

Роль фокусировки электронов в формировании Кикучи-картин монокристалла кремния

© И.И. Пронин, Н.С. Фараджев, М.В. Гомоюнова

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 21 октября 1996 г.)

Исследованы Кикучи-картины, возникающие при квазиупругом отражении электронов с энергией 0.6–2 keV от тонкого приповерхностного слоя монокристалла Si (111) 7×7 . Показано, что для кремния, как и для металлов, результаты эксперимента вполне удовлетворительно описываются расчетами, выполненными в кластерном приближении однократного рассеяния, а также в модели, феноменологически учитывающей фокусировку отраженных электронов при их выходе из кристалла. Тем самым продемонстрировано, что при энергии $E = 2 \text{ keV}$ эффект фокусировки (forward-focusing) играет основную роль в формировании Кикучи-картин, что позволяет их использовать для визуализации атомной структуры поверхности. Для наиболее плотноупакованных направлений кристалла установлены зависимости эффективности фокусировки от параметров атомных цепочек, вдоль которых распространяются электроны.

Дифракционные картины, наблюдаемые при отражении электронов от кристаллов, на протяжении многих лет успешно используются в физике поверхности, являясь одним из основных источников знаний о специфике атомного строения границы твердого тела. При этом наибольшее распространение получили методы дифракции медленных и быстрых электронов. Электроны же средних энергий ($E \approx 1 \text{ keV}$) вплоть до последних лет для структурного анализа поверхности практически не применялись. Однако недавно появились убедительные свидетельства того, что дифракционные картины неупруго отраженных электронов средней энергии (Кикучи-картины) также весьма информативны, и их использование может обеспечить ряд важных преимуществ по сравнению с другими методами [1–7]. Действительно, при энергии 2 keV для монокристаллов металлов наблюдались отчетливые максимумы картин, ориентированные вдоль направлений межатомных связей, отображающие взаимное положение атомов объекта в реальном пространстве [4–9]. Причем именно эти максимумы, наиболее естественно объясняемые фокусировкой электронов (forward-focusing), движущихся вдоль соответствующих цепочек, доминируют в пространственных распределениях. Эта особенность Кикучи-картин металлов предельно упрощает анализ данных эксперимента и фактически создает базу для развития нового метода визуализации кристаллической структуры поверхности. Поэтому крайне важно установить, является ли фокусировка электронов универсальным механизмом формирования Кикучи-картин при средних энергиях и в какой мере характер картин зависит от рассеивающих свойств атомов исследуемого образца. Для выяснения этих вопросов необходимы систематические исследования дифракционных картин для материалов с разными физико-химическими свойствами. В настоящей работе такое исследование впервые проведено для монокристалла полупроводника — Si(111), традиционно считающегося одним из модельных объектов в физике поверхности.

Для этого материала в работе получены и проанализированы Кикучи-картины, формируемые квазиупругорассеянными электронами (КУРЭ), испытывающими при отражении неупругое взаимодействие лишь с фононами. Такие дифракционные картины, не содержащие вклада электронов непрерывного спектра, наиболее просты в интерпретации и наиболее чувствительны к строению приповерхностной области кристалла. Результаты измерений, выполненных с высоким угловым разрешением практически для всей полусферы отражения, сопоставлены с модельными расчетами, базирующимися на эффекте фокусировки отраженных электронов. При этом обнаружено удовлетворительное согласие теории и эксперимента. Данные, полученные при разных энергиях электронов, использованы для выявления закономерностей самого процесса фокусировки. С их помощью определены зависимости эффективности фокусировки от числа рассеивающих атомов в цепочках и от величины межатомного расстояния, знание которых необходимо для корректного использования Кикучи-картин в структурном анализе поверхности. В целом же результаты для кремния оказались во многом сходными с данными, полученными для монокристаллов металлов, что свидетельствует о достаточной общности рассмотренного механизма формирования Кикучи-картин.

