

05;10;11;12

Фокусировка электронов, отраженных от кристалла с потерями энергии

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

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

(Поступило в Редакцию 3 ноября 1997 г.)

Изучены особенности пространственных распределений отраженных электронов, вызванные эффектом их фокусировки. Эксперименты проведены на монокристалле Mo (100) при энергии первичных электронов 0.5–2 keV, регистрировались электроны, испытавшие при отражении фиксированные потери энергии в диапазоне до 300 eV. Из анализа полученных данных установлены зависимости эффективности фокусировки электронов от величины потери энергии. Показано, что в случае отражения электронов с однократными потерями на возбуждение плазмонов величина эффекта определяется в основном средним числом рассеивающих атомов, встречающихся на пути электрона при его движении к поверхности. В области больших потерь энергии обнаружено превалирующее влияние дефокусировки, обусловленной многократными процессами упругого и неупругого рассеяния электронов.

Введение

В последние годы в структурном анализе поверхности твердого тела стали активно использоваться два типа дифракционных эффектов, наблюдаемых при облучении исследуемого объекта электронами средней энергии. Во-первых, это — дифракция отраженных электронов, проявляющаяся в виде максимумов их пространственных распределений, которые ориентированы вдоль плотноупакованных атомных рядов и плоскостей кристалла [1–3], во-вторых, зависимости интенсивности отражения электронов и эмиссии оже-электронов от угла падения первичных электронов относительно осей кристалла [4,5]. При этом максимумы эмиссии возникают при тех же ориентациях падающих электронов, при которых наблюдаются пики в дифракционных картинах отраженных электронов. К настоящему времени установлено, что доминирующую роль в формировании указанных дифракционных особенностей играют процессы фокусировки электронов в кристалле. Однако не все аспекты этого явления достаточно хорошо изучены. Так, почти не исследованы особенности фокусировки электронов, отраженных с разными потерями энергии. Имеются лишь единичные работы, касающиеся этой проблемы [6–9]. Между тем известно, что от величины потерь энергии зависит глубина зондирования, контрастность дифракционных картин и др. Поэтому нам представлялось целесообразным систематически изучить в широком диапазоне углов вылета пространственные распределения электронов, отраженных с различными потерями энергии. В качестве объекта исследований был выбран монокристалл Mo (100), уже использовавшийся в более ранних работах.

Техника эксперимента

Измерения проведены в оригинальном сверхвысоковакуумном вторично-электронном спектрометре с угловым разрешением, описанном в [10]. Энергетическое разрешение анализатора типа модифицированного плоского зеркала составляло 0.4%, а угловое разрешение было около 1°. Электронная пушка спектрометра обеспечивала облучение образца электронами вдоль нормали к его поверхности. Энергоанализатор мог вращаться вокруг образца, позволяя менять полярный угол θ вылета эмиттируемых электронов. Азимутальный угол φ выхода можно было варьировать, вращая образец вокруг оси, перпендикулярной его поверхности. Такая конструкция прибора позволяла измерять распределения $I(\varphi)$ отраженных электронов по азимутальному углу вылета φ при разных полярных углах θ и получать таким образом почти полные дифракционные картины. При этом величина потери энергии ΔE , испытываемой электронами при отражении, варьировалась как параметр. Интенсивность потока электронов измерялась методом модуляции тока первичного пучка. Измерения проводились в диапазоне энергии E_p первичных электронов 0.5–2 keV. При этом основное внимание в работе было уделено энергии 1.25 keV, которая, с одной стороны, уже достаточна для того, чтобы проявился эффект фокусировки, а с другой — еще не настолько велика, чтобы энергетическое разрешение анализатора препятствовало выделению основных пиков в спектре характеристических потерь энергии электронов.

Методика подготовки исследуемого образца описана в работе [11]. Чистота поверхности монокристалла молибдена контролировалась методом электронной оже-

спектроскопии, а структура его приповерхностной области — методом ДМЭ. Измерения проводились при комнатной температуре в вакууме $5 \cdot 10^{-10}$ Торр.

