

УДК 621.385.833

**ПРИМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКОЙ ФОРМУЛИРОВКИ  
ДИНАМИЧЕСКОГО ДИФРАКЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ  
НА КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ ДЛЯ ИНТЕРПРЕТАЦИИ  
МНОГОВОЛНОВОЙ ДИФРАКЦИИ И ЭФФЕКТОВ КАНАЛИРОВАНИЯ**

*Т. А. Гришина*

Государственное предприятие "НИИ электронной и ионной оптики", Москва, Россия

*В. Ю. Гришина*

Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия

*Проблемы многоволновой дифракции и эффектов каналирования проанализированы в представлениях электронно-оптической формулировки динамической дифракции электронов на кристаллической решетке.*

В [1] и [2] предложен и разработан новый способ описания динамического дифракционного взаимодействия электронной волны с периодическим полем кристаллической решетки. Он назван электронно-оптической формулировкой. В [1] реализована попытка объединить, взаимно дополнить и оптимальным образом использовать все преимущества, свойственные методам разложения пространственной структуры, используемым не только в аппроксимациях теории дифракции электронов на кристаллической решетке, но и в теории электроно-

оптических передаточных функций [3]. Фурье-составляющая поля кристаллической решетки охарактеризована в [1] вкладом, который она вносит в функцию пропускания кристалла для электронной волны. Выражение, описывающее этот вклад, получено в виде функции пропускания от наложения двух дифракционных решеток: амплитудно-модулирующей синусоидального профиля и фазово-модулирующей косинусоидального профиля. С использованием этой аппроксимации и дифракционного интеграла Кирхгофа в [2] получено строгое аналитическое описание результата дифракционного взаимодействия плоской электронной волны с отдельно взятой периодической составляющей поля решетки. Это описание справедливо для любого направления в кристалле и для кристалла любой толщины. В данной работе представления электронно-оптической формулировки динамического дифракционного взаимодействия электронов, разработанные в [1] и [2] для одной периодической составляющей поля кристаллической решетки, распространены на случай многоволновой дифракции. Предложена последовательность операций, позволяющая рассчитывать перераспределение электронной волны между дифракционными рефlekсами, обусловленное повторными дифракционными взаимодействиями с несколькими разными периодическими составляющими. Проанализированы особенности, присущие поведению волновой функции в рефlekсах на картине каналирования — на дифракционной картине, формируемой в условиях падения освещающего когерентного пучка электронов строго вдоль одной из высокосимметричных кристаллографических осей.

### Особенности описания разложения пространственной структуры поля кристаллической решетки

Для Фурье-составляющей  $l$ -го порядка, соответствующей семейству плоскостей с миллеровскими индексами  $(hkl)$  и межплоскостным расстоянием  $d_{(hkl)}$ , вклад в функцию пропускания кристалла описывается соотношениями

$$F_{(nh\ nk\ nl)_{\phi.m}} = e^{\left\{ iA_{(nh\ nk\ nl)_{\phi.m}} \cos \left[ 2\pi g_{(nh\ nk\ nl)} r \right] \right\}}; \quad (1)$$

$$F_{(nh\ nk\ nl)_{a.m}} = e^{\left\{ iA_{(nh\ nk\ nl)_{a.m}} \cos \left[ 2\pi g_{(nh\ nk\ nl)} r \right] \right\}}, \quad (2)$$

где

$$A_{(nh\ nk\ nl)_{\phi.m}} = \frac{\sin \left[ \pi S_{(nh\ nk\ nl)_{\phi.m}} t \right]}{S_{(nh\ nk\ nl)_{\phi.m}} \xi_{(nh\ nk\ nl)}}; \quad (3)$$

$$A_{(nh\ nk\ nl)_{a.m}} = \frac{\sin \left[ \pi S_{(nh\ nk\ nl)_{a.m}} t \right]}{S_{(nh\ nk\ nl)_{a.m}} \xi_{(nh\ nk\ nl)}}, \quad (4)$$

$g_{(nh\ nk\ nl)}$  — вектор обратной решетки. Его модуль

$$\left| g_{(nh\ nk\ nl)} \right| = \frac{1}{d_{(nh\ nk\ nl)}} = \frac{n}{d_{(h\ k\ l)}}$$