1. Техника эксперимента

Исследования проводились с помощью оригинальной сверхвысоковакуумной установки, описанной в [10]. Регистрация Кикучи-картин осуществлялась подвижным электростатическим энергоанализатором с узкой входной апертурой в условиях нормального падения первичного пучка электронов на поверхность кристалла. В качестве детектора отраженных электронов использовался каналный электронный умножитель. Энергетическое разрешение спектрометра составляло 0.4%, а угловое разрешение — 1° . В процесс измерений для

каждого направления регистрации электронов определялась интенсивность пика упругого отражения. Хотя при этом наряду с КУРЭ детектировались электроны, испытывающие упругое (брэгговское) рассеяние на периодическом потенциале кристаллической решетки, доля последних в измеряемом сигнале была незначительной (при $E > 1$ keV), и существенного влияния на изучаемые картины эта группа электронов не оказывала. Амплитуда пика упругого отражения измерялась методом модуляции тока первичных электронов. Сбор данных проводился автоматически с помощью системы регистрации, управляемой персональным компьютером. Пространственные распределения электронов измерялись в широком диапазоне углов вылета: $\theta = 18\text{--}86^\circ$, $\varphi = 0\text{--}360^\circ$ с шагом 1° по обоим параметрам. При этом азимут φ менялся вращением кристалла вокруг оси, перпендикулярной его поверхности, а полярный угол θ — вращением анализатора вокруг оси, лежащей в плоскости поверхности образца. Энергия первичных электронов варьировалась в диапазоне $0.6\text{--}2$ keV.

Исследуемые образцы вырезались из монокристаллических пластин КЭФ-1 и имели линейный размер $22.0 \times 14.0 \times 0.25$ mm. Точность выведения грани Si (111) контролировалась дифракцией быстрых электронов и составляла 8 угловых минут. Очистка образцов перед загрузкой в вакуумную камеру проводилась по методу Ширази. Для получения атомарно-чистой поверхности кристалл кратковременно прогревался в вакууме до температуры 1200°C . При этом элементный состав поверхности определялся методом электронной Оже-спектроскопии. После очистки содержание примесей не превышало 10% монослоя. Атомная структура поверхности кремния контролировалась методом дифракции медленных электронов. Описанная процедура позволяла получить кристалл со стандартной реконструированной поверхностью типа 7×7 . Последующие измерения проводились при комнатной температуре в вакууме $5 \cdot 10^{-10}$ Torr.

2. Кикучи-картина квазиупругорассеянных электронов

На рис. 1 представлены типичные распределения $I(\varphi)$ интенсивности КУРЭ по азимутальному углу вылета, иллюстрирующие первичные экспериментальные данные при энергии 2 keV. Немонотонность этих зависимостей является следствием упорядоченности строения приповерхностного слоя образца, поскольку для аморфных и поликристаллических тел азимутальные распределения бесструктурны. В данном же случае на всех кривых имеются отчетливые максимумы, которые с небольшими отклонениями от идеальности повторяются через 120° (например, при $\varphi = 90, 210$ и 330°). Помимо этого распределения обнаруживают зеркальную симметрию относительно плоскости $\varphi = 150^\circ$, совпадающей с плоскостью (110) кристалла.

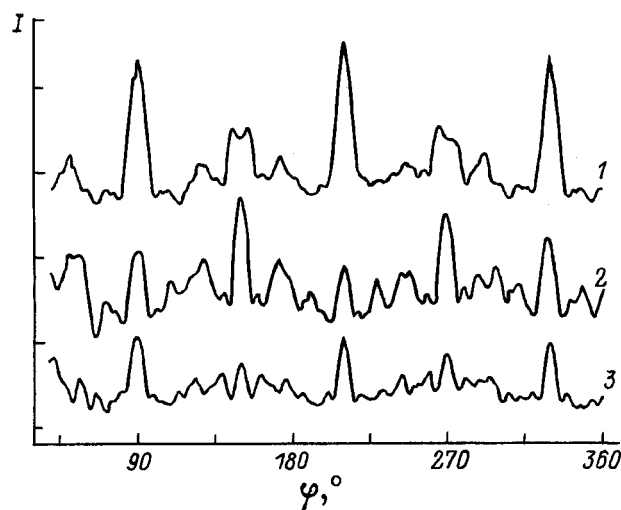


Рис. 1. Распределение квазиупругорассеянных электронов с энергией 2 keV по азимутальному углу вылета φ для полярных углов регистрации θ , равных 35 (1), 55 (2) и 71° (3).

