

# Формирование Кикучи-полос в дифракционных картинах электронов средней энергии

© М.В. Гомоюнова, И.И. Пронин, Н.С. Фараджев, Д.А. Валдайцев

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

(Поступила в Редакцию 24 июля 1998 г.)

Для выявления механизма формирования Кикучи-полос полная дифракционная картина Si(100), полученная регистрацией квазиупругорассеянных электронов с энергией 2 keV, сопоставлена с результатами модельных расчетов, выполненных в приближении однократного рассеяния для кластеров, построенных из разного числа плотноупакованных плоскостей (110). Показано, что формирование Кикучи-полос определяется двумя типами процессов рассеяния электронов в кристалле. Основной вклад в усиление интенсивности отражения электронов в пределах полосы вносит их фокусировка при движении вдоль многочисленных межатомных направлений, лежащих в плоскостях (110). Другим механизмом, ответственным за формирование резких краевых областей Кикучи-полос, является рассеяние электронов на ближайших соседних плоскостях. Специфический профиль Кикучи-полос предложено использовать для оценки формы и размеров кристаллитов легких элементов, образующихся на начальных стадиях роста островковых пленок.

В исследованиях поверхности и межфазовых границ в последнее время стали широко применяться методы анализа атомного строения, основанные на дифракции электронов средней энергии (от сотен eV до  $\sim 2$  keV). Это прежде всего дифракция фото- и Оже-электронов, возбуждаемых рентгеновским излучением [1–3], а также дифракция некогерентно рассеянных первичных электронов [3–6]. Структура пространственных распределений всех трех групп электронов очень сходна при близких энергиях. Как правило, она складывается из максимумов, ориентированных вдоль плотноупакованных направлений кристалла. Такая специфика дифракционных картин позволяет достаточно просто интерпретировать их и получать информацию об исследуемом объекте в реальном пространстве. Кроме того, обычно наблюдаются полосы повышенной интенсивности, ориентированные вдоль проекций наиболее плотноупакованных атомных плоскостей. При этом у кристаллов легких элементов такие полосы контрастны и имеют резкие границы.

Максимумы вдоль межатомных направлений обычно связывают с эффектом фокусировки электронов в кристаллах [1–3]. Менее ясен механизм формирования полос повышенной интенсивности, которые в дифракционных картинах отраженных электронов традиционно называют Кикучи-полосами, а в дифракции фото- и Оже-электронов — Кикучи-подобными или брэгговскими особенностями. На раннем этапе исследований, когда еще не стоял вопрос об использовании этих картин в структурном анализе поверхности, Кикучи-полосы рассматривались с позиций динамической теории дифракции электронов [7]. При этом, как правило, расчеты проводились в простейшем двухволновом приближении, позволившем объяснить наблюдаемый профиль Кикучи-полос и их ширину, равную удвоенному углу Брэгга.

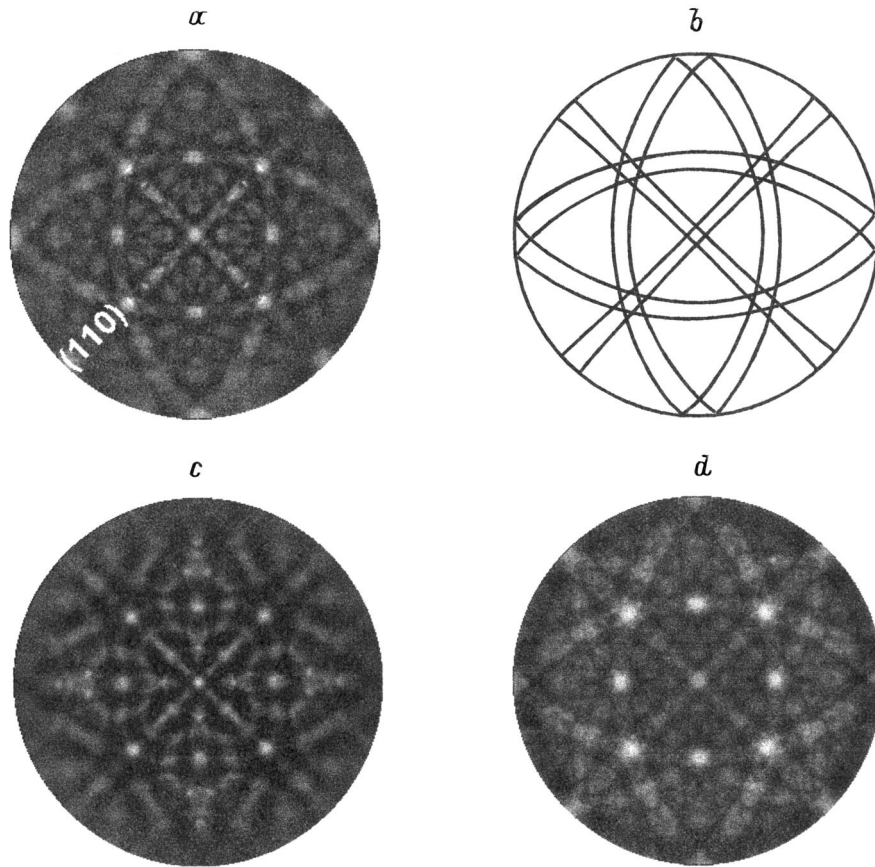
В более поздних работах [8–12], в которых акцент сместился на эффект фокусировки электронов и численное моделирование картин в кластерном приближении

