

## ЭФФЕКТ ДИНАМИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ ФОКУСИРОВКИ ЭЛЕКТРОНОВ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ В КРИСТАЛЛЕ И ВОЗМОЖНОСТИ ЕГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПРИ АНАЛИЗЕ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ

*В.Л.Вегасов*

Выявлен эффект фокусировки пучка электронов средних энергий в кристалле и предложен основанный на нем метод анализа приповерхностных слоев по спектрам вторичных процессов, полученным при варьировании ускоряющего пучок напряжения.

Длина свободного пробега электронов средних энергий (кинетическая энергия  $E \sim 10$  кэВ) сравнима по порядку величины с соответствующими экстинкционными длинами <sup>1</sup>, так что в приповерхностных слоях кристалла электронное волновое поле будет в значительной мере определяться когерентной интерференцией электронных блоховских волн; экспериментальным свидетельством этому является анизотропия оже-электронной эмиссии, возникающая при изменении угла падения пучка (см., например, <sup>2</sup>).

Для указанных энергий движение частиц вполне удовлетворительно можно описать в усредненном по направлению падения пучка кристаллическом потенциале; иначе говоря, в приближении нулевой Лауэ-зоны теории многоволновой динамической дифракции с достаточной степенью точности можно вычислить основные физические характеристики  $j$ -ых блоховских состояний, а именно, их заселенности  $\epsilon^{(j)}$  и поперечные энергии  $E_{\perp}^{(j)} = E - (\hbar k_z^{(j)})^2/2m$ , определяемые через проекции волновых векторов  $k^{(j)}$  на нормаль  $z$  к поверхности кристалла (см. рис. 1).

Хотя в общем случае благодаря малой длине волны электронов по сравнению с межатомным расстоянием дифракция электронов носит, как известно <sup>3</sup>, существенно многоволновой характер, при падении пучка вдоль кристаллографической оси число волн эффективно уменьшается, так как в этом случае согласно правилам отбора <sup>4</sup> в кристалле могут заселяться блоховские состояния только единичного неприводимого представления группы симметрии задачи ( $s$ -состояния по водородоподобной классификации <sup>5</sup>), допускаемая при этом степень расходимости пучка или его отклонения от кристаллографической оси рассмотрена в <sup>6</sup>. С другой стороны, для указанных энергий потенциальные ямы очень неглубоки и, как правило, вмещают в себя не более одного-двух уровней связанного движения. Имея в виду, что благодаря притягивающему воздействию на электроны атомных цепочек сильнозаселенными могут быть только связанные или валентные состояния ( $E_{\perp}^{(j)} \lesssim -V_0$ , где  $V_0$  - средний внутренний потенциал кристалла) <sup>7-9</sup>, легко видеть, что волновое поле в кристалле при указанных условиях с высокой степенью точности может определяться всего двумя-тремя блоховскими волнами (см., например, рис.1). Это приводит к достаточно простому виду модуляции кристаллической решеткой электронного потока внутри кристалла, например, синусоидальному в случае двух сильнозаселенных состояний.

Сильнозаселенные связанные и валентные состояния являются, очевидно, также сильнолокализованными на атомных цепочках (см. рис. 2), так что на толщинах, на которых они попадают в фазу, плотность электронного потока на цепочке может оказаться во много раз большей плотности потока налетающих частиц. Это обстоятельство, а также сильное ослабление когерентности за счет неупругих процессов позволяет говорить в этом случае об эффекте динамической дифракционной фокусировки, который, например, для случая двух

сильнозаселенных состояний (см. рис.3) имеет место на толщине  $z_f = 1/2(k^{(1)} - k^{(2)}) \approx \sqrt{(E + V_0)h^2/2m/(E_{\perp}^{(2)} - E_{\perp}^{(1)})}$ .

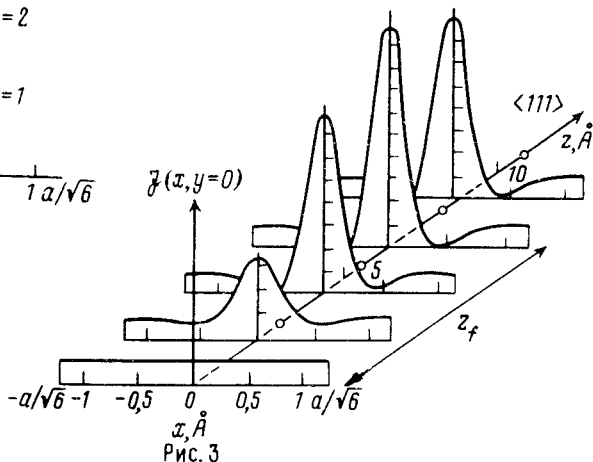
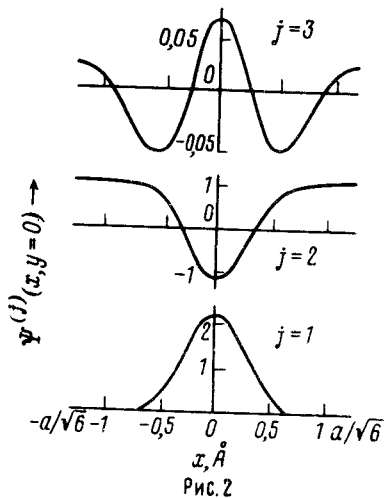
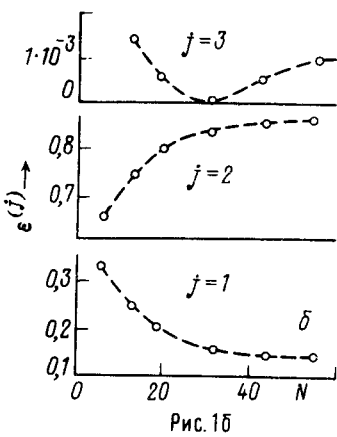
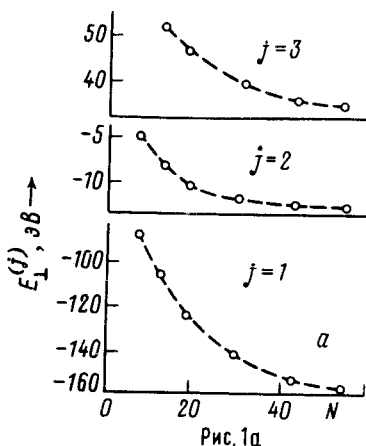