Весь комплекс экспериментальных данных, полученных при $E = 2$ keV, представлен на рис. 2, а в виде двумерной карты распределения интенсивности КУРЭ по полярному и азимутальному углам вылета. Она изображена в линейной шкале серых оттенков, показанной справа, и дана в стереографической проекции. При этом различные градации серого цвета отражают изменение интенсивности отражения от минимального значения (черные участки карты) до максимального (белые). Обратному рассеянию электронов вдоль нормали к поверхности образца соответствует центр карты, а движению электронов вдоль поверхности — внешняя окружность. Для устранения влияния изменения светосилы спектрометра с полярным углом регистрации электронов была проведена стандартная процедура нормировки каждого азимутального скана на среднее значение его интенсивности [7].

Полученная таким образом двумерная карта $I(\theta, \varphi)$ демонстрирует богатую дифракционную структуру и достаточно контрастную Кикучи-картину, в пределах которой интенсивность квазиупругого рассеяния варьируется от 0.67 до 1.86. Симметрия этой картины полностью соответствует симметрии грани Si (111). Это хорошо видно из рис. 2, b, на котором для грани (111) кристалла кубической сингонии в той же проекции указаны низкоиндексированные направления и плоскости (110). Действительно, наиболее светлые участки картины совпадают с проекциями направлений $\langle 110 \rangle$, $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$. Кроме того, отчетливо видны светлые Кикучи-полосы вдоль проекций плоскостей (110), являющихся наиболее плотноупакованными в кристаллической решетке кремния. В пределах этих полос интенсивность отражения электронов претерпевает весьма значительные изменения, усиливаясь в областях пересечения полос, соответствующих указанным выше плотноупакованным

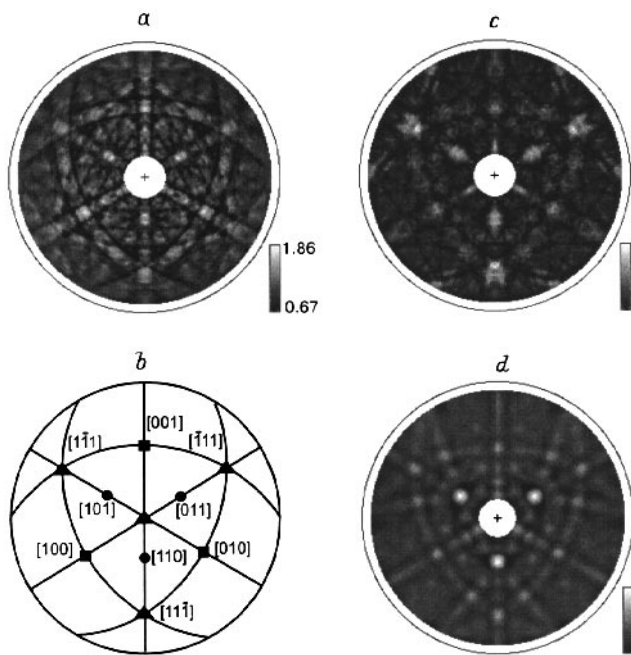


Рис. 2. *a*) Кикучи-картина монокристалла Si(111), создаваемая квазиупругорассеянными электронами с энергией 2 keV, представленная в стереографической проекции. *b*) Низкоиндексированные направления и плоскости (110) грани (111) кубического кристалла. *c*) Расчетная Кикучи-картина Si(111), полученная в приближении плоских волн кластерной модели однократного рассеяния. *d*) Расчетная картина, полученная в кластерной модели, феноменологически описывающей фокусировку электронов.

направлениям. Приведенные данные хорошо согласуются с нашими прежними результатами по молибдену [7,8] и вольфраму [9], полученными в идентичных экспериментальных условиях. Особенностью же картины кремния является сильная выраженность хорошо видимых на рис. 2, *a* дефицитных Кикучи-линий, окаймляющих с обеих сторон каждую Кикучи-полосу.

3. Моделирование Кикучи-картин

Для выяснения роли фокусировки в формировании рассмотренной дифракционной картины данные рис. 2, *a* были сопоставлены с результатами численных расчетов, основанных на данном эффекте. При этом использовались две кластерные модели, подробно описанные в [7]. Обе они исходят из того, что на первой стадии процесса вблизи узлов кристаллической решетки происходит неупругое диффузное рассеяние первичных электронов (возникают "внутренние" источники КУРЭ). Вероятность их возбуждения полагалась затухающей с глубиной залегания z по экспоненциальному закону $\exp(-z/\lambda)$, где λ — средняя длина свободного пробега электронов до неупругого рассеяния, определяющаяся согласно [11]. Далее рассматривалась фокусировка электронов, эмиттируемых этими источниками, протекающая

при выходе электронов из кристалла. Эффект вызывается интерференцией испускаемой источником сферической волны и волн, возникающих при ее рассеянии на окружающих атомах [12]. Поскольку при рассматриваемых энергиях угловая диаграмма электрон-атомного рассеяния сильно вытянута вперед, результатом фокусировки является концентрирование эмиттируемых электронов в направлениях, связывающих источники с ближайшими атомами кристалла.