однократного рассеяния, высказывались различные суждения о механизме формирования рассматриваемых особенностей. Наиболее распространенная точка зрения связывает резкие перепады интенсивности вблизи границ Кикучи-полос с брэгговской дифракцией электронов на системах плоскостей, для учета которой в модельных расчетах используются кластеры больших размеров. Так, например, в работе [12], где анализировалась картина дифракции фотоэлектронов от CaF<sub>2</sub>(111) при энергии 1139 eV, размер кластера составлял  $30 \times 30 \times 30$  Å. Однако, несмотря на достаточно хорошее согласие подобных расчетов с экспериментом, роль эффекта фокусировки электронов в формировании Кикучи-полос осталась нераскрытой. Между тем детальное понимание механизма возникновения Кикучи-подобных особенностей стало особенно актуальным в связи с большим прогрессом в увеличении углового разрешения дифракции фотоэлектронов, достигнутым в последние годы [2, 12, 13].

Целью настоящей работы и было исследование механизма формирования Кикучи-полос. Для этого дифракционные картины монокристалла кремния, полученные во всей области углов вылета, примыкающей к проекции плоскостей (110), вдоль которой наблюдаются наиболее четкие Кикучи-полосы, были сопоставлены с результатами модельных расчетов, выполненных в приближении однократного рассеяния для кластеров разных размеров и разной формы.

## 1. Техника эксперимента и результаты измерений

При регистрации дифракционных картин использовалась методика, описанная в работе [14]. Эксперименты проводились в условиях сверхвысокого вакуума на образцах с атомно-чистой поверхностью, контроль состояния которой проводился методами дифракции медленных электронов и Оже-спектроскопии. Объектами измерений



**Рис. 1.** *a, c* — картины дифракции квазиупругорассеянных электронов, измеренные при энергии 2 keV для монокристаллов Si(100) и Mo(100) соответственно, *b* — границы Кикучи-полос в дифракционной картине кремния, *d* — расчетная дифракционная картина кремния, полученная в приближении плоских волн кластерной модели однократного рассеяния для кластера из 8125 атомов.

служили монокристаллы Si(111) и Si(100), процедура подготовки которых приведена в работах [11,15]. Для получения искомых картин дифракции некогерентно рассеянных первичных электронов измерялись зависимости интенсивности пика упругого отражения электронов от полярного и азимутального углов их вылета. Как показано в [14], такие картины при энергиях электронов выше примерно 1 keV практически полностью определяются дифракцией электронов, испытавших неупругое рассеяние с участием фононов. Заметим также, что именно при регистрации данного пика обеспечивается наибольшая чувствительность дифракционных картин к структуре поверхности исследуемого объекта, поскольку квазиупругорассеянные электроны обладают наименьшей глубиной выхода по сравнению с другими группами отраженных электронов.

Типичная картина дифракции квазиупругорассеянных электронов представлена на рис. 1, *a*. Она получена для монокристалла Si(100) при энергии электронов, равной 2 keV, когда в эксперименте особенно наглядно проявляются исследуемые особенности. Картина показана в виде двумерной карты распределения интенсивности отражения электронов по полярному и азимутальному углам вылета и дана в стереографической проекции. Центр

круга соответствует вылету электронов вдоль нормали к поверхности, а его края — эмиссии электронов под скользящим углом к ней. Интенсивность разных точек картины показана с помощью линейной шкалы оттенков серого цвета, в которой максимальному отражению соответствует белый цвет, а минимальному — черный.

Наблюдаемая картина обладает четкой четырехкратной симметрией, свойственной данной грани кубического кристалла кремния. Подробный анализ ее дифракционной структуры дан в [15]. Здесь мы лишь отметим, что в ней хорошо видны Кикучи-полосы, ориентированные вдоль наиболее плотноупакованных для кремния атомных плоскостей {110}, две из которых перпендикулярны поверхности и проходят через центр картины. Для лучшего их выявления мы впервые представили здесь полную дифракционную картину грани Si(100), полученную для всей полусферы отражения. Это удалось сделать, несмотря на то, что первичные данные эксперимента имели небольшую мертвую зону вблизи нормали к поверхности. Поскольку именно эта часть картины особенно важна для сопоставления расчетов с экспериментом, мы восполнили ее с помощью данных, полученных в тех же условиях для другой грани кремния — Si(111).

