{(+)}(\mathbf{r})$ нами использован многоволновой динамический метод, развитый в работах [4, 6, 9]. Представим волновую функцию $\psi_p^{(+)}(\mathbf{r})$ в виде суперпозиции собственных функций электрона в усредненном вдоль z потенциале кристалла $b_j(x, y)$ с коэффициентами, описывающими квазиклассическую эволюцию фазы частицы в каждом из блоховских состояний $|j\rangle$

$$\psi_p^{(+)}(\mathbf{r}) = \sum_j \alpha_j \exp(ip_j z - z/2\lambda) b_j(\rho), \quad (14)$$

где $p_j = p - (m\epsilon_j/p) \rightarrow$ квазиимпульс продольного движения электрона, имеющего поперечную энергию ϵ_j ; $|\epsilon_j| \ll E_p$. В формуле (14) коэффициенты α_j выбираются исходя из граничных условий на поверхности кристалла $z=0$, а процедура построения собственных функций $b_j(\rho)$ и поиска собственных значений ϵ_j подробно описана в [6].

В разложении (14) основную роль играют две качественно различные группы состояний: подбарьерные, обладающие большой отрицательной

энергией связи ϵ_j и локализованные в плоскости $(x, y) = \rho$ вблизи осей атомных цепочек, и надбарьерные, имеющие близкие к нулю или положительное значение ϵ_j и локализованные в межатомных пространствах. В силу различия энергий связи ϵ_j этих групп состояний соответствующие им условия Брэгга $\rho_j = \pi L/b$ лежат в различных точках шкалы энергий, что приводит к расщеплению «кинематических» пиков на несколько (в основном на две) компонент. Интересно отметить, что наибольшую интенсивность в каждом дублете должна иметь низкоэнергетическая составляющая, соответствующая брэгговскому отражению электрона, находящегося в подбарьерном, локализованном вблизи R_a (см. формулу (9)) состоянии.

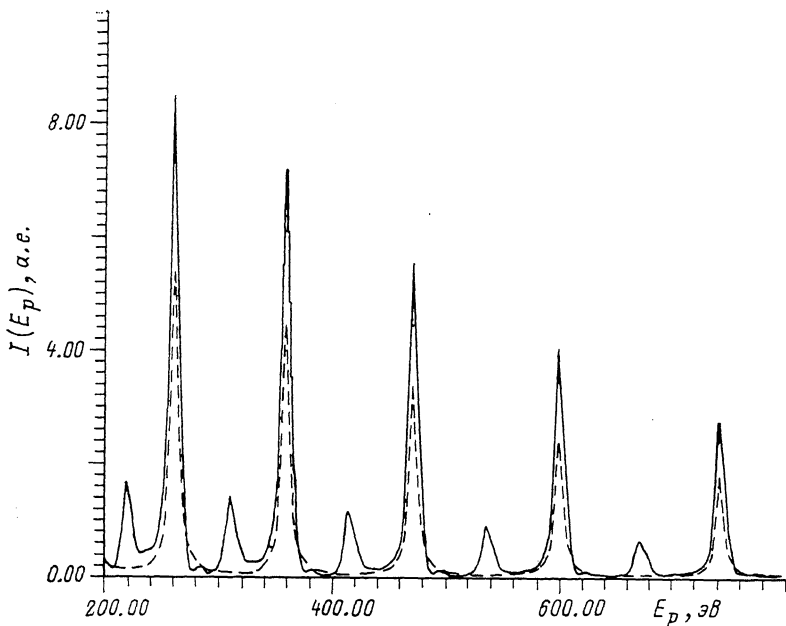


Рис. 1. Зависимость интенсивности упругого обратного рассеяния электронов «назад» гранью $\{110\}$ кристалла с решеткой вольфрама и $Z=7.4$.

Сплошная линия — расчет по формулам (9), (14) с учетом 13 векторов обратной решетки в плоскости (x, y) , штрихи — кинематическое приближение. Интенсивность нормирована на сечение обратного рассеяния неупорядоченной мишенью того же состава.

Другим следствием динамической фокусировки (14) должно стать обсуждавшееся выше появление небрэгговских максимумов [19] в промежутках между обычными пиками кинематической теории.