играет здесь роль пространственной частоты и характеризует периодичность дифракционных решеток (1) и (2), аппроксимирующих Фурье-составляющую;  $S_{(nh\ nk\ nl)_{\phi.m}} = g_{(nh\ nk\ nl)} \sin \delta \vartheta_{\phi.m}$  и  $S_{(nh\ nk\ nl)_{a.m}} = g_{(nh\ nk\ nl)} \sin \delta \vartheta_{a.m}$  — парамет-

ры отклонения. Они характеризуют направление в пространстве кристаллической решетки, для которого определяется функция пропускания;

$\delta\vartheta$  — угловое отклонение. Его следует отсчитывать:  $\delta\vartheta_{ф.м}$  для фазово-модулирующей компоненты (1) — от брэгговского направления  $l$ -го порядка, а  $\delta\vartheta_{а.м}$  для амплитудно-модулирующей компоненты (2) — от направления, параллельного плоскостям  $(hkl)$ ;

$t$  — толщина кристалла;

$\xi_{(nh nk nl)}$  — экстинкционная длина, являющаяся нормированным представлением Фурье-образа потенциала решетки.

### Описание процесса дифракционного взаимодействия электронов с компонентой поля кристаллической решетки

В [2] показано, что подстановкой в дифракционный интеграл Кирхгофа функции пропускания фазовой решетки типа (1) можно, не прибегая к прямому решению волнового уравнения, получить распределение амплитуды и фазы дифрагированной электронной волны в виде функции угла отклонения  $\vartheta$  и толщины  $t$  кристалла и что при целочисленных значениях  $j$

$$j = \frac{d_{(nh nk nl)} \sin \vartheta}{\lambda}$$

эта функция приобретает вид

$$\Psi \left[ F_{(nh nk nl)_{ф.м}}, \vartheta, t \right] = \sum_j i^j J_j \left[ A_{(nh nk nl)_{ф.м}} \right], \quad (5)$$

где  $i = \sqrt{-1}$ ,  $J_j$  — функция Бесселя первого рода  $j$ -го порядка;

$A_{(nh nk nl)_{ф.м}}$  — определяется соотношением (3);

$j$  — порядок дифракционного рефлекса в систематическом ряду.

Появление индекса  $j$  обусловлено кратным характером дифракционного взаимодействия электронов с одной и той же периодической составляющей  $F_{(nh nk nl)_{ф.м}}$  — следствием так называемой дисперсии второго порядка. (Для сравнения напомним, что  $n$  — порядковый номер Фурье-компоненты поля решетки).

Соотношение (5) представляет строгое аналитическое описание результата дифракционного взаимодействия плоской электронной волны с периодической составляющей  $F_{(nh nk nl)_{ф.м}}$ , справедливое для любого направления в кристалле и

для кристалла любой толщины. Дифракционное взаимодействие в этом описании представлено как процесс кратного перебрасывания электронов между рефлексами, но участвует в этом процессе перебрасывания не пара рефлексов (000) и  $(nh nk nl)$ , а бесконечная последовательность рефлексов, положения которых на дифракционной картине совпадают с положениями рефлексов систематического ряда (000),  $(nh, nk, nl)$ ,  $(2nh 2nk 2nl)$ ,  $(3nh 3nk 3nl)$ .... При этом, согласно (5), перераспределение электронов между рефлексами систематического ряда по мере углубления волнового фронта в решетку происходит таким образом, что значения амплитуды дифракции в указанных рефлексах соотносятся как функции Бесселя соответствующих порядков.

### Расчет многоволновой дифракции

Соотношение (5) описывает процесс кратного дифракционного взаимодействия когерентного пучка электронов с любой отдельно взятой периодической составляющей  $F_{(hkl)_{ф.м}}$  поля решетки. Периодическая составляющая харак-

теризуется пространственной частотой  $|\mathcal{G}(hkl)|$  и экстинкционной длиной  $\xi_{(hkl)}$ . Направление падения освещающего пучка на кристалл характеризуется параметром отклонения  $s_{(hkl)ф.м}$ .

На практике при любом направлении падения освещающего когерентного пучка электронов на кристалл неизбежно существует несколько разных и различным образом ориентированных периодических составляющих, одновременно оказывающих на пучок заметное дифракционно-отклоняющее воздействие. Имеет место многоволновая дифракция. Анализ явлений многоволновой дифракции на основе расчета с использованием блоховских волн связан с применением численных методов и громоздких компьютерных программ. В результате проведения таких расчетов физический смысл процесса может оказаться утраченным.