Характерной особенностью рассматриваемых Кикучи-полос является наличие резких границ, показанных линиями на рис. 1, *b*. Их положение совпадает с углом Брэгга для данной системы плоскостей. Следует подчеркнуть, что такие резкие границы типичны для кристаллов легких элементов и слабо выражены в случае более тяжелых. В качестве иллюстрации этой закономерности на рис. 1, *c* приведена аналогичная дифракционная картина, полученная в тех же экспериментальных условиях для монокристалла Mo(100), атомный номер которого в 3 раза превышает таковой для кремния. Действительно, Кикучи-полосы, наблюдаемые вдоль проекций плоскостей (110) молибдена (которые также являются наиболее плотноупакованными плоскостями данного кристалла), характеризуются большими перепадами интенсивности вдоль полос и воспринимаются как совокупность отдельных максимумов фокусировки, лежащих в данной плоскости. Заметим, что различия в структуре Кикучи-полос легких и тяжелых элементов, существенные в исследуемом энергетическом диапазоне, становятся почти незаметными при более высоких энергиях электронов (десятки keV) [16].

## 2. Компьютерное моделирование Кикучи-полос

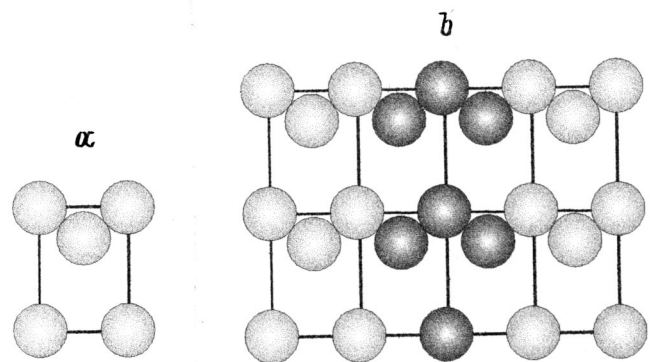
Для выяснения механизма формирования Кикучи-полос в дифракционной картине монокристаллического кремния была проведена серия модельных расчетов. При этом использовалась кластерная модель однократного рассеяния [14], основные моменты которой кратко изложены далее.

1) Кластерная модель однократного рассеяния и дифракционная картина Si(100). Приповерхностный слой образца, рассеивающий падающие на него электроны, аппроксимировался кластером, расположение атомов в котором соответствовало объемной кристаллической структуре кремния. Поскольку процесс квазиупругого рассеяния электронов на большие углы локализован вблизи узлов решетки, атомы кластера рассматривались как источники расходящихся электронных волн. Далее учитывались однократное упругое рассеяние каждой из этих волн другими атомами кластера и интерференция исходной и рассеянных волн. На последнем этапе расчета проводилось суммирование дифракционных картин от отдельных источников, которые рассматривались как некогерентные.

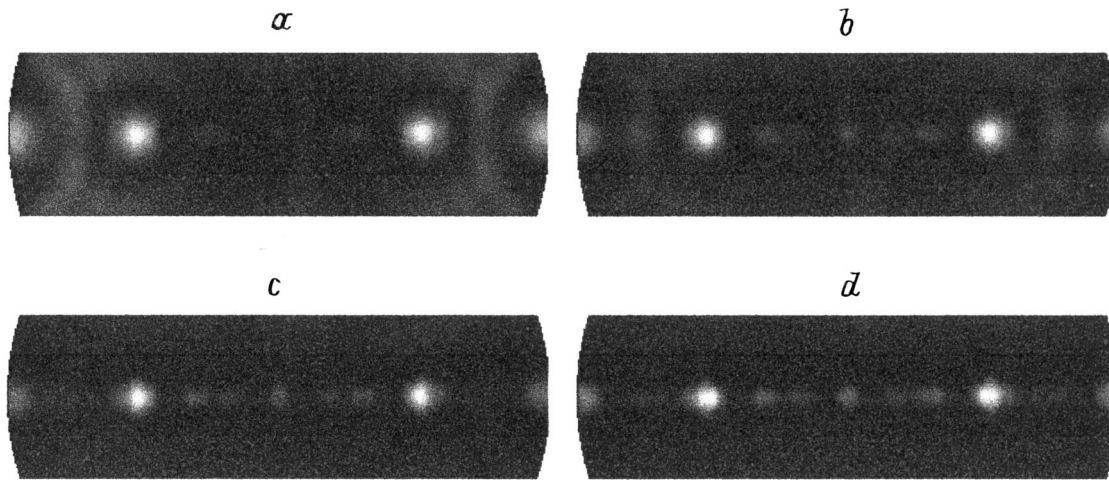
Поглощение электронов в кристалле описывалось простым экспоненциальным затуханием, характеризующим эффективным параметром  $\lambda$ . При этом в соответствии с [3] наилучшее согласие расчетов с экспериментом достигалось при использовании значений  $\lambda \sim 0.7\lambda_0$ , где  $\lambda_0$  — длина среднего свободного пробега электрона до неупругого рассеяния, рассчитывавшаяся по формулам, приведенным в [17]. Для кремния при энергии 2 keV значение  $\lambda_0$  составляет примерно 26 Å. Поэтому при