На рис. 1 приведен пример расчета зависимости $I(E_p)$ для модельной системы, соответствующей $Z=7,4$ и имеющей кристаллическую решетку, совпадающую с решеткой вольфрама. Условие (13) позволяет для такой системы использовать приближение (14) начиная с $E_0 \approx 196$ эВ. Внутренняя нормаль к поверхности мишени направлена вдоль оси $\langle 110 \rangle$. Изображенные на рис. 1 кривые демонстрируют все обсуждавшиеся выше особенности зависимости $I(E_p)$, соответствующие кинематическому и динамическому режимам упругого рассеяния (8) и (9). На рис. 2 приведены результаты численного Фурье-преобразования изображенных на рис. 1 зависимостей $I(E_p)$, полученные по стандартной схеме [11]. Обращает на себя внимание небольшое смещение максимумов пиков $F(b)$ в сторону уменьшения эффективных межплоскостных расстояний, возникающее в случае динамического рассеяния (9). Ниже рассмотрена природа этого явления, влияющего на точность восстановления структурной информации с использованием метода Фурье-преобразования данных эксперимента по измерению зависимости $I(E_p)$.

3. Экспериментальные данные и обработка результатов наблюдений

Измерение зависимости $I(E_p)$ в направлении «назад» (т. е. при $\phi = 180^\circ$) выполнено на сверхвысоковакуумном стенде для исследования структуры и свойств твердых тел методами ДМЭ, ОЭС и дифракции электронов средних энергий [21, 22]. Объектом исследования служила монокристаллическая эпитаксиальная пленка вольфрама толщиной 50 мкм, выращенная на молибденовой подложке. На поверхность мишени была выведена грань {110}. Точность выведения грани, по данным рентгеноструктурного анализа, составляла 1° . Совершенство поверхности и ориентировка образца контролировались методом ДМЭ.

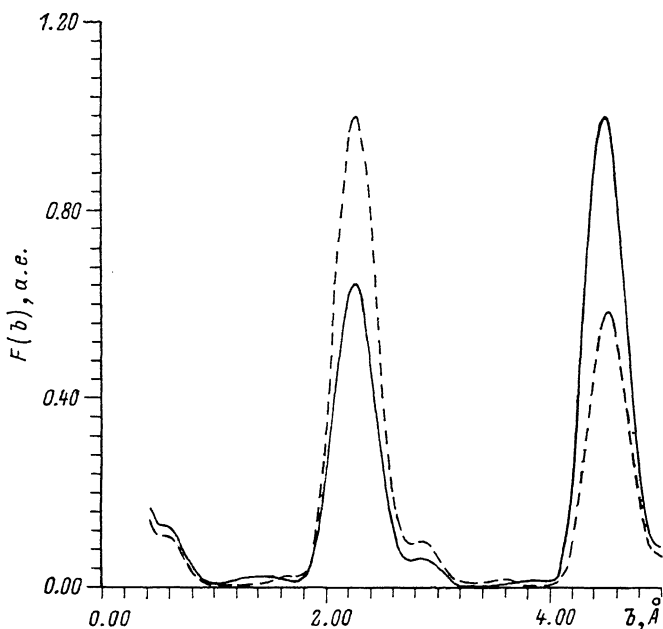


Рис. 2. Квадрат модуля Фурье-образов изображенных на рис. 1 зависимостей, вычисленный в диапазоне $7\text{Å}^{-1} \leq p \leq 15\text{Å}^{-1}$.

Очистка поверхности осуществлялась попеременным высокотемпературным ($\sim 2000^\circ\text{C}$) отжигом и травлением ионами Cs^+ и Cl^- при $E=7\text{кэВ}$. Результат очистки контролировался методами ОЭС и вторичной ионной масс-спектрометрии. В пределах чувствительности ОЭС следов загрязнений в конце полного цикла очистки не обнаруживалось. Все наблюдения были выполнены в вакууме $5 \cdot 10^{-8}\text{Па}$.

В эксперименте измерялась зависимость тока упругоотраженных в направлении «назад» электронов от их энергии E_p . Разрешение спектрометра в диапазоне $E_p \leq 1.5\text{кэВ}$ составляло 1.5эВ . Геометрия эксперимента позволяла максимальным образом исключить влияние микрошероховатостей поверхности за счет прохождения прямого и отраженного пучков частиц строго вдоль нормали к поверхности мишени. Результаты измерений представлены на рис. 3.

При сравнении изображенной на рис. 3 кривой с расчетными зависимостями (рис. 1) обращают на себя внимание асимметрия и характерные особенности на правых крыльях пиков, которые указывают на влияние эффекта дифракционной фокусировки. По-видимому, в рассматриваемом случае дифракции в сильном потенциальном поле атомов кристалла вольфрама сдвиг кинематических пиков в сторону низких энергий оказывается

столь значительным, что происходит частичное перекрытие этих пиков с небрэгговскими пиками полупеделого порядка, изображенными на рис. 1.