По формулам (1) — (5) можно не только количественно оценить и сопоставить отклоняющее воздействие на пучок со стороны различных периодических составляющих поля решетки, но и проанализировать повторные дифракционные взаимодействия и обусловленный ими процесс перераспределения электронной волны между рефлексами по мере проникновения электронов в кристалл.

Анализ и расчет целесообразно выполнять по циклам. Каждый цикл должен включать в себя четыре этапа.

На первом этапе первого цикла следует наметить совокупность периодических составляющих  $F_{(hkl)ф.м}$ , влияние которых следует учесть. Для каждой из намеченных периодических составляющих должна быть известна экстинкционная длина  $\xi_{(hkl)}$ , вычислен параметр отклонения  $s_{(hkl)}$ , подстановкой их в (4) найдено значение  $A_{(hkl)}$ . В результате осуществления первого этапа направление освещающего пучка должно быть охарактеризовано целым набором параметров отклонения, число которых равно числу намеченных периодических составляющих.

На втором этапе первого цикла следует составить полный перечень рефлексов дифракционной картины, для которых должны быть рассчитаны амплитуда и фаза дифрагированной электронной волны. С этой целью для каждой из намеченных периодических составляющих, судя по величине максимально достижимого в данной ситуации значения  $A_{(hkl)}$ , следует определить число рефлексов систематического ряда, интенсивность которых способна превысить некий условленный предел.

На третьем этапе первого цикла для каждого из этих рефлексов с помощью (5) и таблиц функций Бесселя [4] следует определить максимальное значение амплитуды дифракции  $\Psi_{\max} [F_{(hkl)}]$  и глубину  $t \left\{ \Psi_{\max} [F_{(hkl)}] \right\}$ , на которой этот максимум амплитуды дифракции будет достигнут.

На четвертом заключительном этапе первого цикла из этого полного перечня рефлексов должны быть отобраны рефлексы для анализа во втором цикле. Это рефлексы, в которых максимум амплитуды дифракции, найденный на третьем этапе, превышает некий заранее условленный уровень.

Во втором и во всех последующих циклах анализируются перераспределения волновой функции между рефлексами, происходящие под влиянием повторных дифракционных взаимодействий. В этом анализе каждый из отобранных рефлексов рассматривается как освещающий пучок. Для каждого из этих вторичных освещающих пучков определяется свой полный набор значений параметров отклонения, а затем повторяются все остальные этапы первого цикла.

При расчете повторного дифракционного взаимодействия исходную амплитуду вторичного освещающего пучка каждый раз следует брать равной найденному в предшествующем цикле максимуму амплитуды дифракции для этого рефлекса, а дифракционное взаимодействие с периодическими составляющими поля решетки считать начинающимся не с входной поверхности кристалла, а с глубины  $t \left\{ \Psi_{\text{макс}} \left[ F_{(hkl)} \right] \right\}$ , на которой этот максимум был достигнут.

Особый интерес представляет частный случай картины многоволновой дифракции, получаемой в условиях, когда освещающий когерентный пучок электронов входит в кристаллическую решетку исследуемого объекта строго параллельно одной из высокосимметричных кристаллографических осей. Этот режим формирования дифракционной картины называют иногда режимом каналирования.

### Отличительные особенности режима каналирования

Свое название режим каналирования получил из представления, что электроны, вошедшие в решетку параллельно продольным рядам атомов — атомным колонкам, перемещаясь в глубину решетки, оказываются "запертыми" в "каналах" — промежутках между колонками.

Для электронной микроскопии этот дифракционный режим интересен тем, что именно он используется в просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения (ПЭМВР) при реализации предельной разрешающей способности прибора по структурам кристаллической решетки. Ее осуществляют путем визуализации на электронно-микроскопическом изображении двумерной картины расположения пятен — проекций атомных колонок кристаллической решетки. Принято считать, что именно "запертость" электрона в "канале" обеспечивает однозначное соответствие между структурой объекта и распределением волновой функции на изображении в ПЭМВР. При расчете контраста на изображении проекций атомных колонок в ПЭМВР, как правило, не применяют строгого расчета многоволновой дифракции с использованием блоховских волн, а используют различные приближенные методы. Типичным примером является приближение каналирования, разработанное в [5]. В нем движение вдоль "канала" "запертого" в нем электрона аппроксимируется простым осциллятором и описывается с помощью разложения волновой функции по собственным функциям гамильтониана.

