

УДК 535

## Применение представлений волновой электронной оптики для описания процесса взаимодействия электронов с полем кристаллической решетки электронно-микроскопического объекта

*Часть III\**. Получение строго аналитического описания динамической многоволновой дифракции электронов на кристаллической решетке с использованием дифракционного интеграла Кирхгофа

Т. А. Гришина, О. Д. Потапкин  
ФГУДП НИИЭИО ГП «НПО «Орион»», Москва, Россия

Б. Н. Васичев

Московский институт электроники и математики (Технический университет), Москва, Россия

*Получено строгое аналитическое описание динамической многоволновой дифракции электронов на кристаллической решетке с использованием дифракционного интеграла Кирхгофа.*

В предшествующих двух частях (I и II) данной работы проанализирован процесс разложения пространственной структуры кристаллической решетки на периодические составляющие и получены соотношения, описывающие функцию пропускания кристаллической решетки для электронной волны. Рассмотрены три варианта записи выражения, описывающего фурье-составляющую поля кристаллической решетки, соответствующую семейству кристаллографических плоскостей с миллеровскими индексами  $(hkl)$ .

В части III настоящей работы эти выражения использованы для получения в аналитическом виде строгого выражения амплитуды электронной волны, испытавшей дифракцию на кристаллической решетке. Это осуществлено путем подстановки выражений, описывающих функцию пропускания, в дифракционный интеграл Кирхгофа.

### Использование дифракционного интеграла Кирхгофа для получения аналитического выражения многоволновой дифракции электронов на периодической составляющей поля кристаллической решетки

При подстановке функции пропускания (1) из [2] в выражение, описывающее амплитудную функцию дифракционного интеграла Кирхгофа для дифракционных решеток (см. формулу (8.6.4)

в [3]), это выражение преобразуется в интегральное представление функции Бесселя. Подстановка его в дифракционный интеграл Кирхгофа (см. формулу 8.6.5а) в [3]) позволяет получить в аналитическом виде распределение амплитуды и фазы волновой функции электронов, испытавших дифракционное взаимодействие с любой фурье-составляющей, относящейся к семейству плоскостей  $(hkl)$ . Оно получается в виде функции угла рассеяния  $\theta$  и глубины  $l$  проникновения электронов в кристалл. Для фурье-составляющей первого порядка эта функция имеет вид

$$\Psi[F_{(hkl)_{\text{ф.м}}}, \theta, l] = \sum_n^{N-1} i^n J_n[A_{(hkl)_{\text{ф.м}}}] \frac{\sin \pi N_{(hkl)} l}{\sin \pi n}, \quad (1)$$

где  $i = \sqrt{-1}$ ;  $J_n$  — функция Бесселя первого рода  $n$ -го порядка;

$A_{(hkl)_{\text{ф.м}}}$  — определяется соотношением (3) из [2];

$N_{(hkl)}$  — число плоскостей с миллеровскими индексами  $(hkl)$ , принимающих участие в возбуждении картины дифракции. Оно зависит от размера участка кристалла, освещенного электронным пучком;

$\frac{\sin \pi N_{(hkl)} l}{\sin \pi n}$  — интерференционный множитель дифракционного интеграла Кирхгофа. Он выражает эффект интерференции волновых функций от  $N$  одинаковых периодов дифракционной решетки.

\* Части I и II данной работы опубликованы в журнале "Прикладная физика" № 4 за 2002 г.

Главные максимумы интерференционного множителя приходится на целочисленные значения  $n = 1; 2; 3; \dots$ , удовлетворяющие условию

$$\sin \theta = \frac{n\lambda}{d_{(hkl)}}, \quad (2)$$

где  $\theta$  — угол дифракции;  $\lambda$  — длина волны Де Бройля для электронов.

Интерференционный множитель включает в себе всю информацию о положении в пространстве, размерах и форме дифракционных рефлексов. Свойства интерференционного множителя изучены и известны из теории дифракционных решеток [3], [5] и из кинематической теории дифракции [6].