В первой модели описание фокусировки проводилось с учетом лишь процессов однократного рассеяния электронов в приближении плоских волн. При этом необходимые значения амплитуд рассеяния и фазовых сдвигов были получены экстраполяцией данных Финка [13,14]. Вычисления были проведены для всего диапазона углов регистрации с шагом в 1° . Для каждого направления интенсивность Кикучи-картины определялась суммированием вкладов от отдельных некогерентных источников, локализованных в различных узлах кристаллической решетки. Реальный кристалл Si(111) моделировался кластером, расположение атомов в котором соответствовало объемной кристаллической структуре кремния (реконструкция поверхности образца, не оказывающая сильного влияния на общий вид дифракционной картины, в данных расчетах не учитывалась). Для получения достаточной сходимости результатов оказалось необходимым использовать сравнительно большой кластер. Приводимые результаты относятся к кластеру, состоящему из 1917 атомов, равномерно распределенных по девяти монослоям, параллельным поверхности. С учетом идентичности локального окружения атомов в решетке кремния лишь один из атомов, находящийся в центре каждого слоя кластера, рассматривался в качестве "внутреннего" источника электронной волны, остальные же — лишь как рассеиватели.

Результат моделирования показан на рис. 2, *c*. Причем для удобства его сопоставления с экспериментом использована та же форма представления данных, что и на рис. 2, *a*. Как видно из рисунка, несмотря на сравнительную простоту расчетов, они довольно хорошо описывают наблюдаемую Кикучи-картину. Численное моделирование картины воспроизводит не только максимумы, вызванные фокусировкой электронов вдоль главных атомных цепочек кристалла, но и Кикучи-полосы, складывающиеся из многочисленных интерференционных максимумов нулевого порядка. Видно также, что кластерное приближение однократного рассеяния способно правильно описать и дефицитные Кикучи-линии.

Говоря о расхождениях теории и эксперимента, следует прежде всего отметить излишне высокую анизотропию расчетной Кикучи-картины. Так, ее интенсивность достигает 3.74, что заметно выше наблюдаемого значения, равного 1.86. В структурном анализе поверхности для количественного сопоставления теории и эксперимента широко используются факторы надежности. Наиболее часто применяется фактор R_1 , определяемый

соотношением

$$R_1 = \sum_{\theta, \varphi} |I_e(\theta, \varphi) - I_i(\theta, \varphi)| / \sum_{\theta, \varphi} |I_e(\theta, \varphi)|,$$

где $I_e(\theta, \varphi)$ — интенсивность дифракционной картины, измеренная в некоторой ее точке, $I_i(\theta, \varphi)$ — соответствующее расчетное значение, а суммирование проводится по всем точкам. Сопоставление по этому параметру всего комплекса данных, использованных для построения Кикучи-картин рис. 2, *a* и *c* (с учетом способа нормировки азимутальных распределений, предложенного в [15]), дает вполне удовлетворительное значение фактора R_1 , равное 0.095. Заметим, что величина данного параметра оказалась бы еще ниже, если бы не чрезмерная интенсивность расчетной картины вдоль направлений $\langle 110 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$.

Переоценка указанных максимумов в использованной модели объясняется двумя причинами. Во-первых, недостаточной точностью описания актов малоуглового упругого рассеяния электронов на атомах твердого тела в приближении плоских волн и, во-вторых, отсутствием учета многократного рассеяния, способного приводить к обратному эффекту — дефокусировке электронов при их движении вдоль слишком длинных атомных цепочек [16–18]. Поскольку корректное рассмотрение указанных факторов в последовательной квантово-механической теории является весьма сложной задачей, мы, опираясь на данные наших прежних экспериментов, попытались смоделировать наблюдаемую Кикучи-картину в рамках предельно упрощенной модели, описывающей явление фокусировки феноменологически. При этом мы полагали, что каждый рассеивающий атом кластера создает в Кикучи-картине максимум фокусировки в направлении, соединяющем эмиттер с рассеивателем. Эти максимумы описывались гауссовскими функциями с постоянной дисперсией (3°) и амплитудами, спадающими по линейному закону с расстоянием между рассматриваемыми атомами. Полная картина получалась простым суммированием гауссовских максимумов с учетом ослабления интенсивности электронных потоков в твердом теле из-за неупругих взаимодействий. Таким образом, в данном приближении в отличие от рассмотренного ранее мы полностью пренебрегали в Кикучи-картине интерференционными особенностями ненулевого порядка.

