

10;11;12

## Влияние фокусировки первичных электронов на их отражение от кристалла и оже-эмиссию

© М.В. Гомоюнова, И.И. Пронин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 29 апреля 1996 г.)

В диапазоне энергии первичных электронов 0.6–1.5 кэВ измерены ориентационные зависимости для ряда групп вторичных электронов: квазиупруго рассеянных, неупруго отраженных с возбуждением плазмона и ионизацией остоного уровня  $M_{4,5}$ , а также оже-электронов  $M_{4,5}VV$ . Данные получены для монокристалла Nb(100) при изменении азимутального угла падения первичного пучка и полном сборе вторичных электронов. Установлена взаимосвязь процессов фокусировки и дефокусировки электронов, проникающих в кристалл вдоль направлений  $\langle 110 \rangle$  и  $\langle 133 \rangle$ , существенно различающихся плотностью упаковки атомов. Обнаружена и объяснена специфика ориентационного оже-эффекта, обусловленная возникающей вследствие фокусировки вариацией интенсивности потока отраженных электронов. Оценены вклады в угловые зависимости оже-эмиссии и отражения с ионизационной потерей как анизотропии ионизации самого остоного уровня, так и изменения интенсивности обратного рассеяния. Проанализирована возможность использования рассмотренных ориентационных зависимостей для элементно-чувствительного анализа локальной атомной структуры поверхности.

### Введение

В последние годы в связи с большими успехами, достигнутыми в структурном анализе поверхности методами дифракции фото- и оже-электронов средней энергии [1–3], а также началом использования в этих же целях дифракции квазиупруго рассеянных электронов [4–7] вновь возник интерес к ориентационным эффектам, обусловленным первичным пучком [3,8–12]. Причина интереса кроется в общности механизма формирования эффектов, используемых этими дифракционными методами, состоящего в фокусировке электронов на атомных цепочках.

Эффекты, связанные с первичным пучком, как было показано еще в ранних работах [13–20], проявляются в усилении вторичной электронной эмиссии при движении первичных электронов вдоль плотноупакованных атомных плоскостей и направлений кристалла. Долгое время они объяснялись на основе интерференции блоховских волн в рамках формализма динамической теории дифракции электронов [18,21,22]. Эти представления, однако, трудно применять для описания процессов рассеяния электронов в тонких приповерхностных слоях кристалла (толщиной порядка монослоя), когда необходимо учитывать дискретность строения его атомных плоскостей. В данной ситуации проще использовать модели, основанные на анализе рассеяния электронов отдельными атомами кристалла (forward focusing) и фокусировки электронов на атомных цепочках [8,9,23]. До настоящего времени однако не все аспекты этой проблемы изучены достаточно хорошо и в литературе продолжают обсуждаться вопросы, касающиеся максимальных длин фокусирующих цепочек, зависимости их от межатомных расстояний и энергии электронов, механизма дефокуси-

ровки электронов и др [11,24–30]. Актуальным является и выяснение возможностей использования в структурном анализе поверхности ориентационных эффектов, обусловленных первичным пучком.

Целью настоящей работы было, во-первых, получение информации о фокусировке и дефокусировке первичных электронов в тонком приповерхностном слое кристалла путем исследования ориентационного эффекта для квазиупруго рассеянных электронов и электронов, испытывающих при отражении однократные потери энергии. Во-вторых, выяснение перспективности применения ориентационных зависимостей оже-эмиссии и отражения с ионизационными потерями энергии для элементно-чувствительного анализа локальной атомной структуры поверхности. В качестве объекта исследования использовался монокристалл ниобия, строение поверхности которого хорошо изучено.

### Техника эксперимента

Измерения выполнены в трехсеточном квазисферическом энергоанализаторе тормозящего поля с энергетическим разрешением 0.5% в диапазоне энергии  $E_p$  первичных электронов 0.6–1.5 кэВ. Регистрация вторичных электронов разных участков спектра проводилась модуляционными методами. Основное внимание уделялось исследованию электронов, эмиттируемых тонким приповерхностным слоем толщиной порядка 10 Å. Такими электронами являются квазиупруго рассеянные, испытывающие при отражении взаимодействие с фононами, электроны, отраженные неупруго с однократными характеристическими потерями энергии, и оже-электроны. Мерой интенсивности квазиупругого рассеяния служила амплитуда пика упругого отражения, поскольку в иссле-

дованном диапазоне энергии рассматриваемые электроны составляют его подавляющую часть [7].

Влияние ориентации первичного пучка на интенсивность эмиссии вторичных электронов исследовалось наиболее прямым способом — путем изменения азимутальной плоскости его падения при постоянном полярном угле  $\Theta$ , равном  $45^\circ$ . Азимутальный угол падения пучка  $\varphi$  мог варьироваться в интервале  $0-360^\circ$ . Азимутальные зависимости, снятые для квазиупруго рассеянных электронов обладали хорошей симметрией. Учитывая симметрию грани  $\langle 100 \rangle$  объемно-центрированного кубического кристалла, можно при измерении сигналов малой интенсивности (электронов, отраженных с ионизационными потерями энергии, и оже-электронов) ограничить диапазон изменения угла  $\varphi$  интервалом  $45^\circ$ . Для того чтобы исключить влияние дифракции вторичных электронов на изучаемый ориентационный эффект, осуществлялся полный сбор эмиттируемых электронов, которые регистрировались во всей полусфере отражения.