Выражение (1) содержит исчерпывающую информацию об амплитудах и фазах дифрагированной волны в любом направлении  $\theta$ , для любой глубины  $t$  проникновения освещающей плоской электронной волны в кристалл. Из (1) следует, что взаимодействие плоской электронной волны с полем решетки, характеризующимся фурье-составляющей  $F_{(hkl)ф.м}$  по мере проникновения в кристалл возбуждает на картине дифракции не пару рефлексов (000) и (hkl), а протяженное распределение дифрагированной волны.

Амплитуда дифракции в направлении  $\theta$  пропорциональна функции Бесселя  $n$ -го порядка от аргумента  $A_{(hkl)}$ , определяемого соотношением (3) из [2], а фаза ее определяется множителем  $i^n$ . "Вес" этой амплитуды на дифракционной картине определяется интерференционным множителем дифракционного интеграла Кирхгофа.

### Закономерности дифракционного взаимодействия плоской электронной волны с одной периодической составляющей поля кристаллической решетки

Соотношение (2), определяющее положение в пространстве главных максимумов интерференционного множителя, является в то же время условием дифракции для семейств плоскостей с миллеровскими индексами (hkl), (2h2k2l), (3h3k3l),.... Следовательно, главные максимумы интерференционного множителя, который характеризует пространственное распределение количества электронов после дифракции на периодической составляющей поля решетки  $F_{(hkl)ф.м}$ , приходятся на точки дифракционной картины, соответствующие положениям рефлексов систематического ряда (hkl), (2h2k2l), (3h3k3l), (4h4k4l),..., за возбуждение которых ответственной принято считать целую последо-

вательность фурье-компонент:  $F_{(hkl)}$ ,  $F_{(2h2k2l)}$ ,  $F_{(3h3k3l)}$ ,  $F_{(4h4k4l)}$ .

Из соотношения (1) следует, что к возбуждению сильных дифракционных рефлексов во всех этих точках дифракционной картины приводит взаимодействие электронной волны с одной единственной периодической составляющей поля решетки  $F_{(hkl)ф.м}$ . Вклад этого взаимодействия в амплитуду волновой функции в рефлексе  $n$ -го порядка описывается функцией Бесселя  $n$ -го порядка, а фаза волны определяется множителем  $i^n$ .

Это означает, что взаимодействие плоской электронной волны с периодической составляющей решетки  $F_{(hkl)ф.м}$  способно возбудить на картине дифракции не один дифракционный рефлекс — рефлекс с теми же миллеровскими индексами (hkl), а принять участие в возбуждении бесконечного ряда рефлексов (hkl), (2h2k2l), (3h3k3l), (4h4k4l),....

Решение задачи о дифракции электронов на кристаллической решетке, выполненное с применением дифракционного интеграла Кирхгофа, приводит, на первый взгляд, к неожиданному результату. Оказывается, что не только дифракционное взаимодействие плоской электронной волны со всей совокупностью фурье-составляющих, т. е. с полем кристаллической решетки в целом, представляет собой многоволновой процесс. Многоволновым процессом может оказаться и взаимодействие плоской электронной волны с любой отдельно взятой фурье-компонентой  $F_{(hkl)ф.м}$ . При этом пики интенсивности — дифракционные рефлексы, возбуждаемые в этих двух процессах, приходятся на одни и те же точки картины дифракции.

Физическая суть этого свойства периодической составляющей выявляется при обращении к альтернативным формам записи функции пропускания (см. (1') и (1'') в [2]).

Вклад фазово-модулирующей компоненты фурье-составляющей  $F_{(hkl)}$  поля решетки в функцию пропускания кристалла для электронов представлен в (1'') [2] в виде бесконечной суперпозиции решеток Рэлея, ориентированных параллельно друг другу и характеризующихся кратными пространственными частотами (дробными периодами). Амплитудные множители этих решеток Рэлея соотносятся между собой как функции Бесселя первого рода. Порядок функции Бесселя равен порядковому номеру, определяющему положение решетки Рэлея в суперпозиции.

При этом в работе [4] установлено, что подстановка в дифракционный интеграл Кирхгофа функции пропускания кристалла в двух разных формах (1) и (1'') [2] дает одно и то же описание

результата дифракционного взаимодействия электронной волны с фурье-составляющей  $F_{(hkl)ф.м}$  поля кристаллической решетки, определяемое формулой (1).