Результаты измерений и их обсуждение

Общее представление о проявлении эффекта фокусировки электронов в простейшем случае их квазиупругого отражения ($\Delta E < 1 \text{ eV}$) дает показанная на рис. 1, *a* двумерная карта распределения интенсивности $I(\theta, \varphi)$ электронов по полярному и азимутальному углам вылета, полученная синтезом семейства азимутальных сканов, измеренных при энергии $E_r = 2 \text{ keV}$. Данные представлены в стереографической проекции. Центр круга соответствует нормали к поверхности образца, а внешняя окружность — эмиссии электронов вдоль поверхности. Распределение изображено в линейной шкале серых оттенков, в которой максимальному отражению соответствует белый цвет, а минимальному — черный. Видно, что квазиупругое отражение электронов от монокристалла Mo(100) сильно анизотропно и имеет отчетливая дифракционная картина. Ее симметрия отражает симметрию грани (100) ОЦК кристалла, что иллюстрируется рисунком 1, *b*, на котором приведена соответствующая стереографическая проекция. Сопоставление данных рис. 1, *a* с указанной проекцией позволяет сразу же идентифицировать основные максимумы рассматриваемой картины. Видно, что они возникают при вылете электронов вдоль плотноупакованных направлений кристалла например $\langle 111 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$. Указанные максимумы наблюдаются во всем исследованном диапазоне энергий и обусловлены фокусировкой электронов, движущихся вдоль цепочек атомов с малыми межатомными расстояниями. Все эти результаты хорошо согласуются с данными по квазиупругому рассеянию электронов, полученными нами ранее [11] для другой грани молибдена — Mo(110).

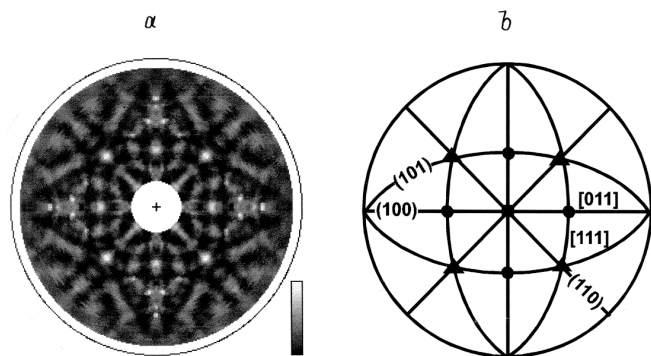


Рис. 1. Двумерная карта распределения интенсивности $I(\theta, \varphi)$ квазиупругого отражения электронов по полярному и азимутальному углам вылета, полученная при энергии $E_r = 2 \text{ keV}$ для монокристалла Mo(100), (*a*) и стереографическая проекция данной грани с указанием наиболее плотноупакованных плоскостей и направлений кристалла (*b*).

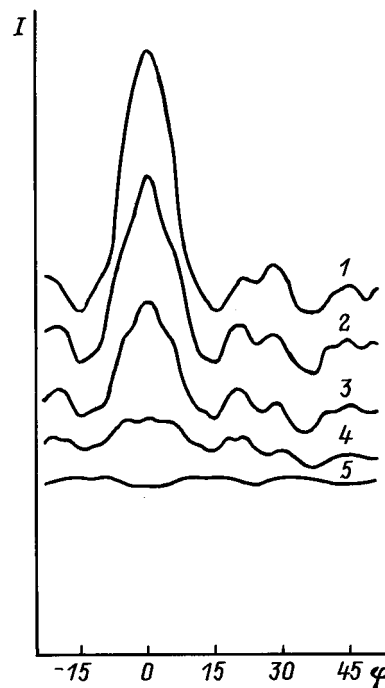


Рис. 2. Азимутальные угловые распределения электронов, неупруго отраженных от монокристалла молибдена, измеренные при энергии первичных электронов $E_r = 1.25 \text{ keV}$ и полярном угле эмиссии, равном 55° (от нормали к поверхности образца). Величина потерь энергии ΔE для разных групп электронов: 1 — менее 1 (квазиупруго отраженные электроны), 2 — 24 (электроны, испытавшие потерю энергии на возбуждение объемного плазмона), 3 — 50, 4 — 100, 5 — 250 eV.