Точность выведения грани Nb (100) была лучше  $1^\circ$ . Поверхность образца очищалась с помощью нескольких циклов высокотемпературного прогрева в сверхвысоком вакууме с последующим прогревом в атмосфере кислорода при давлении  $(5-10) \times 10^{-4}$  Па. Загрязнения поверхности углеродом и кислородом не превышали 0.1 монослоя, что контролировалось методом оже-спектроскопии. Измерения проводились при комнатной температуре кристалла в вакууме не хуже чем  $5 \cdot 10^{-8}$  Па.

### Результаты измерений

Азимутальные угловые зависимости  $I(\varphi)$  для Nb (100), снятые при  $E_p = 1$  кэВ, приведены на рис. 1 для четырех групп электронов: квазиупруго рассеянных, отраженных с однократными потерями энергии, обусловленными возбуждением плазмонов ( $h\omega_p = 25$  эВ) и ионизацией основного уровня  $M_{4.5}$  ( $E_i = 206$  эВ), и, наконец, оже-электронов  $M_{4.5}VV$ . Полученные зависимости во многом сходны. Во всех случаях наблюдается значительное усиление эмиссии при падении первичных электронов вдоль кристаллографического направления  $\langle 110 \rangle$ , вблизи направления  $\langle 133 \rangle$  и вдоль плотноупакованных плоскостей (110). Заметим, что, поскольку разориентация пучка относительно направления  $\langle 133 \rangle$  не превышает  $2^\circ$ , а ширина максимумов экспериментальных кривых на полувысоте равна примерно  $10^\circ$ , этот фактор можно в первом приближении не учитывать.

Количественно величину ориентационного эффекта (анизотропию отражения или эмиссии оже-электронов) можно оценить с помощью параметра  $\chi$ , характеризующего степень фокусировки первичных электронов на ионном остове кристалла:  $\chi = (I_{\max} - I_{\min})/I_{\max}$ , где  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$  — интенсивность сигнала в рассматриваемом максимуме азимутальной зависимости и наиболее глубоком ее минимуме. Зависимость величины  $\chi$  от энергии эмиттируемых электронов, полученная при  $E_p = 1$  кэВ,

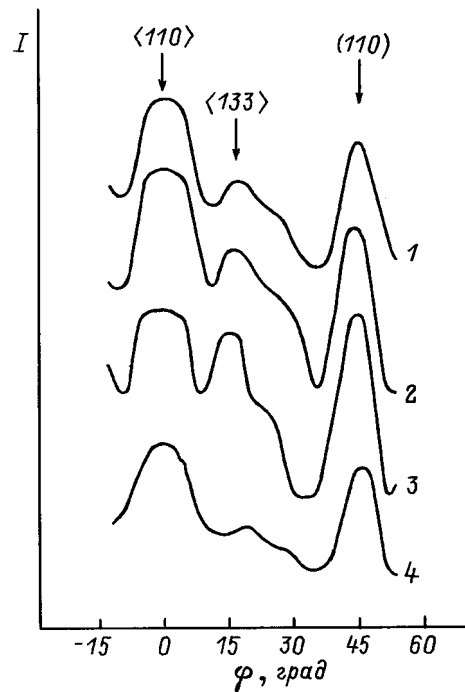


Рис. 1. Ориентационные зависимости  $I(\varphi)$  интенсивностей квазиупругого рассеяния электронов (1), отражения с однократным возбуждением объемного плазмона (2) и ионизационной потери Nb $M_{4.5}$  (3), а также эмиссии оже-электронов  $M_{4.5}VV$  (4), полученные изменением азимутального угла падения первичного пучка.

приведена на рис. 2. Точки, обозначенные разными символами, относятся к различным группам характеристических электронов, здесь же показана и анизотропия вторичных электронов непрерывного спектра. Из рисунка видно, что наиболее высокие значения  $\chi$  наблюдаются при регистрации электронов, отраженных с однократным возбуждением плазмона. Анизотропия отражения электронов с ионизационной потерей энергии несколько