### Влияние направления освещающей плоской волны на характер многоволновой дифракции

Благодаря тому, что при  $s \neq 0$  аргумент функции Бесселя в (1) является периодической функцией  $t$ , а при  $s = 0$  становится линейной функцией  $t$ , характер многоволновой дифракции должен коренным образом меняться при переходе от случая, когда направление освещающей плоской волны совпадает со строгим брэгговским направлением, к случаю, когда направление освещающей плоской волны отклонено от строгого брэгговского направления. Это изменение в характере многоволновой дифракции удобно анализировать с помощью расчетных профилей интенсивности в полосах равной толщины.

Только при  $s = 0$ , когда плоскости  $(hkl)$  находятся в строгом брэгговском положении по отношению к освещающему пучку, аргумент функции Бесселя в (1) монотонно возрастает с увеличением  $t$ , и только в этом случае по мере проникновения электронов в глубину кристалла идет непрерывное развитие процесса многоволновой дифракции на периодической составляющей  $F_{(hkl)ф.м}$ . Особенности этого развития иллюстрируют кривые, приведенные на рис. 1. Они описывают изменения интенсивности в дифракционных рефлексах нулевого, первого, второго, третьего, четвертого и пятого порядков, происходящие по мере проникновения электронов в глубину кристалла. Диапазон значения толщины кристалла  $0 \leq t \leq 5 \xi_{(hkl)}$ .

Из рис. 1 видно, что сразу же после входа освещающего пучка в кристалл интенсивность пучка, прошедшего без отклонения, начинает убывать. Одновременно с этим начинает нарастать интенсивность пучков, испытывавших дифракционное отклонение, происходит постепенное возбуждение рефлексов все более высоких порядков. Например, в рефлексе первого порядка интенсивность достигает первого максимума на глубине  $t = 0,57 \xi_{(hkl)}$ , а в рефлексе пятого порядка — на глубине  $t = 2,04 \xi_{(hkl)}$ . С дальнейшим увеличением глубины проникновения электронов в кристалл интенсивность во всех рефлексах пульсирует с регулярными прохождениями через нуль и с постепенным убыванием интенсивности в максимумах. В частности, интенсивность в рефлексе нулевого порядка проходит через максимумы при значениях тол-

щины:  $t = 1,21 \xi_{(hkl)}$ ; 2,23; 3,25; 4,23  $\xi_{(hkl)}$ , а через нуль — при  $t = 0,78 \xi_{(hkl)}$ ; 1,77; 2,72; 3,74 и 4,73  $\xi_{(hkl)}$ .

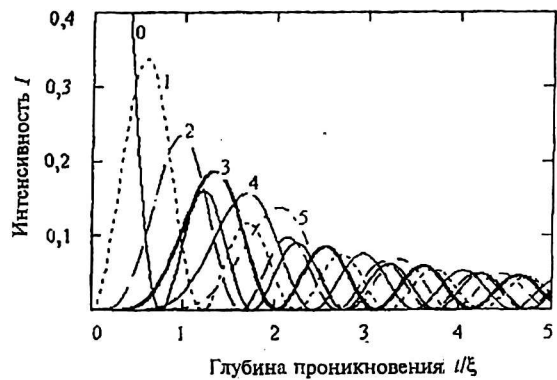


Рис. 1. Многоволновая дифракция на периодической составляющей поля кристаллической решетки, находящейся в строгом брэгговском положении по отношению к освещающему пучку.

Изменения интенсивности в дифракционных рефлексах систематического ряда в зависимости от глубины проникновения электронов в кристалл. Цифры 0—5 у кривых — порядковый номер рефлекса в систематическом ряду

На периодической составляющей, находящейся в строгом брэгговском положении, многоволновая дифракция представляет бесконечный процесс последовательного возбуждения рефлексов все более и более высоких порядков. Интенсивность в этих рефлексах, по мере проникновения в глубину кристалла, испытывает монотонно затухающие пульсации.

При  $s \neq 0$  характер многоволновой дифракции на периодической составляющей  $F_{(hkl)ф.м}$  становится совершенно иным. Тем не менее, кривые на рис. 1 полезны для анализа и этого процесса. Аргумент  $A$  функции Бесселя в (1), определяемый соотношением (3) из [2], становится осциллирующей величиной. С ростом  $t$  параметр  $A$  не возрастает монотонно, а меняется периодически от 0 до  $\pm \frac{1}{s\xi}$ . На входе в кристалл

$A = 0$ . После входа освещающей плоской электронной волны  $A$  начинает возрастать, и начинает развиваться процесс многоволновой дифракции.