Эффект фокусировки проявляется и в пространственных распределениях электронов, отраженных от кристалла с потерями энергии. В качестве иллюстрации на рис. 2 показано несколько типичных азимутальных распределений электронов, отраженных с потерями $\Delta E < 300 \text{ eV}$ (в соответствии с симметрией грани Mo(100) диапазон изменения азимута здесь ограничен половиной квадранта). Приведенные данные получены при энергии $E_r = 1.25 \text{ keV}$ и полярном угле эмиссии $\theta = 55^\circ$. На всех кривых видна отчетливая дифракционная структура. Наиболее яркой особенностью является пик, наблюдаемый при $\varphi = 0$, который вызван фокусировкой электронов вдоль самого плотноупакованного направления кристалла $\langle 111 \rangle$. Более слабые максимумы наблюдаются при азимутах $\varphi = 18$ и 45° , соответствующих ориентациям вылетающих электронов вдоль плоскостей (130) и (100). Форма кривых $I(\varphi)$ зависит от величины потерь энергии, испытываемых электронами. С ростом ΔE происходит заметное ослабление максимума фокусировки электронов вдоль направления $\langle 111 \rangle$, который практически исчезает при $\Delta \approx 200 \text{ eV}$, а затем инвертируется, обращаясь в минимум. Сходное поведение характерно и для максимумов фокусировки, наблюдаемых при движении электронов вдоль других плотноупакованных направлений.

Для количественной оценки эффекта фокусировки электронов, отраженных вдоль низкоиндуцированных направлений $\langle hkl \rangle$ с различными энергетическими потерями, можно воспользоваться величиной

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

где I_{\max} и I_{\min} — интенсивности потока электронов в анализируемом максимуме распределения $I(\varphi)$ и в наиболее глубоком его минимуме соответственно.

Обработка семейства азимутальных распределений, измеренных для ряда значений ΔE и θ , позволяет определить зависимости эффективности фокусировки электронов $\chi(\Delta E)$ от величины потери энергии для основных плотноупакованных направлений кристалла. Для получения такой информации распределения $I(\varphi)$ измерялись при 6 различных углах θ с шагом по ΔE , достигавшим 2 eV. Полученные данные иллюстрируются рис. 3. Видно, что при небольших потерях энергии (в области $\Delta E < 50$ eV) фокусировка достаточно сильна и параметр χ может достигать 75%. Примечательно, что величина χ немонотонно зависит от ΔE . Причем

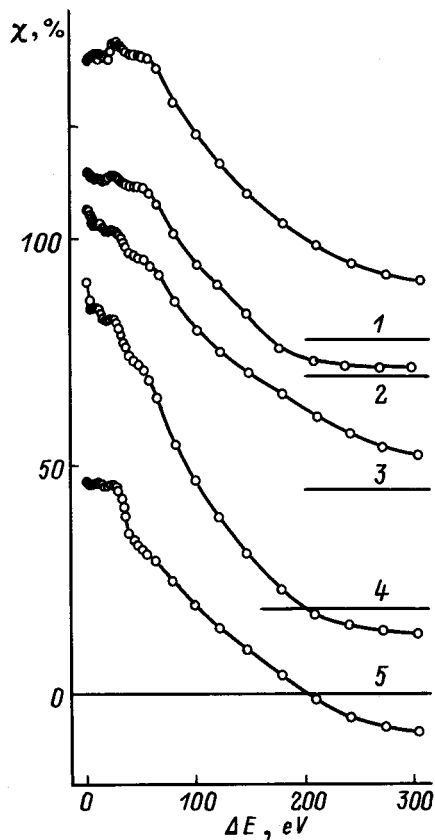


Рис. 3. Зависимости $\chi(\Delta E)$ эффективности фокусировки электронов от величины энергии, потерянной ими при отражении. Данные получены для энергии $E_r = 1.25$ keV и относятся к следующим плотноупакованным направлениям кристалла: 1 — $\langle 012 \rangle$, 2 — $\langle 112 \rangle$, 3 — $\langle 110 \rangle$, 4 — $\langle 111 \rangle$, 5 — $\langle 122 \rangle$. Все зависимости приведены в одном и том же масштабе, показанном для кривой 5. Для остальных кривых указаны лишь линии, соответствующие нулевому значению ординаты.