Главная же отличительная особенность режима каналирования заключается в том, что электроны и другие заряженные частицы, входящие в кристалл вдоль высокосимметричной оси, обнаруживают избирательное проникновение через кристалл [6]. Другими словами, по отношению к электронам и ионам, входящим в кристалл параллельно оси, кристаллическая решетка проявляет аномально высокую проницаемость. Особенно заметно это свойство кристаллической решетки обнаруживается на металлах.

Интересный эксперимент, наглядно демонстрирующий резкое возрастание проницаемости металла к электронам при переходе к режиму каналирования, выполнен Лемпфулом с соавторами [7]. Работа была проведена на электронных микроскопах Филипс 400Т при ускоряющем напряжении 100 кВ и Цейсс 902, оборудованном энергетическим фильтром, при ускоряющем напряжении 80 кВ. Оба прибора имели гониометрические столики. Объектом служил монокристаллический слой золота толщиной 350 нм, полученный эпитаксиальным выращиванием на монокристаллическом слое серебра, выращенном эпитаксиально на

слюде. (Для сравнения напомним, что визуализацию проекций атомных структур кристаллической решетки в ПЭМВР осуществляют на монокристаллах толщиной около  $1/4$  экстинкционной длины для плоскостей (200) или (220), т. е. 4—6 нм.) Наблюдение объекта в первоначальной ориентации показало, что в режиме изображения слой золота выглядит совершенно непрозрачным, а в режиме дифракции наблюдается только слабое диффузное свечение. После того как объект наклонили и освещающий пучок оказался строго параллельным оси  $\langle 111 \rangle$ , внезапно на экране появилась четкая электронограмма, где на фоне картины Кикучи наблюдалось шесть ярких рефлексов {220}. На изображении, сформированном в одном из этих рефлексов, с хорошим контрастом были видны дислокации. Эксперимент был успешно повторен на приборе, оборудованном энергетическим фильтром. Тем самым было показано, что монокристалл золота толщиной 350 нм в режиме каналирования вдоль оси  $\langle 111 \rangle$  прозрачен и для 80 кэВ электронов и что, формируя изображение в моноэнергетических электронах, удастся заметно повысить качество изображения.

Последовательность операций, предложенную выше, можно применить, чтобы проследить, как по мере проникновения электронов в монокристалл золота на глубину 350 нм происходят повторные дифракционные взаимодействия и обусловленные ими перераспределения электронной волны между рефлексом (000) и шестью рефлексамии {220}.

Результаты расчета позволяют также проверить, в какой степени представление об электронах, "запертых" в "каналах" между атомными колонками, соответствует действительности.

### Особенности поведения электронной волны в процессе каналирования ее вдоль оси [111] в монокристалле Au

Согласно представлениям электронно-оптической формулировки динамического дифракционного рассеяния электронов на кристаллической решетке, изложенным в [1], по отношению к электронной волне, входящей в кристалл золота вдоль оси [111], поле кристаллической решетки ведет себя как чисто амплитудно-модулирующий объект. Функция пропускания этого объекта представляет суперпозицию амплитудных дифракционных решеток синусоидального профиля (2), соответствующих полному набору периодических составляющих, принадлежащих к зоне оси [111].

Сразу же после попадания освещающего электронного пучка в кристалл весь этот набор амплитудно-модулирующих компонент начинает оказывать на электроны отклоняющее воздействие. Однако мы в первом цикле анализа из всего набора периодических составляющих учтем только влияние на освещающий пучок электронов со стороны трех пар <sup>300</sup> компонент  $F_{(220)_{a,m}}$ , чье отклоняющее воздействие является наиболее сильным. Оцениваем волновую функцию только в рефлексах (000) и {220}.