С проникновением электронной волны в глубину кристалла рост  $A$  и развитие процесса многоволновой дифракции происходят в соответствии с кривыми рис. 1 до тех пор, пока  $A$  не достигнет на глубине  $t = \frac{1}{2s}$  своего максималь-

ного значения  $A = \frac{1}{s\xi}$ . При дальнейшем про-

никновении электронов в глубину кристалла  $A$  начинает убывать, и в соответствии с этим процесс многоволновой дифракции идет вспять (справа налево на рис. 1, начиная от значения

абсциссы, соответствующего величине  $A = \frac{1}{s\xi}$ ,

пока не будет достигнута глубина  $t = \frac{1}{s}$ , где  $A$

обращается в нуль, все  $J_n (n \neq 0)$  также обращаются в нуль, а  $J_0$  становится равным 1. С дальнейшим ростом пройденной толщины кристалла  $t$  параметр  $A$  становится отрицательным, и вновь начинается развитие процесса многоволновой дифракции до глубины  $t = \frac{3}{2s}$ , где  $A = \frac{1}{s\xi}$ . При

дальнейшем проникновении электронов в глубину кристалла абсолютное значение  $A$  начинает убывать, и процесс многоволновой дифракции вновь идет вспять, пока не будет достигнута глубина

$t = \frac{2}{s}$ , где  $A$  и все  $J_n (n \neq 0)$  обращаются в нуль,

а  $J_0 = 1$  и т. д. Из этого описания можно заключить, что на периодической составляющей отклоненной от строгого брэгговского положения, многоволновая дифракция перестает быть бесконечным процессом последовательного возбуждения рефлексов все более и более высоких порядков. Количество рефлексов систематического ряда, способных возбудиться до заметного значения интенсивности, оказывается ограниченным.

Профили интенсивности в полосах равной толщины, соответствующие значениям параметра отклонения  $s = \frac{1}{\xi}$  (см. кривые 1 и 2) и  $s = \frac{1}{2\xi}$

(см. кривые 3 и 4), представлены на рис. 2. Из этих кривых видно, что затухание пульсаций интенсивности в рефлексах по мере проникновения электронов в глубину кристалла перестает быть монотонным.

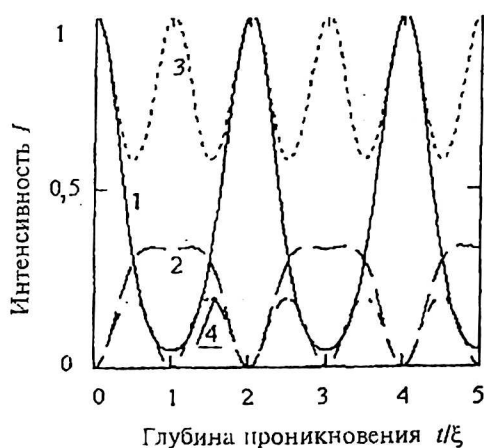


Рис. 2. Дифракция на периодической составляющей поля кристаллической решетки, отклоненной от строгого брэгговского положения.

Изменения интенсивности в рефлексах нулевого (кривые 1 и 3) и первого (кривые 2 и 4) порядков в зависимости от глубины проникновения электронов в кристалл

### Область применимости кинематической аппроксимации

Легко убедиться [5, 6], что аргумент Бесселя в (1) совпадает с выражением амплитуды дифракции в кинематической аппроксимации. Сопоставление значений функции Бесселя 1-го порядка со значениями ее аргумента [7] позволяет убедиться, что при любых значениях аргумента функция Бесселя 1-го порядка меньше своего аргумента. Отсюда можно заключить, что кинематическая аппроксимация во всех без исключения случаях дает завышенные значения амплитуды дифрагированной электронной волны. Однако в диапазоне значений аргумента

$$0 \leq A_{(hkl)} \leq 0,8 \quad (3)$$

между значениями функции Бесселя 1-го порядка и ее аргумента приблизительно имеет место прямая пропорциональная зависимость. Вне диапазона (3) различие между значениями функции Бесселя 1-го порядка и ее аргумента неограниченно возрастает. Это позволяет заключить, что при падении освещающего электронного пучка под строгим брэгговским углом (при  $s_{(hkl)} = 0$ ), когда  $A_{(hkl)}$  по мере роста толщины неограниченно возрастает, кинематическая аппроксимация дает правильное представление о характере изменения амплитуды дифракции, происходящего по мере проникновения электронов в кристалл, только в диапазоне значений толщины