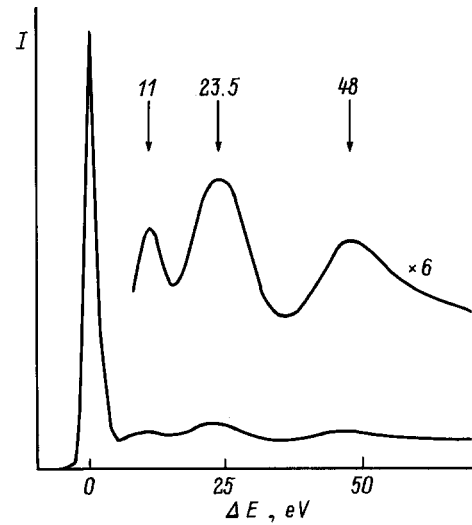


Рис. 4. Спектр характеристических потерь энергии электронов в молибдене, измеренный при $E_r = 500$ eV.

для большинства кривых немонотонности наблюдаются примерно при одних и тех же значениях ΔE . Тонкая структура кривых $\chi(\Delta E)$ при небольших углах θ как бы накладывается на горизонтальную фоновую прямую, а при увеличении полярного угла фон становится падающим с ростом ΔE . Такой характер типичен и для зависимостей $\chi(\Delta E)$ в области значительных потерь энергии ($\Delta E > 50$ eV). Однако и здесь скорость спада степени фокусировки с увеличением ΔE зависит от полярного угла, возрастая с ростом θ . При этом для достаточно больших углов наблюдается заход зависимостей $\chi(\Delta E)$ в область отрицательных значений, отражающий отмеченную выше инверсию дифракционной структуры угловых распределений $I(\varphi)$ электронов, отраженных с большими потерями энергии.

Для выяснения природы обнаруженных немонотонностей кривых $\chi(\Delta E)$ сопоставим их со спектром характеристических потерь энергии электронов в молибдене. Такой спектр показан на рис. 4. Он был снят при $E_r = 0.5$ keV и полярном угле 45° . В спектре имеются три отчетливых максимума. Первый из них, наблюдаемый при $\Delta E = 11$ eV, соответствует перекрывающимся пикам возбуждения поверхностного плазмона ($h\omega_s = 9.5$ eV) и низкоэнергетического объемного плазмона ($h\omega_v = 10.4$ eV) [12]. Вторая, наиболее сильная потеря при $\Delta E = 23.5$ eV обусловлена генерацией основного объемного плазмона молибдена. Третий максимум при $\Delta E = 48$ eV обычно связывают с динамической поляризацией электронов мелкого основного уровня $4p$ [13], но определенный вклад в него могут вносить и процессы двукратного возбуждения объемного плазмона. Помимо рассмотренных пиков в спектре имеется также заметный фон многократных потерь, возрастающий с увеличением ΔE . Сравнение данных, приведенных на рис. 3 и 4, показывает, что фокусировка электронов усиливается, если при отраже-

нии они испытывают однократные потери энергии на возбуждение объемных плазмонов. Причем при небольших полярных углах вылета анизотропия распределений для таких электронов оказывается выше, чем в случае квазиупругого рассеяния.