Результат моделирования представлен на рис. 2, *d*. Феноменологическая модель также достаточно хорошо описывает эксперимент. Причем в данном случае величина R -фактора оказалась даже ниже, чем в приближении однократного рассеяния, и составила 0.091. Правильно воспроизводятся моделью и Кикучи-полосы, хотя дефицитные Кикучи-линии на рис. 2, *d* не видны. Таким образом, полученное для кремния согласие расчетов и эксперимента подтверждает, что и в данном случае механизм фокусировки играет основную роль в формировании Кикучи-картины. При этом ее основными особенностями являются дифракционные максимумы нулевого

порядка, а вкладом более высоких гармоник можно в первом приближении пренебречь. Этот довольно неожиданный результат объясняется тем, что отраженные электроны с энергией 2 keV фокусируются не только атомами кремния, принадлежащими ближайшим к источнику координационным сферам, но и более удаленными рассеивателями, расстояние до которых может достигать десятка ангстрем. Поэтому дифракционная картина складывается из большого числа максимумов малоуглового рассеяния, наблюдаемых в соответствующих межатомных направлениях. Каждый из них окружен кольцами менее интенсивных интерференционных максимумов ненулевого порядка, которые перекрываются для разных направлений и в значительной мере подавляют друг друга.

4. Зависимость эффективности фокусировки от энергии электронов и параметров рассеивающих атомных цепочек

Простота интерпретации рассмотренной дифракционной картины кремния показывает перспективность практических приложений Кикучи-дифракции электронов средней энергии для анализа кристаллической структуры тонкого приповерхностного слоя различных веществ. Однако для правильного использования метода необходимо детальное знание зависимостей интенсивности основных максимумов картин от таких параметров, как энергия электронов, количество атомов, встречающихся на пути электрона при его движении вдоль фокусирующей цепочки, расстояние между этими атомами и др. Такая информация важна, например, потому, что в литературе до сих пор нет ясности в вопросе о том, всегда ли плотноупакованным направлениям кристалла соответствуют максимумы Кикучи-картин или же из-за эффекта дефокусировки возможны ослабление и инверсия пиков, и тогда вдоль самых "густых" рядов атомов будут наблюдаться минимумы [7].

Для получения искомой информации мы проанализировали дифракционную структуру пространственных распределений КУРЭ, измеренных во всем диапазоне энергий 0.6–2.0 keV. При этом основное внимание было уделено особенностям картин, угловое положение кото-

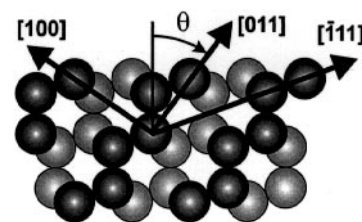


Рис. 3. Атомное строение азимутальной плоскости (110) кристалла Si (111). Стрелками показаны фокусирующие цепочки, соответствующие плотноупакованным направлениям.

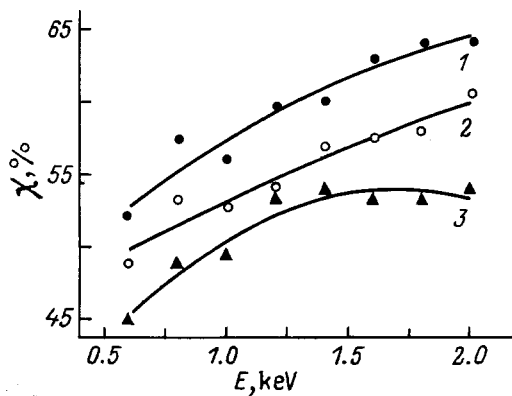


Рис. 4. Зависимости эффективности фокусировки электронов от энергии для разных кристаллографических направлений. 1 — [011], 2 — [100], 3 — [111].