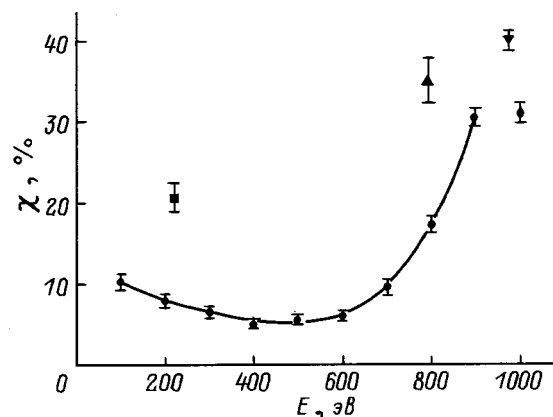
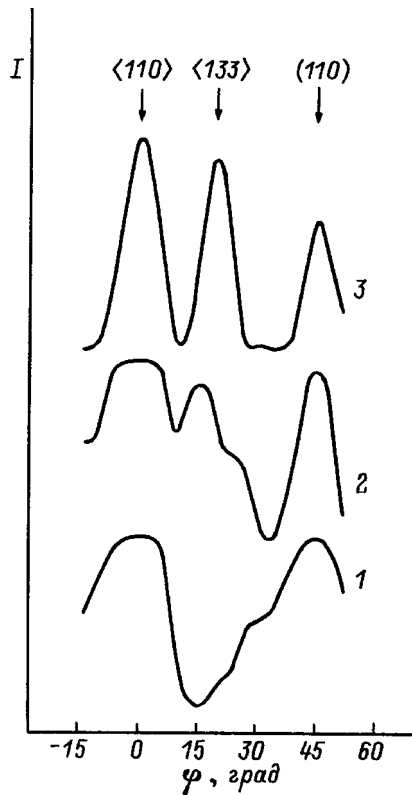


Рис. 2. Значения параметра  $\chi$ .  $\blacklozenge$  — квазиупруго рассеянные первичные,  $\blacktriangledown$  — отраженные с возбуждением плазмона,  $\blacktriangle$  — отраженные с ионизационной потерей энергии,  $\blacksquare$  — оже-электроны,  $\bullet$  — электроны непрерывного спектра.



**Рис. 3.** Влияние энергии первичных электронов на вид ориентационной зависимости  $I(\varphi)$  для отражения с ионизацией остоного уровня  $M_{4,5}$  при  $E_p$  кэВ: 1 — 0.6, 2 — 1, 3 — 1.5.

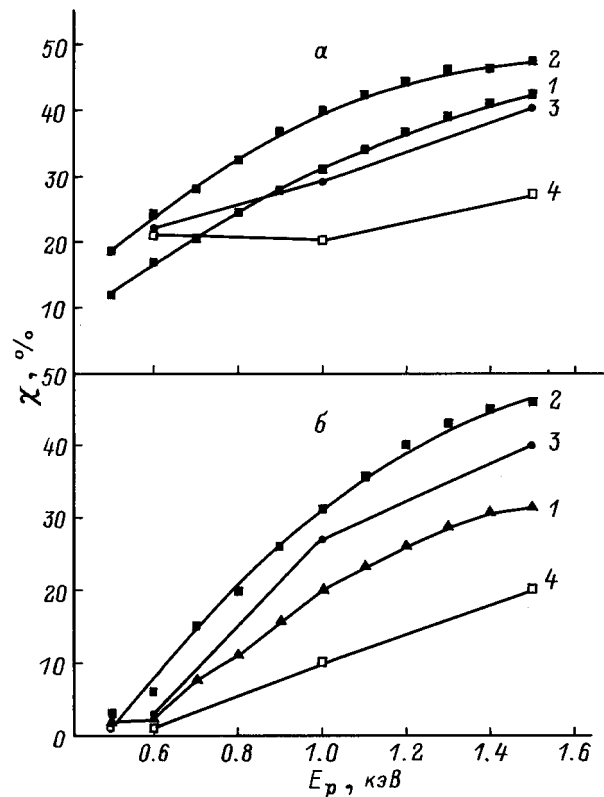
ниже, но превышает величину  $\chi$  для квазиупругого рассеяния, а также существенно выше анизотропии фона вторичных электронов, обладающих той же энергией. Наименьшая степень фокусировки среди рассматриваемых групп электронов наблюдается при регистрации оже-электронов. В этом случае ориентационный эффект для вторичных электронов непрерывного спектра, также выражен заметно слабее.

Влияние энергии первичных электронов на процесс их фокусировки в кристалле иллюстрируют данные рис. 3, относящиеся к электронам, отраженным с ионизационными потерями энергии. Сходные азимутальные зависимости наблюдались и для остальных групп электронов. Полученные данные обобщены на рис. 4, где они приведены в виде энергетических зависимостей  $\chi(E_p)$ . Видно, что эффект фокусировки проявляется неодинаково для ориентаций первичного пучка вдоль разных направлений. Специфическими особенностями отличаются также данные, полученные с использованием оже-электронов. Так, в случае направления  $\langle 110 \rangle$  для всех групп отраженных электронов значения  $\chi$  монотонно увеличиваются с ростом  $E_p$ , но для оже-электронов практически не меняются или даже несколько падают в диапазоне энергий до 1 кэВ и лишь затем незначительно возрастают. Для ориентации электронного пучка вдоль направления  $\langle 133 \rangle$  фокусировка вообще не наблюдает-

ся при  $E_p = 0.6-0.7$  кэВ. Она возникает и быстро усиливается лишь при более высоких энергиях, и это позволяет говорить о существовании энергетического порога ее появления. Наконец, при падении первичных электронов вдоль плоскостей  $(110)$  зависимости  $\chi(E_p)$  имеют особый вид и обнаруживают максимумы для рассматриваемых групп отраженных электронов.