моделировании рассматриваемой дифракционной картины использовалось значение  $\lambda$ , равное 18 Å. Полная сходимость результата при таком выборе параметра затухания достигается лишь для кластеров очень больших размеров, состоящих более чем из десяти тысяч атомов, и в этом случае требуются длительные расчеты (порядка 100 часов с использованием Pentium-166). Между тем почти все характерные особенности наблюдаемой картины воспроизводятся расчетами, использующими кластеры лишь из нескольких сотен атомов [18], и дальнейшее увеличение их числа меняет ее незначительно. Поэтому при моделировании, проводимом в целях структурного анализа приповерхностных слоев, оптимальными являются кластеры, состоящие из одной-двух тысяч атомов. Данные таких расчетов для Si(100) и приведены в [15]. Однако для полного воспроизведения Кикучи-полос этого недостаточно, поскольку они продолжают усиливаться и при дальнейшем увеличении размеров кластера. Поэтому в настоящей работе моделирование дифракционной картины, показанной на рис. 1, *a*, было проведено для кластера, состоящего из 8125 атомов ( $54 \times 54 \times 45$  Å).

Полученные результаты иллюстрируются рис. 1, *d*, где они представлены в том же виде, что и данные измерений. Общий вид расчетной картины и величина *R*-фактора, количественно оценивающего ее отклонение от наблюдаемой картины [11], действительно мало изменились по сравнению с данными работы [15]. Однако контрастность Кикучи-полос несколько возросла, что приблизило результаты расчетов к эксперименту. Сопоставление данных рис. 1, *a* и *d* наглядно демонстрирует адекватность описания Кикучи-полос кластерной моделью однократного рассеяния, но не раскрывает механизма их возникновения. Для получения информации, способной ответить на этот вопрос, моделирование рассматриваемых полос было проведено с использованием кластеров разных размеров и форм. Исходным при этом был выбран двумерный кластер, аппроксимирующий одиночные перпендикулярные поверхности кристалла плоскости (110), вдоль которых собственно и возникают Кикучи-полосы.



**Рис. 2.** *a* — элементарная ячейка плоскости (110) решетки кремния, *b* — кластер из 23 атомов ( $4 \times 2$  ячейки), более темным тоном выделены атомы, испускающие электроны.



**Рис. 3.** Участки расчетных дифракционных картин кремния в окрестности плоскости (110), где возникает Кикучи-полоса. Моделирование проводилось для двумерных кластеров увеличивающихся размеров: *a* —  $2 \times 1$  ячейки плоскости (110), содержащие восемь атомов, *b* —  $4 \times 2$  ячейки с 23 атомами, *c* —  $8 \times 4$  (77 атомов), *d* —  $16 \times 8$  (279 атомов).

2) Фокусировка электронов одиночными плоскостями. Атомное строение плоскости (110) показано на рис. 2, *a*, где приведена ее элементарная ячейка. Расчеты проводились для кластеров, построенных из разного числа таких ячеек, начиная с двух и кончая плоскостью, состоящей из  $28 \times 10$  ячеек (599 атомов). При этом источниками электронов служили атомы центральной цепочки и их ближайшие соседи (рис. 2, *b*).

Результаты моделирования иллюстрируются рис. 3. Поскольку из-за двумерности кластера дифракционная картина возникает лишь в ограниченной области телесных углов вылета электронов, непосредственно примыкающей к рассеивающей плоскости, только эта область углов и представлена на рисунке. Для наименьшего из кластеров (рис. 3, *a*) рассматриваемая полоса состоит из нескольких дифракционных максимумов нулевого порядка, соответствующих фокусировке электронов вдоль немногих имеющихся межатомных направлений. Причем каждый из них окружен кольцеобразными максимумами более высоких порядков [14]. С увеличением линейных размеров плоскости (рис. 3, *b*) количество межатомных направлений возрастает, и соответственно растет число максимумов фокусировки в пределах полосы. При этом в области пересечения соответствующих им колец возникает довольно сложная дифракционная структура.