рых не зависит от энергии электронов. Это прежде всего неоднократно отмечавшиеся выше максимумы вдоль наиболее плотноупакованных цепочек атомов, показанных на рис. 3, а также самые глубокие минимумы картин, положение которых хотя и немного меняется с энергией, но всегда остается в области наибольшего удаления от низкоиндцированных направлений. Так, например, абсолютный минимум картин с увеличением E от 1.0 до 2.0 keV смещается от точки с угловыми координатами $\theta = 55^\circ$, $\varphi = 39^\circ$ к точке $\theta = 57^\circ$, $\varphi = 39^\circ$.

В качестве меры эффективности фокусировки электронов вдоль различных цепочек использовалась величина

$$\chi = [(I_{\max} - I_{\min}) / I_{\max}] \cdot 100\%,$$

где I_{\max} — интенсивность Кикучи-картины в рассматриваемом максимуме, а I_{\min} — интенсивность картины в ее абсолютном минимуме. В случаях когда профили угловых распределений электронов обнаруживали тонкую структуру в окрестности вершин максимумов (например, при некоторых энергиях наблюдалось раздвоение пиков вдоль направлений [011]), при оценке χ использовалось наибольшее значение интенсивности сигнала, соответствующего данной цепочке.

Изменение с энергией эффективности фокусировки электронов при движении вдоль низкоиндцированных направлений кристалла иллюстрируется рис. 4. Кривые 1–3 соответствуют направлениям [011], [100] и [111]. Расстояние между атомами для первых двух рядов равно соответственно 3.84 и 5.43 Å. В направлении же [111] чередование атомов более сложное, и они сгруппированы в пары (рис. 3), расстояние между которыми равно 7.06 Å, расстояние между соседними атомами — 2.35 Å. Видно, что, хотя фокусировка электронов протекает неодинаково для разных рассеивающих цепочек, во всех случаях величина χ монотонно возрастает с E , и рост энергии приводит к усилению контрастности картины. Причем чем выше плотность упаковки атомов в данном направлении, тем выше для него и эффективность фокусировки.

Рассмотрим теперь как степень фокусировки электронов, движущихся вдоль различных атомных цепочек, зависит от их длины. Для этого представим зависимости, показанные на рис. 4, в виде функций $\chi(n)$, где n — среднее число рассеивателей, встречающихся на пути электронов при их движении вдоль данной цепочки. Это можно сделать, если учесть, что с ростом энергии электронов возрастает средняя длина их свободного пробега λ и, следовательно, средняя длина L фокусирующей цепочки, оцениваемая как $L = \lambda / (1 + \cos \theta)$. Тогда число рассеивателей $n = L/d$, где d — межатомное расстояние вдоль данного направления. Полученные зависимости $\chi(n)$ показаны на рис. 5. Точки, обозначенные различными символами (1–3), относятся к направлениям монокристалла кремния [011], [100] и [111] соответственно. Для получения зависимости 3 использовалась усредненная величина межатомного расстояния. На этот график нанесены также данные, характеризующие фокусировку электронов вдоль разных рядов атомов монокристалла Мо (110) (точки, отмеченные символами 4–6, соответствуют направлениям [111], [133] и [110]), которые были получены с помощью аналогичной процедуры из энергетических зависимостей $\chi(E)$ работы [7]. Для корректности их сопоставления с результатами по кремнию величины χ были пересчитаны с использованием в качестве I_{\min} значений интенсивности Кикучи-картин молибдена в их абсолютных минимумах.

Из рис. 5 видно, что для всех изученных максимумов Кикучи-картин зависимости $\chi(n)$ являются монотонно возрастающими. Чем длиннее путь, проходимый электроном вдоль цепочки атомов, тем выше степень фокусировки в данном направлении. При этом точки, относящиеся к наиболее плотноупакованным рядам атомов (1, 2, 4, 6), фактически укладываются на одну и ту же зависимость, из которой выпадают лишь начальные данные ($n < 1.8$) для "редкой" цепочки молибдена (точки 5, для которых