### Обсуждение результатов

1) Квазиупругое рассеяние электронов (КУРЭ) и неупругое отражение с возбуждением плазмонов. Простейшая модель квазиупругого рассеяния рассматривает явление, состоящее из трех стадий: 1) малоугловое упругое рассеяние проникающих в кристалл электронов, вызывающее эффект фокусировки; 2) квазиупругое рассеяние электронов на большой угол в результате их взаимодействия с фононами; 3) последующий выход электронов из кристалла. Максимумы ориентационных зависимостей в рамках модели объясняются увеличением плотности потока первичных электронов вблизи рассеивающих центров кристалла и ростом вероятности фонного рассеяния электронов вследствие эффекта фокусировки, возникающего при движении первичных



**Рис. 4.** Энергетические зависимости для квазиупругого рассеяния (1), отражения с возбуждением плазмона (2), отражения с ионизацией остоного уровня (3) и оже-эмиссии (4), характеризующие фокусировку первичных электронов вдоль направлений  $\langle 110 \rangle$  (а) и  $\langle 133 \rangle$  (б).

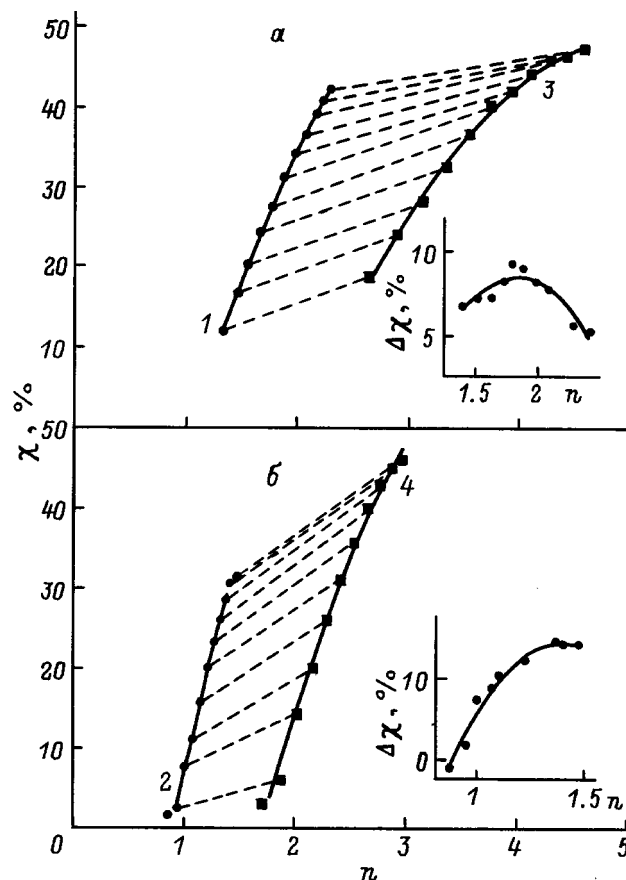
электронов вдоль плотноупакованных рядов атомов. Отход от таких ориентаций сопровождается ослаблением фокусировки и уменьшением вероятности квазиупругого рассеяния.

При неупругом отражении электронов с возбуждением плазмонов в процесс включается еще один элементарный акт, который может протекать как до, так и после квазиупругого рассеяния в обратную полусферу. Так как возбуждение плазмонов происходит за счет дальнедействующего кулоновского взаимодействия с электронной подсистемой кристалла, то вероятность их генерации практически не чувствительна к фокусировке электронов. Кроме того, поскольку с наибольшей вероятностью электрон возбуждает длинноволновые плазмоны с малым импульсом, заметного изменения импульса первичного электрона при этом не происходит. В результате акты генерации плазмонов мало нарушают процесс фокусировки электронов, и различия в ориентационных эффектах для данной группы электронов и квазиупруго рассеянных возникают главным образом вследствие различий в их средних глубинах выхода  $z$ . Так как для электронов, отраженных с возбуждением плазмонов, эта величина примерно вдвое больше, то соотношение между соответствующими параметрами  $\chi$  определяется тем, усиливается или ослабляется фокусировка первичных электронов на глубинах, больших средней глубины выхода квазиупруго рассеянных электронов.