При дальнейшем росте размеров плоскости (до примерно 300 атомов) дискретный характер заполнения полосы постепенно утрачивается, и она начинает восприниматься как единое целое, хотя и с изменяющейся вдоль нее интенсивностью, а также с локальными уширениями вблизи самых плотноупакованных направлений (рис. 3, *c, d*). Одновременно наблюдается заметное уменьшение ширины полосы, связанное с увеличением вклада фокусировки на удаленных от эмиттера рассеивателях. Заметим, что учет процессов многократного

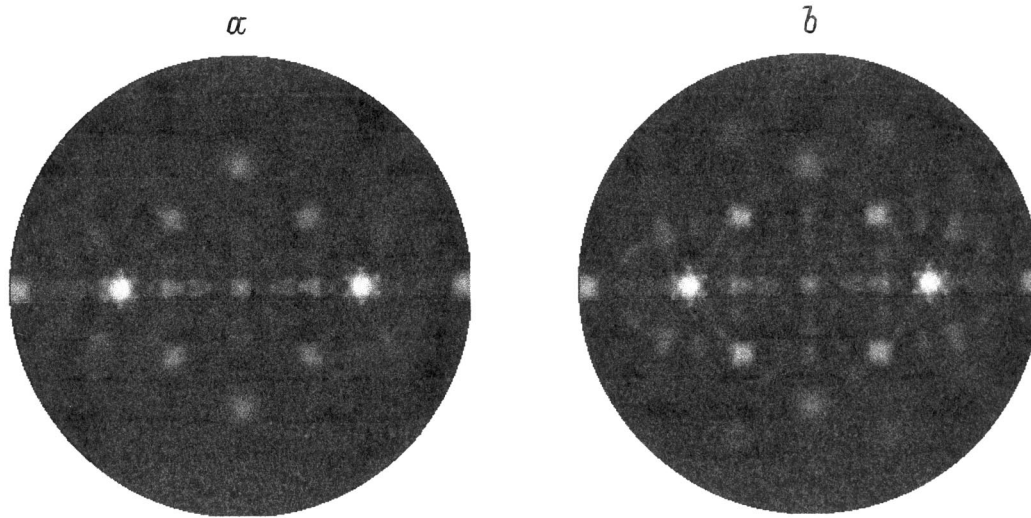
рассеяния электронов, роль которых из-за удлинения атомных цепочек должна усиливаться при увеличении линейных размеров плоскости, также приводит к уменьшению угловых размеров максимумов фокусировки.

Таким образом, из приведенных данных следует, что Кикучи-полоса, наблюдаемая вдоль плоскостей (110), возникает вследствие наложения многочисленных максимумов фокусировки электронов, обусловленных их рассеянием на атомах данной плоскости. При этом сплошная полоса формируется лишь тогда, когда плоскость состоит из достаточно большого числа рассеивающих атомов.

Вывод о решающей роли рассеяния электронов одиночными плоскостями в формировании Кикучи-полос подтверждается результатами более ранней работы [19]. В ней локализация электронов вблизи атомных плоскостей, наблюдаемая при проникновении их в кристалл, рассчитывалась в борновском приближении теории дифракции с учетом всех дифрагированных волн. Было показано, что, как и в данном случае, для ориентаций электронов, соответствующих движению вдоль плоскостей и под малыми углами к ним, основную роль также играет взаимодействие электронов с одиночными плоскостями, что связано с многоволновыми эффектами.

Вместе с тем нельзя не отметить, что результаты моделирования, представленные на рис. 3, не дают адекватного описания поперечного профиля Кикучи-полосы, поскольку они не воспроизводят ее резких границ, наблюдаемых в эксперименте. Это свидетельствует о недостаточности рассмотренного механизма и необходимости учета рассеяния электронов атомами соседних плоскостей.

3) Дифракция электронов на системе плоскостей (110). Для выяснения вопроса о том, какую роль в формировании Кикучи-полос играют