Проанализируем полученные результаты в рамках простой модели, использованной нами ранее при исследовании фокусировки квазиупруго рассеянных [14] и первичных электронов [15]. Модель исходит из того, что отражение электронов от твердого тела является результатом однократных процессов электрон-фононного рассеяния на большие углы. Хотя строгое решение задачи предполагает учет многократных процессов квазиупругого рассеяния [16], данная модель вполне приемлема для описания движения электронов в тонком приповерхностном слое кристалла. В этом случае траекторию электронов внутри твердого тела можно аппроксимировать ломаной линией, состоящей из двух прямолинейных отрезков. Первый из них (l_1) соответствует движению электрона в глубь кристалла (до точки, где происходит акт квазиупругого рассеяния), а второй отрезок (l_2) — движению рассеянного электрона к поверхности. Отметим, что, поскольку фокусировка отраженных электронов происходит на пути l_2 , следует ожидать, что именно этот параметр задачи должен оказывать определяющее влияние на величину наблюдаемого эффекта.

Оценка значений l_2 наиболее проста в случае квазиупругого рассеяния электронов $l_2 = \lambda / (1 + \cos \theta)$, где λ — длина среднего свободного пробега электрона по отношению к неупругому взаимодействию. Видно, что длина фокусирующей цепочки в данном случае увеличивается с ростом угла θ . При неупругом отражении электронов с однократным 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 [15]. Кроме того, поскольку с наибольшей вероятностью электрон возбуждает длинноволновые плазмоны с малым импульсом [17], то заметного изменения направления движения электрона с энергией порядка 1 keV при этом не происходит. Таким образом, сами акты генерации плазмонов должны мало влиять на процесс фокусировки. Поэтому мы полагаем, что обнаруженные различия в значениях χ для электронов, возбужденных плазмонами и рассеянных лишь квазиупруго, возникают главным образом из-за различия средних глубин выхода этих групп электронов и, следовательно, из-за различных длин фокусирующих цепочек. Поскольку для электронов, отраженных с возбуждением плазмонов, глубина выхода оказывается примерно вдвое большей, чем в случае квазиупругого рассеяния, то можно считать, что и длина l_2 также увеличивается в два раза. Поэтому, сопоставляя между собой зависимости $\chi(\Delta E)$, полученные в области

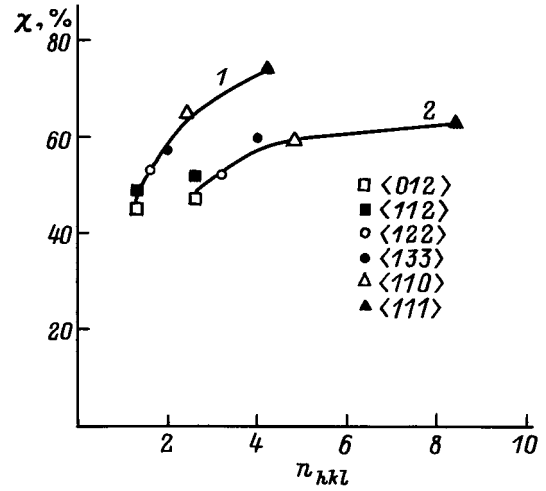


Рис. 5. Зависимости $\chi(n)$ эффективности фокусировки электронов от числа рассеивателей, встречающихся на их пути к поверхности при вылете вдоль разных плотноупакованных направлений кристалла. 1 — случай квазиупругого отражения, 2 — отражение с однократным возбуждением объемного плазмона; $E_e = 1.25$ keV.

однократных потерь энергии при разных углах θ , можно понять, как эффективность фокусировки электронов, движущихся вдоль разных кристаллографических направлений, зависит от длины проходимого ими пути.