Оценим, опираясь на указанную выше модель, длины фокусирующих цепочек в случае направлений  $\langle 110 \rangle$  и  $\langle 133 \rangle$ , межатомные расстояния  $d$  для которых равны соответственно 4.4 и 7.2 Å. Путь, проходимый квазиупруго рассеянным электроном в кристалле, определяется средней длиной  $\lambda$  свободного пробега электрона по отношению к неупругому взаимодействию и состоит из двух участков: из пути электрона  $l$  при движении в глубь кристалла и пути  $L$ , проходимого при его движении к поверхности, сумма которых равна  $\lambda$ . Причем в нашем случае полного сбора отраженных электронов и полярного угла падения  $45^\circ$  можно полагать, что  $l \cong L$ . Тогда, зная величины  $d$  и  $\lambda$  [31], можно длины фокусирующих цепочек  $l$  выразить числом межатомных расстояний, проходимых в среднем электроном до акта квазиупругого рассеяния:  $n = \lambda/2d$ . Это позволяет перестроить кривые  $\chi(E_p)$  в зависимости  $\chi(n)$ , которые показаны на рис. 5 (кривые 1, 2). Здесь же приведены и аналогичные зависимости для случая отражения с возбуждением плазмонов (кривые 3, 4). В случае квазиупругого рассеяния в процессе фокусировки участвует лишь небольшое число атомов. Для направления  $\langle 110 \rangle$  значения  $n$  в среднем не превышают трех, а для направления  $\langle 133 \rangle$   $n < 2$ . Отсюда становится ясной причина появления обнаруженного для данного направления порога фокусировки электронов. Действительно, для того чтобы фокусировка электрона при его рассеянии на поверхностном атоме повлияла на вероятность квазиупругого рассеяния на атоме второго слоя, необходимо, чтобы регистрируемый электрон смог по крайней мере достичь его, т. е. должно

выполняться соотношение  $n > 1$ . Как видно из рис. 5, критическая точка  $n = 1$  для направления  $\langle 113 \rangle$  лежит в изученном энергетическом диапазоне. При этом для  $n < 1$  значения  $\chi$  близки к нулю, а в области  $n = 1-1.4$  наблюдается резкий линейный рост  $\chi$  до величины 0.33 при  $E_p = 1.5$  кэВ. Отметим, что данный "кристаллографический" порог отличается по своей природе от известного "энергетического" порога, обусловленного самим механизмом рассеяния электронов на атомах [32].

Для направления  $\langle 110 \rangle$  значение  $n$  заметно превышает единицу уже при  $E_p = 0.6$  кэВ и соответствующий порог не наблюдается. Однако и в этом случае с увеличением  $n$  происходит значительный рост эффективности фокусировки, хотя и не такой сильный, как для направления  $\langle 133 \rangle$ . В обоих случаях этот рост вызван вытягиванием вперед диаграммы электрон-атомного рассеяния с увеличением  $E_p$  и общим усилением рассеяния электронов вперед по сравнению с рассеянием назад, что уменьшает роль квазиупругого рассеяния от верхнего монослоя, не дающего вклада в ориентационный



**Рис. 5.** Зависимости  $\chi(n)$  степени фокусировки первичных электронов на ионном остове кристалла от среднего числа атомов (равного  $n + 1$ ), с которыми электроны испытывают взаимодействие при движении вдоль направлений  $\langle 110 \rangle$  (а) и  $\langle 133 \rangle$  (б). На вставках приведены зависимости  $\Delta\chi(n)$ , демонстрирующие изменение абсолютного прироста степени фокусировки при переходе от квазиупруго рассеянных электронов к отраженным с возбуждением плазмонов.

эффект. В области  $n > 2$  ( $l > 9.2 \text{ \AA}$ ) нарастание фокусировки ослабляется и наблюдается отклонение  $\chi(n)$  от линейной зависимости, которое свидетельствует о начале процесса дефокусировки электронов, которая, как известно, наиболее сильно проявляется именно для наиболее плотноупакованных направлений.

В случае электронов, возбужденных при отражении плазмон, зависимость  $\chi(n)$  для направления  $\langle 133 \rangle$  также сначала линейно возрастает с  $n$  (рис. 5, кривая 4). Далее, при достижении  $n \simeq 2.5$  ( $l = 18 \text{ \AA}$ ) обнаруживается замедление ее роста, которое также следует связать с началом дефокусировки электронов, распространяющихся в этом направлении. Приведенное значение  $l$  заметно больше полученного для КУРЭ при ориентации пучка вдоль направления  $\langle 110 \rangle$ . Это свидетельствует о том, что в случае атомных цепочек с малой плотностью упаковки процессы дефокусировки вступают в игру на больших расстояниях. Для направления  $\langle 110 \rangle$  зависимость  $\chi(n)$  может быть прослежена, лишь начиная со значения  $n = 2.7$  (рис. 5, кривая 3). Она практически не имеет линейного участка, что указывает на совместное протекание процессов фокусировки и дефокусировки первичных электронов в данном диапазоне длин рассеивающих цепочек, согласующееся с уже описанными данными.