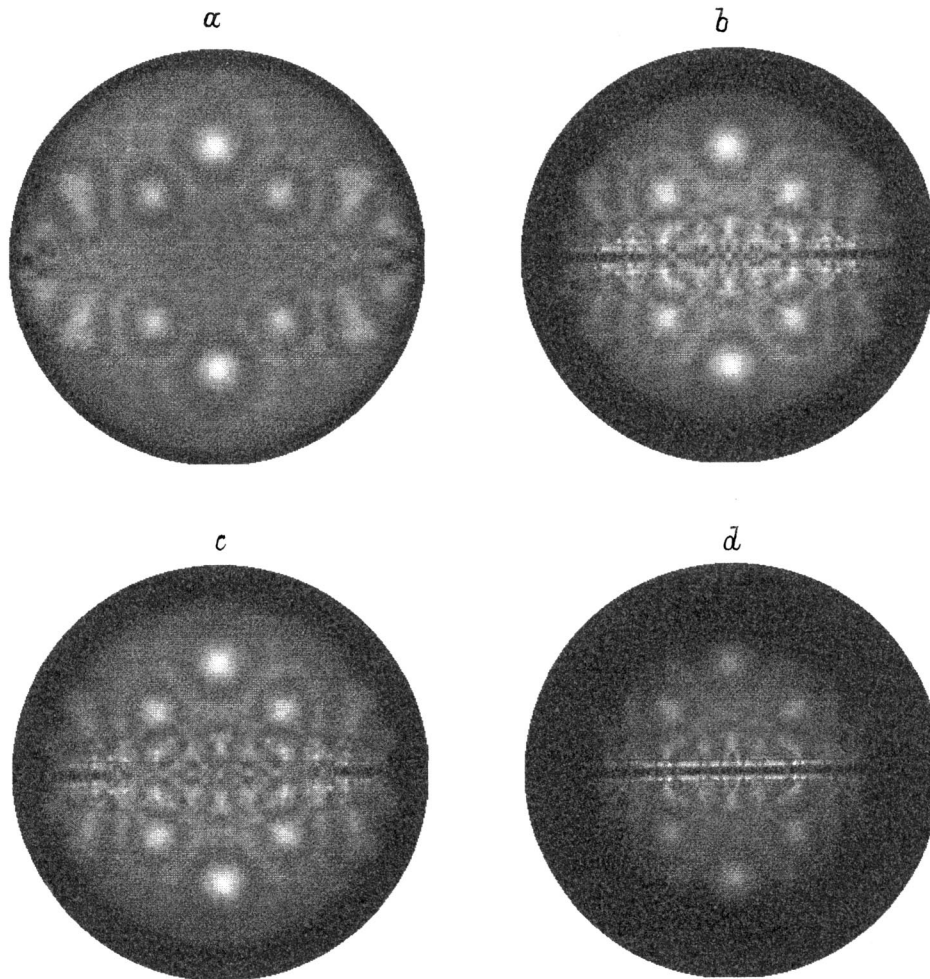
**Рис. 4.** Расчетные дифракционные картины, полученные для кластеров, составленных из трех (*a*) и пяти (*b*) плоскостей (110), в каждой из которых содержится по 279 атомов кремния.

процессы рассеяния электронов атомами плоскостей, параллельных той, где локализованы источники электронов, расчеты дифракционных картин были проведены для более широких кластеров, составленных из ряда плоскостей системы (110). Полученные результаты иллюстрируются рис. 4. Видно, что даже в случае кластера, состоящего лишь из трех плоскостей (рис. 4, *a*), поперечный профиль рассматриваемой полосы качественно изменился по сравнению с данными для двумерного кластера. Ее границы стали существенно более резкими и ровными, чем на рис. 3, *d*, в результате чего общий вид полосы стал соответствовать результатам эксперимента.

В картине произошли и другие изменения. В частности, появились новые максимумы фокусировки за пределами рассматриваемой полосы. Они обусловлены наличием в кластере межатомных направлений, которые не лежат в плоскостях (110), а ориентированы наклонно к ним. Дальнейшее уширение кластера (увеличение числа плоскостей до пяти на рис. 4, *b*) приводит в основном к усилению дифракционной структуры на периферии картины. Наметилось также и формирование новой Кикучи-полосы, перпендикулярной исследуемой и ориентированной на рисунке в вертикальном направлении. Что же касается самой рассматриваемой полосы, то, как это ни удивительно, вид ее практически не изменился при переходе от кластера, состоящего из трех плоскостей, к построенному из пяти. Таким образом, для формирования полосы, сходной с наблюдаемой на опыте, достаточно, чтобы помимо отдельной плоскости, содержащей источники электронов, имелось хотя бы по одной соседней плоскости с каждой ее стороны. Однако их линейные размеры, так же как и в рассмотренном уже случае рассеяния электронов атомами изолированной плоскости, должны быть достаточно велики, чтобы содержать сотни атомов.

4) Дифракция электронов на двух плоскостях системы (110). Для того чтобы понять, почему учет рассеяния электронов на двух соседних плоскостях столь заметно усиливает контрастность Кикучи-полосы, были проведены специальные расчеты. При этом использовался кластер из 1198 атомов, расположенных в двух рассеивающих плоскостях (110). Эти плоскости (перпендикулярные поверхности) имели размер  $28 \times 10$  ячеек и отстояли одна от другой на  $3.84 \text{ \AA}$ , что равно удвоенному межплоскостному рассеянию в кремнии. В центре кластера на разной глубине (в местах узлов кристаллической решетки между данными плоскостями) помещались одиночные атомы, рассматривавшиеся как источники электронных волн. Далее моделировались дифракционные картины для каждого из этих эмиттеров.