Фурье-образ экспериментального спектра $I(E_p)$ по переменной k , определенной равенством

$$\frac{k^2}{2m} = \frac{p^2}{2m} - \text{Re } U_0 = E_p - \text{Re } U_0, \quad (15)$$

где U_0 — нулевая Фурье-компонента эффективного внутреннего потенциала кристалла [23], приведен на рис. 4. Значение $\text{Re } U_0 = -9$ эВ в (15) найдено из условия минимума квадратичного отклонения экспериментальных данных от кинематической зависимости (11). Положение максимумов изображенных на рис. 4 пиков $b=2.26$ и $b=4.46$ Å с точностью $\Delta b=0.02$ Å совпадает с известными кристаллографическими параметрами грани {110} W. Положение других максимумов зависит от условий эксперимента и, возможно, связано с поверхностными загрязнениями и структурными неоднородностями.

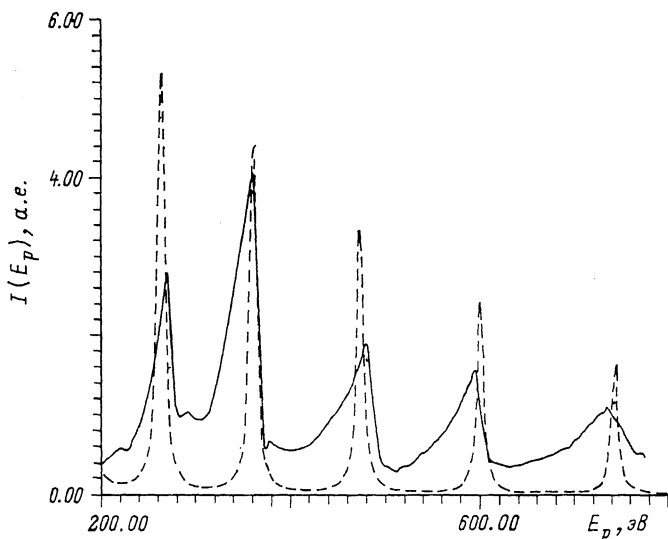


Рис. 3. Энергетическая зависимость сечения упругого обратного рассеяния электронов гранью {110} кристалла W, измеренная при нормальном падении частиц на поверхность мишени.

Штрихи — результат расчета по формуле (8), кинематическое приближение.

Как видно из рис. 4, метод преобразования Фурье энергетической зависимости сечения упругого рассеяния на угол 180° позволяет с относительно высокой точностью определить расстояние между атомами кристалла вдоль направления движения электронов. Оценим эту точность в условиях фокусировки частиц атомной цепочкой. Для этого заметим, что в эйконоальном приближении [15, с. 297] волновую функцию $\psi_p^{(+)}(r)$ можно найти в явном виде

$$\psi_p^{(+)}(r) = \exp\left(ipz - \frac{im}{p} \int_0^z d\zeta U(p, \zeta)\right). \quad (16)$$

Фаза волновой функции (16), которую электрон набирает на периоде цепочки d_0 (не совпадающем, вообще говоря, с межплоскостным расстоянием b [19]), равна

$$\varphi = pd_0 - \frac{m}{p} \int_{-\infty}^{\infty} U_a(p, \zeta) d\zeta, \quad (17)$$

где $U_a(\mathbf{r})$ — потенциал отдельного атома. На Фурье-образе спектра $I(E_p)$ закону $\varphi(p)$ (17) соответствует максимум в точке

$$d = \left. \frac{\partial \varphi}{\partial p} \right|_{p_1} = d_0 + \frac{m}{p_1^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta U_a(\mathbf{p}, \zeta), \quad (18)$$

где значение p_1 по теореме о среднем лежит внутри области определения функции $I(p)$. Как видно из (18), присутствие фокусирующего атомного потенциала $U(\mathbf{r}) < 0$ приводит к уменьшению наблюдаемого межплоскостного расстояния по сравнению с его истинным значением. Порядок ве-

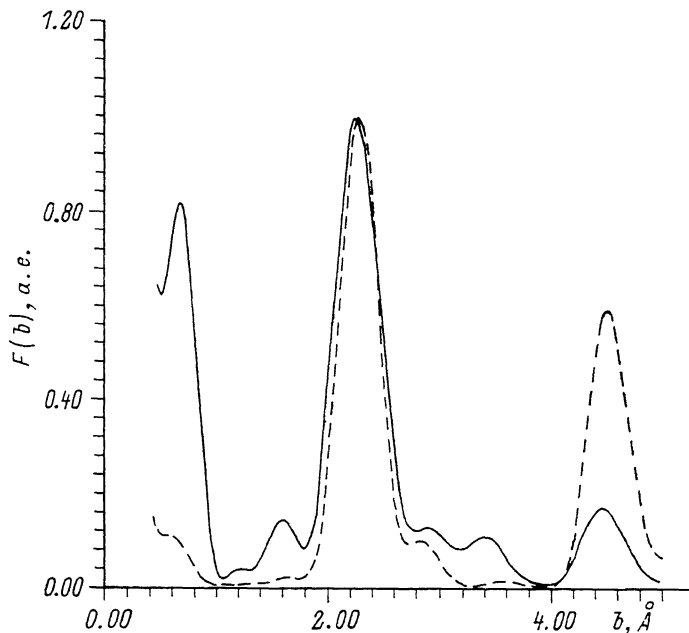


Рис. 4. Квадрат модуля Фурье-образа экспериментального спектра, вычисленный в диапазоне $7\text{Å}^{-1} \leq k \leq 15\text{Å}^{-1}$, $\text{Re } U_0 = -9$ эВ.