Согласно представлениям об особенностях взаимодействия электронов с амплитудно-модулирующими компонентами поля решетки, изложенным в [2], волновая функция в рефлексе (000) по мере углубления в кристалл за счет взаимодействия с  $F_{(220)_{a,m}}$  и переброса электронной волны в рефлексы (220), (440), .... убывает как

$$\Psi_{(000)} = \Psi_{\text{осв}} J_0 \left( \frac{\pi t_1}{\xi_{(220)}} \right) \quad (6)$$

и обращается в нуль на глубине  $t_1$ , определяемой условием первого обращения в нуль функции Бесселя нулевого порядка [4]

$$J_0\left(\frac{\pi t_1}{\xi_{(220)}}\right) = J_0(2,405) = 0.$$

Волновая функция в каждом из рефлексов {220} после входа электронов в кристалл изменяется по закону

$$\Psi_{\text{рефл}(220)} = \Psi_{\text{осв}} J_1\left(\frac{\pi t}{\xi_{(220)}}\right) \quad (7)$$

и достигает максимума на глубине  $t_2$ , определяемой условием достижения первого максимума функцией Бесселя первого порядка [4]

$$J_1\left(\frac{\pi t_2}{\xi_{(220)}}\right) = J_{1\text{макс}} = J_1(1,8) = 0,582.$$

Поскольку для Au при 100 кВ  $\xi_{(220)} = 24,8$  нм [8],  $t_1 = 19$  нм,  $t_2 = 14,2$  нм.

На глубине  $t = t_2$ , амплитуда волновой функции в рефлексе {220} принимает свое наивысшее значение. Оно составляет

$$\Psi_{\text{рефл}(220)}(t_2) = \Psi_{\text{рефл}(220)\text{макс}} \approx 0,583\Psi_{\text{осв}}. \quad (8)$$

С глубины  $t = t_2$  начинается второй цикл анализа. Поведение волновой функции в рефлексах (000) и {220} определяется перераспределениями, которые обусловлены повторными дифракционными взаимодействиями. Своеобразие этих повторных взаимодействий по мере дальнейшего углубления электронов в кристалл определяется тем, что в рассматриваемом нами случае направление каждого из шести рефлексов {220} совпадает со строгим брэгговским направлением для соответствующей компоненты  $F_{\{440\}\text{ф.м}}$ . Начиная с глубины  $t = t_2$  каждый из шести рефлексов {220} можно рассматривать как вторичный освещающий пучок. Под влиянием взаимодействия с соответствующей  $F_{\{440\}\text{ф.м}}$  из него происходит переброс электронов в симметрично расположенный рефлекс и последующие рефлексы систематического ряда. Например, из рефлекса  $(\bar{2}20)$  — в рефлексы  $(2\bar{2}0)$ ,  $(6\bar{6}0)$ , ..., а из рефлекса  $(2\bar{2}0)$  — в рефлексы  $(\bar{2}20)$ ,  $(\bar{6}60)$ , ...

Изменение волновой функции в рефлексе {220}, обусловленное тем, что этот рефлекс ведет себя как вторичный освещающий пучок, описывается соотношением

$$\Psi_{\text{рефл}(220)}^1(t \geq t_2) = \Psi_{\text{рефл}(220)\text{макс}} J_0\left[\frac{\pi(t - t_2)}{\xi_{(440)}}\right]. \quad (9)$$

Вклад в волновую функцию этого же рефлекса, обусловленный одновременным перебросом в него электронов из симметрично расположенного рефлекса, описывается соотношением

$$\Psi_{\text{рефл}(220)}^{(2)}(t \geq t_2) = \Psi_{\text{рефл}(220)\text{макс}} J_1\left[\frac{\pi(t - t_2)}{\xi_{(440)}}\right]. \quad (10)$$

Пространственная периодичность, с которой совершаются взаимные перебросы электронов между симметрично расположенными рефлексами {220} по мере проникновения электронов в глубину кристалла, определяется периодичностью осцилляций функций Бесселя, фигурирующих в (9) и (10), и зависит от экстинкционной длины  $\xi_{(440)} = 58,7$  нм. Достигнув выходной поверхности монокристалла, электроны в рассматриваемом нами случае успевают испытать шесть таких взаимных перебросов. В процессе каждого переброса электрон пересекает 10 атомных колонок. Поэтому представление о "запертости" электрона в "канале" между колонками для толстого кристалла не соответствует действительности. Для кристалла, на котором реализуют визуализацию проекций атомных колонок и который должен иметь толщину, не превышающую  $1/4$  экстинкционной длины, представление о "запертости" электрона в пределах одного канала соответствует действительности.