Рассмотрим теперь, как влияет на ориентационный эффект двукратное увеличение глубины выхода электронов, наблюдаемое при фиксированной энергии при переходе от квазиупруго рассеянных электронов к отраженным с возбуждением плазмона. Для большей наглядности такого сопоставления соответствующие точки на рис. 5 соединены штриховыми линиями. Видно, что удлинение атомной цепочки всегда сопровождается ростом  $\chi$ , показывая, что во всех случаях фокусировка доминирует над дефокусировкой, в частности для направления  $\langle 110 \rangle$  по крайней мере до  $n = 5$ . Усиление эффекта проявляется неодинаково для атомных рядов с разной плотностью упаковки. Так, абсолютный прирост анизотропии для направления  $\langle 133 \rangle$  наблюдается до  $E_p$ , больших, чем для направления  $\langle 110 \rangle$  (рис. 5, вставки), так что значения  $\chi$  при  $E_p = 1.5 \text{ кэВ}$  для атомных цепочек в значительной степени выравниваются. Это означает, что фокусирующие свойства двух различных атомных цепочек одинаковой длины, но состоящих из разного числа атомов, оказываются весьма сходными.

В заключение раздела кратко остановимся на особенностях квазиупругого рассеяния электронов, проникающих в кристалл вдоль плотноупакованных плоскостей  $\langle 110 \rangle$ . В этом случае при  $\Theta = 45^\circ$  электроны, рассеянные вперед атомами верхнего слоя, проходят в непосредственной близости лишь от еще одного атома цепочки, а далее значительное расстояние движутся между цепочками. Достаточно высокие значения  $\chi$ , наблюдаемые в этом случае уже при  $E_p = 0.6 \text{ кэВ}$ , по-видимому, связаны с квазиупругим рассеянием сфокусированных поверхностными атомами первичных электронов на их ближайших соседях. Усиление ориентационного эффекта до энергии  $1 \text{ кэВ}$  можно объяснить

уже отмечавшимися особенностями дифференциальных сечений рассеяния электронов на атомах, а последующий спад — увеличением вклада от области распространения электронов в межцепочечном пространстве.

2) Неупругое отражение электронов с ионизационными потерями энергии и эмиссия оже-электронов. Возбуждение основного электрона первичным электроном с передачей ему энергии связи  $E_i$ , заметно меньшей, чем  $E_p$ , приводит к рассеянию первичного электрона лишь на небольшой угол. Отражение электронов с ионизационной потерей энергии в таких условиях можно рассматривать подобно неупругому отражению с возбуждением плазмонов, состоящим из процесса фокусировки первичных электронов, ионизации основного уровня и рассеяния на большой угол. Однако в отличие от генерации плазмонов вероятность возбуждения основного электрона зависит от степени перекрытия его волновой функции и волновой функции первичного электрона и, следовательно, должна быть, так же как и квазиупругое рассеяние на большой угол, чувствительна к фокусировке электронов. При этом влияние анизотропии фононного рассеяния электронов реализуется главным образом при отражении электронов, когда рассеяние на большой угол предшествует акту ионизации. Анизотропия же ионизации основного уровня проявляется в основном через вторую составляющую отражения, когда возбуждение основного электрона опережает изменение направления движения первичного электрона. О том, какой вид анизотропии превалирует в ориентационном эффекте, можно судить, сравнив эти данные с полученными для отражения, сопровождаемого возбуждением плазмонов. Из рис. 4 видно, что при  $E_p = 0.6 \text{ кэВ}$  значения  $\chi$  для них примерно равны. Учитывая, что средние глубины выхода обеих групп отраженных электронов близки, можно сделать вывод, что анизотропия ионизации основного уровня  $M_{4.5}$  примерно такая же, как и для фононного рассеяния на большой угол, хотя с увеличением энергии последняя становится несколько выше. Таким образом, несмотря на то что сама потеря чувствительна к природе ионизируемых атомов, влияние фокусировки первичных электронов на вероятность квазиупругого рассеяния (усредненное по всей зоне выхода электронов) затрудняет использование ориентационного эффекта рассматриваемой группы электронов в качестве нового метода структурного анализа поверхности, обладающего элементной чувствительностью.

Фокусировка первичных электронов, обуславливающая анизотропию ионизации основных уровней, проявляется и в ориентационном эффекте эмиссии генерируемых при их возбуждении оже-электронов. Как отмечалось выше, азимутальные угловые зависимости для  $M_{4.5VV}$  оже-электронов качественно подобны наблюдавшимся для отраженных электронов. Различия между ними обнаруживаются при сравнении энергетических зависимостей  $\chi(E_p)$ , особенно для направления  $\langle 110 \rangle$  (рис. 4, а). Для объяснения специфики ориентационного

эффекта оже-эмиссии следует учесть, что существует два источника возбуждения оже-электронов: во-первых, первичные электроны, распространяющиеся в глубь кристалла, и, во-вторых, неупруго отраженные и быстрые истинно-вторичные электроны, также пронизывающие зону выхода оже-электронов при движении к поверхности. Следует подчеркнуть, что в известных нам приложениях ориентационного эффекта оже-эмиссии к структурному анализу поверхности роль обратного потока до сих пор не рассматривалась, хотя этот вопрос и анализировался в связи с проблемой количественного оже-анализа кристаллов [33]. Между тем, как видно из рис. 2, интенсивность обратного потока также зависит от ориентации первичного пучка и данный фактор необходимо учитывать при анализе угловых зависимостей оже-электронов. Возрастание их эмиссии обусловлено не только влиянием фокусировки первичных электронов на ионизацию остовных уровней, но и вызванным ею увеличением интенсивности обратного потока электронов.