Штрихи — Фурье-образ кинематической зависимости.

личины поправки $(d-d_0)/d_0 \sim |\bar{U}|/E_p$ падает с ростом E_p и в диапазоне 500 эВ — 1.5 кэВ составляет несколько процентов. По-видимому, указанное обстоятельство нужно учитывать во всех тех случаях, когда точность анализа оказывается сопоставимой с величиной деформаций решетки, например при исследовании реконструкции поверхности [18]. Отметим, что наибольшая точность метода Фурье-преобразования энергетической зависимости сечения упругого обратного рассеяния достигается не в диапазоне низких [11], а в диапазоне средних энергий электронов $E_p \sim 1$ кэВ, что следует учитывать при использовании этого метода для изучения взаимного расположения атомов в объеме и на поверхности твердых тел.

Авторы признательны С. Э. Бородянскому и И. С. Тилинину за обсуждение работы.

Список литературы

- [1] Гомоюнова М. В., Заславский С. Л., Пронин И. И. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 5. С. 1586.
- [2] Артемьев В. П., Макаров В. В., Петров Н. Н. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 11. С. 3441.
- [3] Дубов В. В., Кораблев В. В., Румянцев В. В. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 7. С. 1953.
- [4] Andersen S. K., Howie A. // Surf. Sci. 1975. V. 50. N 1. P. 197.
- [5] Городничев Е. Е., Дударев С. Л. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 4. С. 1068.
- [6] Дударев С. Л., Рязанов М. И. // Поверхность. 1990. № 7. С. 43.
- [7] Тео В.-К. // EXAFS and Near Edge Structure / Eds Bianconi et al. Springer, 1983. P. 11.

- [18] Zschech E., Rennert P. // Abstracts of XII European Crystallographic meeting. Moscow, 1989. V. 1 P. 125.
- [9] Гомоюнова М. В., Константинов О. В., Шмулевич И. А. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1982. Т. 46. № 12. С. 2308.
- [10] Xu M.-L., Barton J. J., Van Hove M. A. // Phys. Review B. 1989. V. 39. N 12. P. 8275
- [11] Van Hove M. A., Weinberg W. H., Chan C. M. Low Energy Electron Diffraction. Springer, 1986. P. 214—230.
- [12] Гомоюнова М. В., Дударев С. Л., Пронин И. И. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 9. С. 2710.
- [13] Gregory D., Fink M. // Atomic Data Nucl. Data Tables. 1974. V. 14. N 1. P. 39.
- [14] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Наука, 1974. § 136.
- [15] Гольдбергер М., Ватсон К. Теория столкновений. М.: Мир, 1967.
- [16] Румянцев В. В., Кораблев В. В., Дубов В. В., Морозов Ю. А. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1982. Т. 46. № 7. С. 1336.
- [17] Дударев С. Л., Пенг Л.-М., Рязанов М. И. // Препринт МИФИ. 1990. № 047-90. 24 с.
- [18] MacLaren J. M., Pendry J. B., Rous P. J., Saldin D. K. et al. Surface Crystallography Information Service. A Handbook of Surface Structures. Dordrecht: Reidel, 1988.
- [19] Barton J. J., Xu M.-L., Van Hove M. A. // Phys. Review B. 1988. V. 37. N 18. P. 10 475.
- [20] Ведринский Р. В., Бугаев Л. А., Раховский В. И., Запороженко В. И. и др. // Поверхность. 1989. № 6. С. 35.
- [21] Руми Д. С., Гарафутдинова И. А., Джамалетдинов И. Х. / Материалы Всесоюзного семинара «Материалы для элементной базы вычислительной техники». М.: МДНТП, 1987. 158 с.
- [22] Руми Д. С., Мариенгоф В. Я., Гарафутдинова И. А. // Тез. докл. I школы «Взаимодействие электронов малых и средних энергий с твердым телом». Ростов-на-Дону, 1988. С. 66—68.
- [23] Городничев Е. Е., Дударев С. Л., Рогозкин Д. Б., Рязанов М. И. // Поверхность. 1989. № 4. С. 22.

НТП «Протон»
института
электроники АН УзССР
Московский
инженерно-физический институт

Поступило в Редакцию
19 ноября 1990 г.