Фокусирующие свойства атомных цепочек зависят не только от их длины, но и от характерного расстояния между атомами. Поэтому представляется целесообразным представить данные рис. 3 в виде зависимостей $\chi(n)$, где n — среднее число рассеивателей, встречающихся на пути электрона при его движении к поверхности вдоль данной цепочки. В рамках рассмотренной модели это число может быть оценено следующим образом: $n = l_2 / d$, где d — межатомное расстояние вдоль данного направления. Зависимости $\chi(n)$, полученные на основе данных для квазиупругого рассеяния и рассеяния с однократным возбуждением объемного плазмона, приведены на рис. 5 (кривые 1 и 2 соответственно). Они характеризуют фокусировку электронов различными цепочками атомов, ориентированными вдоль 6 низкоиндексированных направлений кристалла ($\langle 111 \rangle$, $\langle 110 \rangle$, $\langle 133 \rangle$, $\langle 012 \rangle$, $\langle 112 \rangle$ и $\langle 122 \rangle$) с межатомными расстояниями, меняющимися в диапазоне от 2.72 до 9.45 Å. Пары точек, относящиеся к одним и тем же направлениям, обозначены одинаковыми символами. Из рисунка видно, что все данные достаточно хорошо укладываются на две монотонно возрастающие кривые. Это означает, что для каждой группы электронов определяющую роль в их фокусировке играет количество рассеивателей в цепочке, а величина межатомного расстояния оказывается менее значимой. Особенно характерны в этом отношении данные, полученные для направления $\langle 122 \rangle$. Если для других цепочек атомов рост полярного угла θ , приводящий к удлинению l_2 и увеличению n , сопровождается монотонным ростом χ , то в данном случае, хотя путь l_2 и достаточно велик

($\theta = 70^\circ$), значения n из-за большого межатомного расстояния получаются низкими (1.6 и 3.2), соответственно заниженными оказываются и значения χ .

Монотонный рост эффективности фокусировки квазиупруго отраженных электронов наблюдается по крайней мере до четырех рассеивателей, а для электронов, отраженных с возбуждением плазмонов, — до восьми. В то же время обе зависимости нелинейны и обнаруживают отчетливое замедление роста χ с увеличением n . Это свидетельствует о начале процесса дефокусировки электронов [11], который возникает из-за многократного упругого рассеяния электронов в достаточно длинных цепочках атомов. Влияние дефокусировки становится особенно заметным при попарном сопоставлении точек на кривых 1 и 2, относящихся к одним и тем же направлениям. Действительно, если двукратное удлинение цепочек с небольшим числом рассеивателей (переход от $n = 1-2$ к $n \approx 3$) несколько увеличивает степень фокусировки электронов, возбудивших плазмоны, то в случае направлений $\langle 111 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$, когда начальные значения n уже и так достаточно велики, дальнейший рост n приводит к тому, что точки на кривых 2 оказываются, наоборот, ниже, чем на кривых 1.

Ослабление дифракционной структуры распределений в области больших потерь энергии (падение кривых на рис. 3 при $\Delta E > 50$ eV), очевидно, также связано с усилением процессов дефокусировки электронов. Причем существенную роль здесь играют не только многократные упругие, но и неупругие взаимодействия электронов с кристаллом. Дело в том, что фокусировка отраженных электронов, обуславливающая их преимущественный вылет вдоль атомных рядов, приводит к увеличению электронной плотности вблизи ионного остова кристалла, что должно сопровождаться усилением как упругого, так и неупругого рассеяния электронов на большие углы. В результате интенсивность потока электронов, движущихся к поверхности вдоль атомных рядов, падает быстрее, чем для других ориентаций и, в частности, тех, при которых наблюдаются минимумы кривых $I(\varphi)$ для квазиупругого отражения. Влияние таких процессов возрастает с удлинением пути, проходимого электронами по направлению к поверхности, что реализуется при увеличении потери энергии ΔE и угла θ . Этим фактором, по видимому, и объясняется отмечавшееся усиление спада зависимостей $\chi(\Delta E)$ с ростом полярного угла вылета электронов. Сходную природу имеет и обнаруженная инверсия структуры пространственных распределений электронов, испытывавших при отражении большие потери энергии.

Таким образом, расширение диапазона потерь энергии регистрируемых отраженных электронов в методе дифракции электронов средней энергии существенно усложняет картину явления, так как в игру включаются многократные процессы упругого и неупругого рассеяния, приводящие к дефокусировке электронов. Это, с одной стороны, затрудняет анализ картин и их численное моделирование, а с другой, должно снижать контрастность измеряемых распределений.