Полученные результаты представлены на рис. 5. Характер картин сильно зависит от глубины залегания источников. В случае эмиттеров, локализованных вблизи поверхности (рис. 5, *a*), в картине доминируют максимумы фокусировки электронов, ориентированные вдоль имеющихся в данном кластере направлений  $\langle 111 \rangle$  и  $\langle 101 \rangle$ , а в области рассматриваемой Кикучи-полосы дифракционная структура почти отсутствует. С ростом глубины локализации источника (рис. 5, *b, c*) интенсивность указанных максимумов постепенно уменьшается, а в центре картины, наоборот, усиливается. При этом в окрестности исследуемой полосы начинает обнаруживаться достаточно сложная структура. Примечательно, что она сначала формируется на периферии картины (при больших полярных углах вылета электронов), где имеет вид довольно узкой черной полосы, идущей в горизонтальном направлении, которая окаймлена серией тонких светлых полосок, составленных из отдельных штрихов (рис. 5, *c*). При дальнейшем углублении источ-



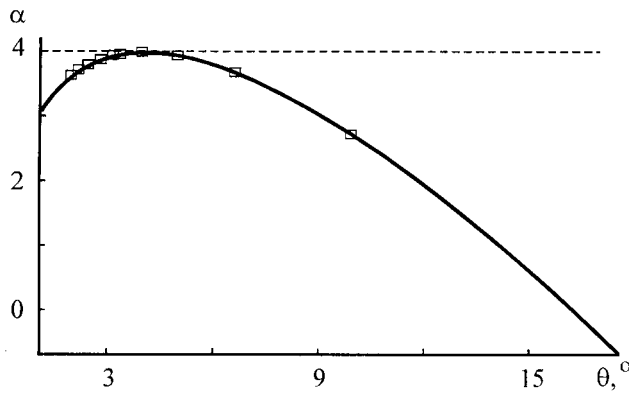
**Рис. 5.** Картины дифракции от отдельных эмиттеров, локализованных в кластере на глубинах 5.4 (a), 10.9 (b), 16.3 (c) и 32.6 Å (d).

ника протяженность этой темной полосы со светлыми краями возрастает, она приближается к центру картины и на рис. 5, d уже заполняет всю ее середину. Угловое положение наиболее интенсивных узких линий по ее краям соответствует углу Брэгга для данной системы плоскостей, равному при энергии 2 keV примерно  $4^\circ$ . Поскольку этот же угол определяет и положение края наблюдаемой Кикучи-полосы, можно предположить, что резкий ее профиль возникает за счет рассеяния электронов, испускаемых глубоко лежащими эмиттерами. Очевидно, что для проявления этого эффекта необходимо, чтобы средний свободный пробег электронов до неупругого рассеяния был достаточно большим. Именно различие в средних пробегах для легких и тяжелых элементов и объясняет, по-видимому, отсутствие контрастных Кикучи-полос у тяжелых элементов.

Анализируя данные рис. 5, следует подчеркнуть, что обычно, когда речь заходит о максимумах, возникающих под углами Брэгга, считается, что они возникают в результате дифракции волн, зеркально отраженных от системы плоскостей полубесконечного кристалла. В на-

шем случае ситуация совершенно иная, так как эмиттер находится только между двумя плоскостями, и здесь не могут возникнуть даже две волны, зеркально-рассеянные в одном направлении. Поэтому вопрос о возникновении интенсивных узких линий по краям Кикучи-полосы (рис. 5, d) для источников, расположенных на больших глубинах, требует дополнительного рассмотрения.

Причина появления указанных максимумов становится ясной, если проанализировать дифракцию испускаемых такими источниками электронов на ближайшей к ним цепочке атомов, находящейся в центре одной из рассеивающих плоскостей кластера и ориентированной перпендикулярно его поверхности. Оказалось, что, хотя максимумы фокусировки, обусловленные рассеянием электронов на разных атомах цепочки, и возникают вдоль разных направлений, ориентации связанных с ними интерференционных максимумов первого порядка практически совпадают. Это иллюстрируется рис. 6. Видно, что по мере удаления рассеивающих атомов в цепочке от эмиттера угловые положения ( $\theta$ ) максимумов фокусировки, показанные точками на графике, заметно



**Рис. 6.** Взаимосвязь угловых положений максимумов фокусировки ( $\theta$ ) и соответствующих им интерференционных максимумов первого порядка ( $\alpha$ ) в случае рассеяния электронов на цепочке атомов кремния. Углы  $\alpha$  и  $\theta$  отсчитываются от нормали к поверхности, штриховой линией обозначен угол Брэгга.

уменьшаются (от 10 до  $2^\circ$ ), приближаясь к нормали к поверхности. В то же время положения ( $\alpha$ ) соответствующих интерференционных максимумов меняются лишь незначительно, сначала возрастая до значения, равного углу Брэгга, а затем плавно убывая. При этом для восьми атомов цепочки углы  $\alpha$  различаются не более чем на  $0.3^\circ$ . Это и приводит к появлению яркой особенности при угле Брэгга, определяющей резкий край Кикучи-полосы.