Рис. 1. Зависимость поперечных энергий  $E_{\perp}^{(j)}$  (а) и заселенностей  $\epsilon^{(j)}$  (б) первых трех электронных блоховских состояний,  $j=1, 2, 3$ , в  $\langle 111 \rangle$ -Мо при  $E=10$  кэВ от числа  $N$  дифрагированных пучков, корректно учитываемых в приближении нулевой Лауэ-зоны теории многоволновой динамической дифракции

Рис. 2. Сечения распределений  $\Psi^{(j)}(x, y=0)$  первых трех электронных блоховских состояний,  $j=1, 2, 3$ , в элементарной ячейке  $\langle 111 \rangle$ -Мо (параметр ячейки  $a=3,14\text{ \AA}$ ) при  $E=10$  кэВ, рассчитанные с учетом 55 дифрагированных пучков

Рис. 3. Схема вариации плотности электронного потока в элементарной ячейке  $\langle 111 \rangle$ -Мо по глубине кристалла  $z$  при  $E=10$  кэВ. Точками обозначены положения атомных плоскостей вдоль оси  $\langle 111 \rangle$

Для рассматриваемых энергий значения  $z_f$  по порядку величины сравнимы с несколькими межатомными расстояниями, так что изменение ускоряющего напряжения, приводящее к изменению фокусного расстояния  $z_f(E)$ , приводит, в свою очередь, к вариации плотности потока налетающих частиц на атомных плоскостях кристалла и, следовательно, к осцилляциям зависимости интенсивности вторичных процессов, сопровождающих прохождение электронного пучка через кристалл. Очевидно, что зависимость будет проявляться более сильно при малых толщинах образца, т. е. с увеличением степени когерентности волнового поля в кристалле, а также при не слишком больших ускоряющих напряжениях, когда период модуляции электронного потока не включает в себя слишком много атомных плоскостей.

Изменением ускоряющего напряжения в условиях существования эффекта фокусировки осуществляется фактическое сканирование по толщине кристалла, и таким образом появляется возможность по характеристическим спектрам вторичных процессов извлекать информацию не только о природе дефектов в приповерхностном слое, но и о глубине их залегания. Предложенный метод может быть использован, очевидно, также при определении толщин тонких монокристаллических пленок, в том числе многослойных структур; при определении полярности кристалла; данные о пространственном распределении центров катодолюминесценции в атомной решетке могут дать ценную информацию о природе этих центров.

В заключение следует отметить, что предлагаемый метод идеологически близок к методу стоячих рентгеновских волн<sup>10</sup> с тем, однако, отличием, что изменение положения области повышенной плотности налетающего потока в кристалле достигается здесь не изменением угла падения пучка на кристалл, а варьированием ускоряющего пучок напряжения; при этом существенным представляется значительно большая степень локализации пучка на атомных плоскостях.

## Литература

1. Фелдман Л., Майер Д. Основы анализа поверхности и тонких пленок. М.: Мир, 1989.
2. Ковалев А.И., Щербединский Г.В. Современные методы исследования поверхности металлов и сплавов. М.: Металлургия, 1989.
3. Каули Дж. Физика дифракции. М.: Мир, 1979.
4. Chukhovskii F.N., Vergasov V.L. Acta Cryst., A, 1990, 46, 153.
5. Воробьев С.А. Каналирование электронных пучков. М.: Энергоатомиздат, 1984.
6. Vergasov V.L., Чуховский Ф.Н. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1984, 48, 1671.
7. Fujimoto F. Proc. 5-th Int. Congr. on HVEM. Kyoto, 1977, 271.
8. Каган Ю., Бабаханян Е.А., Кононец Ю.В. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, 776.
9. Vergasov V.L., Chukhovskii F.N. Phys. Lett., A, 1985, 110, 228.
10. Афанасьев А.М., Александров П.А., Имамов Р.М. Рентгеновская диагностика субмикронных слоев. М.: Наука, 1989.