Заключение

Экспериментальное исследование эффекта фокусировки электронов с энергией порядка 1 keV, основанное на анализе пространственных распределений электронов, отраженных от монокристалла Mo (100) с различными потерями энергии ΔE , выявило следующие закономерности явления.

1. Эффект проявляется в достаточно широкой области потерь энергии электронов, достигающей примерно 200 eV. Величина этого диапазона зависит от полярного угла θ вылета электронов.

2. Для электронов, отраженных с небольшими (однократными) потерями энергии, эффективность фокусировки определяется главным образом числом атомов n , встречающихся на пути электрона при его движении к поверхности вдоль плотноупакованного направления, увеличиваясь с ростом n , встречающихся на пути электрона при его движении к поверхности вдоль плотноупакованного направления, увеличиваясь с ростом n . Пространственная ориентация направлений вылета и плотность упаковки в них атомов играют менее значимую роль.

3. Эффективность фокусировки электронов, отраженных с большими потерями энергии, как правило, ослабляется с ростом ΔE , хотя зависимости $\chi(\Delta E)$ немонотонны и коррелируют со спектром потерь энергии. Ослабление фокусировки вызвано влиянием многократных процессов упругого и неупругого рассеяния электронов кристаллом (процессами дефокусировки). Быстрее всего максимумы распределений затухают вдоль самых плотноупакованных направлений кристалла, для которых при значительных ΔE и θ обнаруживается инверсия структуры дифракционных картин.

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

Список литературы

- [1] Chambers S.A. // Surf. Sci. Rep. 1992. Vol. 16. N 6. P. 261–331.
- [2] Erbudak M., Hochstrasser M., Wetli E. // Modern. Phys. Lett. 1994. Vol. B8. N 28. P. 1759–1769.
- [3] Faradzhev N.S., Gomoyunova M.V., Pronin I.I. // Phys. Low-Dim. Struct. 1997. Vol. 314. P. 93–112.
- [4] Mroz S. // Progress in Surf. Sci. 1995. Vol. 48. N 1–4. P. 157–166.
- [5] Valeri S., Bona A.Di. // Surf. Rev. and Lett. 1997. Vol. 4. N 1. P. 141–160.
- [6] Mosser A., Burggraf Ch., Goldsztaub S., Ohtsuki Y.H. // Surf. Sci. 1976. Vol. 54. P. 580–592.
- [7] Гомоюнова М.В., Пронин И.И., Заславский С.Л. // ФТТ. 1982. Т. 24. Вып. 7. С. 2006–2012.
- [8] Hufner S., Osterwalder J., Greber T., Schlapbach L. // Phys. Rev. B. 1990. Vol. 42. N 12. P. 7350–7357.
- [9] Erbudak M., Hochstrasser M., Wetli E. // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 50. N 17. P. 12973–12976.

- [10] Пронин И.И., Гомоюнова М.В., Бернацкий Д.П., Заславский С.Л. // ПТЭ. 1982. № 1. С. 175–179.
- [11] Гомоюнова М.В., Пронин И.И., Фараджев Н.С. // ЖЭТФ. 1996. Т. 110. Вып. 1(7). С. 311–321.
- [12] Weaver J.H., Lynch D.W., Golson C. // Phys. Rev. B. 1974. Vol. 10. N 2. P. 501.
- [13] Жарников М.В., Горобченко В.Д., Серпученко И.Л. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. Вып. 1. С. 228–237.
- [14] Пронин И.И., Гомоюнова М.В., Фараджев Н.С. // ФТТ. 1997. Т. 39. Вып. 4. С. 752–757.
- [15] Гомоюнова М.В., Пронин И.И. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 8. С. 117–123.
- [16] Vicente Alvares M.A., Ascolani H., Zampieri G. // Phys. Rev. 1996. Vol. 53. N 11. P. 7524–7534.
- [17] Raether H. Excitation of plasmons and interband transitions by electrons. Springer Tracts in Modern Physic. Vol. 88. Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 1980.