Изменение с ростом энергии  $E_p$  вкладов прямого и обратного потоков в генерацию оже-сигнала приводит к перераспределению ролей этих источников в формировании анизотропии оже-эмиссии. Как известно, наибольшая вероятность ионизации остовных электронов с энергией связи  $E_i$  реализуется при энергии  $E_p = (2-3) \cdot E_i$ . В нашем случае это условие выполняется для первичных электронов с энергией 0.6 кэВ. Эффективность же обратного потока заметно ниже, а поскольку общая интенсивность вторичных электронов, способных возбуждать оже-электроны не превышает 20% интенсивности первичных, подавляющая часть оже-электронов (во всяком случае более 80%) возбуждается прямым потоком. Что касается анизотропии возбуждения оже-электронов, то для обратного потока она также ниже, чем для первичных электронов, поскольку с ростом потерь энергии анизотропия уменьшается (рис. 2). В итоге при  $E_p = 0.6$  кэВ ориентационный эффект практически полностью определяется влиянием фокусировки первичных электронов на ионизацию остовного уровня  $M_{4.5}$  и, следовательно, может быть использован для чувствительного к природе атомов структурного анализа поверхности.

С ростом энергии первичных электронов вероятность возбуждения оже-электронов убывает. В то же время интенсивность обратного потока электронов, способных генерировать оже-электроны, возрастает. Несколько увеличивается также, как следует из полученных нами данных, и ориентационная зависимость интенсивности обратного потока. В итоге вклад прямого потока в анизотропию генерации оже-электронов с ростом  $E_p$  убывает, а обратного, наоборот, увеличивается, что приводит к компенсационному эффекту. Именно этим и объясняется отмечавшаяся слабость наблюдаемой на эксперименте зависимости  $\chi(E_p)$  для направления  $\langle 110 \rangle$  на начальном участке (рис. 4, а). Тодщина приповерхностного слоя, влияющая на рассматриваемый эффект, в этом случае уже не определяется лишь глубиной выхода оже-электронов, а может быть заметно больше,

поскольку зависит уже и от обратного потока. Поэтому при больших  $E_p$  ориентационный оже-эффект частично утрачивает свою чувствительность к природе атомов, испускающих оже-электроны, и оказывается зависящим от общей анизотропии отражения электронов исследуемым объектом, что усложняет структурный анализ.

## Заключение

1. На основе рассмотрения зависимостей интенсивности квазиупругого рассеяния электронов и неупругого отражения с возбуждением плазмонов от азимутального угла падения первичного пучка проанализированы фокусирующие свойства атомных цепочек с сильно различающейся плотностью упаковки. Показано, что при ориентации первичного пучка вдоль плотноупакованного направления  $\langle 110 \rangle$ , для которого обнаружена наибольшая анизотропия отражения, процессы фокусировки доминируют по крайней мере для цепочек, состоящих из шести атомов. Влияние дефокусировки становится заметным для цепочек, построенных из трех и более атомов. Для направления  $\langle 133 \rangle$  обнаружен "кристаллографический" порог фокусировки, определяемый соотношением между межатомным расстоянием в цепочке и длиной среднего свободного пробега электрона. Различия в фокусирующих свойствах разных цепочек уменьшаются с ростом энергии электронов (с увеличением их длины).

2. Показано, что ориентационный эффект отражения электронов с ионизационными потерями энергии  $M_{4.5}$  определяется как анизотропией ионизации самого остовного уровня, так и анизотропией квазиупругого рассеяния первичных электронов на большие углы. Последнее обстоятельство затрудняет использование данного ориентационного эффекта в качестве нового элементно-чувствительного метода анализа локальной атомной структуры поверхности. Азимутальные угловые зависимости эмиссии оже-электронов, возбуждаемых при ионизации того же остовного уровня, качественно подобны наблюдаемым для отраженных электронов. Однако имеются принципиальные различия в ходе их изменения с энергией для плотноупакованного направления  $\langle 110 \rangle$ . Специфика ориентационного оже-эффекта обусловлена наличием двух источников генерации оже-электронов: прямого и обратного потоков электронов. Лишь при наименьших энергиях первичных электронов роль обратного потока несущественна и эффект определяется только анизотропным характером ионизации остовных уровней, что позволяет использовать его для элементно-чувствительного структурного анализа тонкого приповерхностного слоя кристаллов. Для киловольтных первичных электронов сказывается влияние их фокусировки на общую интенсивность обратного рассеяния, что усложняет интерпретацию экспериментальных данных.

Работа выполнена в рамках Российской государственной программы "Поверхностные атомные структуры", проект № 95-1.21.