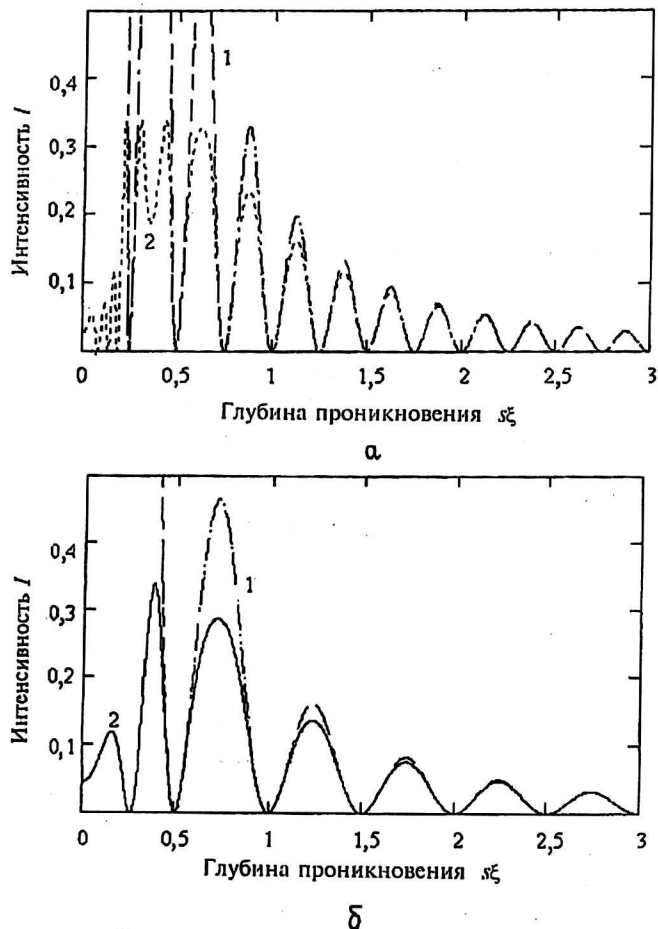
$$t \leq 0,255 \xi_{(hkl)}. \quad (4)$$

Только в пределах диапазона (4) кинематическая аппроксимация применима для оценок значений амплитуды дифрагированной электронной волны в брэгговском случае.

При отклонении освещающего пучка от строгого брэгговского направления ( $s_{(hkl)} \neq 0$ ) выполнение условия (3) зависит в первую очередь не от значения пройденной толщины кристалла  $t$ , а от параметра отклонения  $s_{(hkl)}$ . Характер этой зависимости удобно контролировать с помощью темнопольной кривой качания — кривой, описывающей зависимость интенсивности электронной волны в дифракционном рефлексе 1-го порядка от параметра  $s_{(hkl)} \xi_{(hkl)}$  при фиксированном значении толщины  $t$  кристалла.

На рис. 3 сопоставлены две пары кривых качания, одна из которых соответствует значению толщины  $t = 4 \xi_{(hkl)}$  (см. рис. 3, а) и другая —  $t = 2 \xi_{(hkl)}$  (см. рис. 3, б). В каждой паре одна из кривых (кривая 1) рассчитана на основе кинематической аппроксимации, а вторая (кривая 2) — по формуле (1). Для сравнения значения интенсивности, полученные на основе кинематиче-

ской аппроксимации (кривые 1), уменьшены в четыре раза.