В заключение настоящей работы отметим, что выявленные в ней существенные различия в чувствительности профиля Кикучи-полос к продольным и поперечным размерам кластера свидетельствуют о сильно анизотропном характере их формирования. Данный фактор, по видимому, можно использовать для получения сведений о морфологии тонких пленок легких элементов, растущих в островковой моде. Из полученных данных следует, что при определенных условиях по формирующимся Кикучи-полосам напыляемого вещества можно судить о форме кристаллитов и даже оценивать их размеры.

Таким образом, проведено экспериментальное и теоретическое исследование механизма формирования Кикучи-полос, наблюдаемых в дифракционных картинах монокристалла кремния вдоль проекций плоскостей (110).

Показано, что имеются два механизма, определяющие возникновение рассматриваемых полос. Во-первых, это процессы фокусировки электронов, которые протекают при движении частиц вдоль самих плоскостей (110) и вызваны преимущественно малоугловым рассеянием на встречающихся на их пути атомах. При этом для формирования сплошных полос требуются достаточно длинные пробеги электронов вдоль указанных плоскостей.

Во-вторых, это дифракционное рассеяние электронов на ближайших соседних плоскостях, ответственное за

формирование резких краевых областей Кикучи-полос. Важную роль здесь играет когерентное наложение интерференционных максимумов первого порядка, сопутствующих максимумам фокусировки электронов, выходящих с больших глубин.

Работа выполнена в рамках проекта № 96-02-16909 Российского фонда фундаментальных исследований и поддержана Российской государственной программой "Поверхностные атомные структуры" (проект № 95-1.21).

## Список литературы

- [1] W.F. Egelhoff, Jr. *Crit. Rev. Sol. Stat. Mater. Sci.* **16**, 213 (1990).
- [2] C.S. Fadley. In: *Synchrotron Radiation Research. Advances in Surface and Interface Science. V. 1: Techniques / Ed. R.Z. Bachrach. Plenum Press, N.Y. (1992). Ch. 9. P. 421.*
- [3] S.A. Chambers. *Surf. Sci. Rep.* **16**, 6, 261 (1992).
- [4] J.-M. Pan, B.L. Maschhoff, U. Diebold, T.E. Madey. *Surf. Sci.* **291**, 2, 381 (1993).
- [5] M. Erbudak, M. Hochstrasser, E. Wetli. *Mod. Phys. Lett.* **B8**, 28, 1759 (1994).
- [6] N.S. Faradzhev, M.V. Gomoyunova, I.I. Pronin. *Phys. Low-Dim. Struct.* **3/4**, 93 (1997).
- [7] R. Baudoing, R.M. Stern, H. Taub. *Surf. Sci.* **11**, 255 (1968).
- [8] W.F. Egelhoff, Jr. *J. Vac. Sci. Technol.* **A4**, 758 (1984).
- [9] R. Trehan, J. Osterwalder, C.S. Fadley. *J. Electr. Spectr. & Rel. Phenom.* **42**, 187 (1987).
- [10] J. Osterwalder, E.A. Stewart, D. Cyr, C.S. Fadley, J. Mustre de Leon, J.J. Rehr. *Phys. Rev.* **B35**, 9859 (1987).
- [11] И.И. Пронин, Н.С. Фараджев, М.В. Гомоюнова. *ФТТ* **39**, 4, 752 (1997).
- [12] U. Bardi, M. Torrini, Y. Ichinohe, S. Omori, H. Ishii, M. Owari, Y. Nihei. *Surf. Sci.* **394**, L150 (1997).
- [13] Y. Ichinohe, H. Ishii, M. Owari, Y. Nihei. *Jpn. J. Appl. Phys.* **35**, L587 (1996).
- [14] М.В. Гомоюнова, И.И. Пронин, Н.С. Фараджев. *ЖЭТФ* **110**, 1(7), 311 (1996).
- [15] И.И. Пронин, Н.С. Фараджев, М.В. Гомоюнова. *ФТТ* **40**, 7, 1364 (1998).
- [16] D.J. Dingley, K.Z. Baba-Kishi, V. Randle. *Atlas of Backscattered Kikuchi Diffraction Patterns. Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia (1995).*
- [17] M.P. Seach. *Surf. Interface Anal.* **9**, 85 (1986).
- [18] N.S. Faradzhev, M.V. Gomoyunova, I.I. Pronin. *Phys. Low-Dim. Struct.* **9**, 11 (1994).
- [19] M.V. Gomoyunova, O.V. Konstantinov, I.A. Shmulevitch. *Surf. Sci.* **108**, 281 (1981).