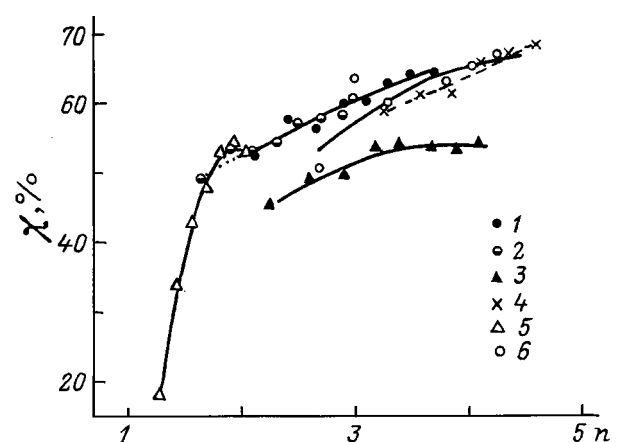


Рис. 5. Зависимости эффективности фокусировки от среднего числа рассеивающих атомов кремния (1–3) и молибдена (4–6), встречающихся на пути электронов при движении вдоль разных направлений. 1 — [011], 2 — [100], 3 — [111], 4 — [111], 5 — [133], 6 — [011].

$d = 6.87 \text{ \AA}$) и для направления $[\bar{1}11]$ кремния. Последний результат показывает, что неравномерное распределение атомов в пределах цепочки (ее внутренняя структура) оказывает существенное влияние на эффект фокусировки. Данные рис. 5 хотя и не учитывают вероятного усиления фокусировки с ростом энергии из-за вытягивания вперед диаграммы электрон-атомного рассеяния, тем не менее однозначно показывают, что в диапазоне $n < 5$ эффект дефокусировки не играет определяющей роли. Отсюда следует, что яркость максимумов Кикучи-картин при энергиях $E < 2 \text{ keV}$ действительно отражает плотность упаковки соответствующих рядов атомов, и эта важная особенность изученных картин делает их весьма перспективным средством визуализации кристаллической структуры поверхности.

Работа выполнена в рамках проекта № 96-02-16909 Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] S.A. Chambers. Surf. Sci. Rep. **16**, 6, 261 (1992).
- [2] J.-M. Pan, B.L. Maschhoff, U. Diebold, T.E. Madey. Surf. Sci. **291**, 2, 381 (1993).
- [3] S. Kono. Surf. Sci. **298**, 2/3, 362 (1993).
- [4] M. Erbudak, M. Hochstrasser, T. Schulthess, E. Wetli. Phil. Mag. Lett. **68**, 3, 179 (1993).
- [5] M. Erbudak, M. Hochstrasser, E. Wetli. Mod. Phys. Lett. **B8**, 28, 1759 (1994).
- [6] М.В. Гомоюнова, И.И. Пронин, Н.С. Фараджев, Т. Вольф. ФТТ **36**, 8, 2295 (1994).
- [7] М.В. Гомоюнова, И.И. Пронин, Н.С. Фараджев. ЖЭТФ **110**, 7(1), 311 (1996).
- [8] M.V. Gomoyunova, I.I. Pronin, I.A. Shmulevitch. Surf. Sci. **139**, 3, 443 (1984).
- [9] N.S. Farajev, M.V. Gomoyunova, I.I. Pronin. Phys. Low-Dim. Struct. **9**, 11 (1994).
- [10] И.И. Пронин, М.В. Гомоюнова, Д.П. Бернацкий, С.Л. Заславский. ПТЭ, **1**, 175 (1982).
- [11] M.P. Seach. Surf. Interface Anal. **9**, 1, 85 (1986).
- [12] W.E. Egelhoff, Jr. Crit. Rev. Sol. Stat. Mater. Sci. **16**, 3, 213 (1990).
- [13] M. Fink, J. Ingram. Atomic Data **4**, 2, 129 (1972).
- [14] M. Fink, J. Gregory. Atom. Data Nucl. Data Tables **14**, 1, 39 (1974).
- [15] E.L. Bullock, G.S. Herman, M. Yamada, J. Friedman, C.S. Fadley. Phys. Rev. **B41**, 1703 (1990).
- [16] S.Y. Tong, H.C. Poon, D.R. Snider. Phys. Rev. **B32**, 4, 2096 (1985).
- [17] M.-L. Xu, M.A. van Hove. Surf. Sci. **207**, 2, 215 (1989).
- [18] A.P. Kaduwela, D.J. Friedman, C.S. Fadley. J. Electron Spectr. Rel. Phen. **57**, 2, 223 (1992).