Профиль изменения интенсивности в рефлексе {220}, по мере проникновения электронов в глубину кристалла, определяется суперпозицией вкладов (9) и (10). Согласно (5), между этими вкладами имеется сдвиг по фазе на  $\pi/2$ , следовательно, суммированию подлежат их интенсивности. Благодаря взаимной компенсации осцилляций в функциях  $J_0$  и  $J_1$  изменение суммарной интенсивности в рефлексе {220}, по мере проникновения в глубину кристалла, описывается не осциллирующей, а монотонно убывающей функцией. Интенсивность рефлекса {220} на выходе из кристалла составляет 3,6 % от интенсивности этого рефлекса на глубине  $t = t_2$ .

Рефлекс (000) после первого обращения его интенсивности в нуль, которое произошло на глубине  $t_1 = 19$  нм, возбуждается за счет взаимодействия вторичных освещающих пучков в рефлексах {220} с периодическими составляющими  $F_{\{220\} \text{ ф. м}}$ . Это взаимодействие осуществляется в условиях отклонения от строго брэгговского положения. Вклад этого взаимодействия в волновую функцию в рефлексе (000) можно определить по формулам (3) и (5). Он описывается соотношением

$$\Psi_{\text{рефл}(000)} = \Psi_{\text{рефл}(220)} J_1 \left\{ \frac{\sin \left[ \pi s_{(220) \text{ ф. м}} (t - t_2) \right]}{s_{(220) \text{ ф. м}} \xi_{(220)}} \right\}. \quad (11)$$

В рассматриваемом случае  $s_{(220) \text{ ф. м}} \xi_{(220)} = 2,21$ .

Следовательно, максимально достижимое значение аргумента функции Бесселя в (11) составляет 0,45. Согласно (11), профиль изменения интенсивности в рефлексе (000), по мере проникновения электронов в глубину кристалла, описывается осциллирующей функцией. Пространственная периодичность осцилляций составляет около 6 нм. В максимумах интенсивность рефлекса (000) составляет около 4 % от интенсивности рефлекса {220}. Это объясняет отсутствие рефлекса (000) на картине дифракции в эксперименте Лемпфула.

### З а к л ю ч е н и е

Осуществлено дальнейшее развитие представлений электронно-оптической формулировки динамического дифракционного взаимодействия электронов с полем кристаллической решетки. Разработана последовательность операций, позволяющая на основе полученного в [1] и [2] описания результата взаимодействия электронной волны с отдельно взятой периодической составляющей поля решетки рассчитывать многоволновую дифракцию и перераспределения элек-

тронной волны между дифракционными рефlekсами, обусловленные повторными дифракционными взаимодействиями. Эта последовательность операций применена для описания профилей интенсивности в рефlekсах на картине каналирования — на дифракционной картине, формируемой при падении освещающего когерентного пучка электронов строго вдоль кристаллографической оси.

#### Литература

1. Гришина Т. А., Гришина В. Ю. // Изв. РАН. Сер. Физ. 1995. Т. 59. № 2. С. 113.
2. Гришина Т. А., Гришина В. Ю. // Там же. С. 126.
3. Hanszen K. J. // Advances Opt. Electron Microsc. 1971. V. 4. P. 1.
4. Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамовица, И. Стиган. — М.: Наука, 1979.
5. Ordeveesk M., Van Dusk D. // Micron and Microscopica Acta. 1990. V. 21. № 4. P. 213.
6. Каули Дж. Физика дифракции. — М.: Мир, 1979.
7. Lehmpfuhl G., Krahl D., Swoboda M. // Ultramicroscopy. 1989. V. 31. № 2. P. 161.
8. Хирш П., Хови А., Николсон Р., Пэшли Д., Уэлан М. Электронная микроскопия тонких кристаллов. — М.: Мир, 1968.

### THE ELECTRON-OPTICAL FORMULATION OF THE ELECTRON DYNAMICAL DIFFRACTION ON THE CRYSTAL LATTICE USE FOR THE MANY-BEAM DIFFRACTION AND THE CHANNELING EFFECTS INTERPRETATION

*T. A. Grishina*

Research Institute for Electron and Ion Optics, Moscow, Russia

*V. Yu. Grishina*

Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

*The problem of many-beam diffraction and the channeling effects is considered in the terms of the electron-optical formulation for the electron dynamical diffraction on the crystal lattice.*