## Список литературы

- [1] *Egelhoff W.F., Jr.* // Crit. Rev. Solid State Mater. Sci. 1990. Vol. 16. N 3. P. 213–235.
- [2] *Fadley C.S.* // Synchrotron Radiation Research: Advances in Surface and Interface Science. Vol. 1. Techniques / Ed. by R.Z. Bachrach. New York: Plenum Press, 1992. Ch. 9. P. 421–518.
- [3] *Chambers S.A.* // Surf. Sci. Rep. 1992. Vol. 16. N 6. P. 261–331.
- [4] *Nakamura N., Anno K., Kono S.* // Surf. Sci. Lett. 1992. Vol. 262. N 3. P. L101–L106.
- [5] *Pan J.-M., Machhoff B.L., Diebold U.* et al. // Surf. Sci. 1993. Vol. 291. N 2. P. 381–394.
- [6] *Erbudak M., Hochstrasser M., Schulthess T.* et al. // Philos. Mag. Lett. 1993. Vol. 68. N 3. P. 179–184.
- [7] *Гомоюнова М.В., Пронин И.И., Фараджев Н.С.* и др. // ФТТ. 1994. Т. 36. Вып. 8. С. 2295–2301.
- [8] *Gao Y., Cao J.* // Phys. Rev. B. 1991. Vol. 43. N 12. P. 9692–9699.
- [9] *Idzerda Y.N., Prinz G.A.* // Phys. Rev. B. 1991. Vol. 43. N 13. P. 11460–11463.
- [10] *Mroz S., Nowicki M.* // Surf. Sci. 1993. Vol. 297. N 1. P. 66–70.
- [11] *Valery S., di Bona A., Cazzadi G.C.* // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 50. N 19. P. 14617–14620.
- [12] *Гомоюнова М.В., Пронин И.И.* // Поверхность. 1995. № 12. С. 92–96.
- [13] *Lapinsky A.B., Whetten N.R.* // Phys. Rev. Lett. 1959. Vol. 3. N 11. P. 510–513.
- [14] *Soshea R.W., Dekker A.J.* // Phys. Rev. 1961. Vol. 121. N 5. P. 1362–1369.
- [15] *Аброян А.И., Тутов.* // ФТТ. 1967. Т. 9. Вып. 11. С. 3628–3630.
- [16] *Stern R.M., Taub H.* // Phys. Rev. Lett. 1968. Vol. 20. N 24. P. 1340–1343.
- [17] *Щульман А.Р., Кораблев В.В., Морозов Ю.А.* // ФТТ. 1968. Т. 10. Вып. 6. С. 1913–1915.
- [18] *Taub H., Stern R.M., Dvoryankin V.F.* // Phys. Stat. Sol. 1969. Vol. 33. N 2. P. 573–577.
- [19] *Allie G., Blanc E., Dufayard D.* // Surf. Sci. 1974. Vol. 43. N 2. P. 545–561.
- [20] *Гомоюнова М.В., Заславский С.Л., Пронин И.И.* // ФТТ. 1978. Т. 20. Вып. 12. С. 3645–3653.
- [21] *Andersen S.K., Howie A.* // Surf. Sci. 1975. Vol. 50. N 1. P. 197–214.
- [22] *Гомоюнова М.В., Константинов О.В., Шмулевич И.А.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. Вып. 12. С. 2308–2311.
- [23] *Chambers S.A., Vitomirov I.M., Weaver J.H.* // Phys. Rev. B. 1987. Vol. 36. N 6. P. 3007–3014.
- [24] *Tong S.Y., Poon H.C., Snider D.R.* // Phys. Rev. B. 1985. Vol. 32. N 4. P. 2096–2100.
- [25] *Egelhoff W.F.Jr.* // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59. N 5. P. 559–562.
- [26] *Xu M.L., Barton J.J., Van Hove M.A.* // Phys. Rev. B. 1980. Vol. 39. N 12. P. 8275–8283.
- [27] *Kaduwela A.P., Friedman D.J., Fadley C.S.* // J. Electr. Spectr. & Rel. Phenom. 1992. Vol. 57. N 2. P. 223–230.
- [28] *Hufner S., Osterwalder J., Greber T.* et al. // Phys. Rev. B. 1990. Vol. 42. N 12. P. 7350–7357.
- [29] *Seilmann-Eggebert V., Fasel R., Larkins E.C.* et al. // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 48. N 16. P. 11838–11845.
- [30] *Erbudak M., Schulthess T., Wetli E.* // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 49. N 9. P. 6316–6318.
- [31] *Seach M.P.* // Surf. Interface Anal. 1986. Vol. 2. N 1. P. 85–98.
- [32] *Poon H.C., Tong S.Y.* // Phys. Rev. B. 1984. Vol. 30. N 10. P. 6211–6214.
- [33] *Gomoyunova M.V., Dudarev S.L., Pronin I.I.* // Surf. Sci. 1990. Vol. 235. N 1. P. 156–168.