**Рис. 3. Темнопольные кривые качания.**  
 Изменения интенсивности в рефлексе первого порядка при вариациях соотношения между направлением входа дифрагирующих электронов в решетку и ориентацией решетки:  
 а, б — расчет на основе двух аппроксимаций:  
 $t = 4 \xi_{(hkl)}$  (а);  $t = 2 \xi_{(hkl)}$  (б)

Анализ кривых на рис. 3 показывает, что различия между кривыми 1 и 2 в характере периодичности полос равного наклона, обусловленные эффектами многоволновой дифракции на периодической составляющей  $F_{(hkl)ф.м}$  сосредоточены в диапазоне  $s_{(hkl)} \xi_{(hkl)} \leq 1$ . Это позволяет заключить, что в области значений параметра отклонения, удовлетворяющих условию

$$s_{(hkl)} \xi_{(hkl)} \geq 1, \quad (5)$$

кинематическая аппроксимация применима и при толщинах кристалла, существенно превышающих значение, определяемое условием (4).

Подчеркнем, что условие (5) применимости кинематической аппроксимации является менее жестким, чем условие  $s_{(hkl)} \xi_{(hkl)} \gg 1$  предельного перехода в кинематическое приближение динамических аппроксимаций, оперирующих блоховскими волновыми функциями, данное в [5].

### Решетка Рэлея как реальный физический объект.

#### Экспериментальное подтверждение

Решетка Рэлея с функцией пропускания

$$F(x) = A \exp(i \frac{2\pi}{d} x),$$

которой оперируют в теоретической волновой оптике [8], — это модель дифракционной решетки, обладающей предельно простым характером отклоняющего воздействия.

Дифракционное взаимодействие плоской монохроматической волны с этой решеткой дает только один дифракционный спектр — спектр 1-го порядка, другими словами, приводит к изменению направления распространения этой волны на угол, равный углу дифракции.

Результаты анализа, выполненного в данном цикле статей, позволяют утверждать, что решетка Рэлея — это реальный физический объект. Согласно (1'') из [2], поле кристаллической решетки можно представить как дискретную суперпозицию решеток Рэлея. Амплитудный множитель решетки Рэлея, имеющий номер  $n$  в этой суперпозиции, определяется функцией Бесселя 1-го рода,  $n$ -го порядка. Аргумент функции Бесселя определяется выражением (3) из [2]. Его величина зависит от направления в пространстве кристаллической решетки и толщины кристалла в этом направлении.

Из сопоставления соотношения (1) из данной статьи с соотношениями (1) — (1'') из [2] можно заключить, что каждый рефлекс на картине дифракции, полученной от кристалла, обусловлен дифракционным взаимодействием освещающей плоской волны с одной из решеток Рэлея, и амплитуда дифрагированной электронной волны в данном рефлексе прямо пропорциональна амплитудному множителю этой решетки Рэлея.

Экспериментальное подтверждение этого заключения можно получить путем количественного сопоставления величин пиков профиля интенсивности полос равной толщины, рассчитанного по формуле (1), с денситограммами экспериментальных профилей интенсивности толщинных полос. Такие экспериментальные профили изготовлены в [9] по результатам денситометрирования светопольных изображений, полученных для нескольких систематических (строгих брэгговских) направлений на клинообразных образцах алюминия и сплава алюминия с никелем. Сравнение их с кривой 0 на рис. 1 обнаруживает полное количественное совпадение расчетного и экспериментального профилей полос равной толщины.

Это совпадение позволяет утверждать, что изменения амплитуды электронной волны в дифракционном рефлексе на экспериментальной электронограмме, сопровождающие изменение

пройденной электронами толщины  $t$  кристалла, действительно соответствует изменениям амплитудного множителя решетки Рэлея, ответственной за возбуждение этого рефлекса.

### Особенности разложения пространственной структуры кристаллической решетки, выявляемого в процессе дифракции

Применение принципа Гюйгенса в форме дифракционного интеграла Кирхгофа помогает раскрыть важную особенность дифракционного взаимодействия плоской электронной волны с периодическим полем кристаллической решетки.

Особенность эта заключается в том, что выявляемое в процессе дифракции разложение пространственной структуры поля кристаллической решетки на периодические составляющие следует представлять как двухступенчатый процесс. Описывать этот процесс следует двукратным применением преобразования Фурье. Первая ступень разложения включает в себя разложение трехмерной структуры на одномерные периодические составляющие, вторая ступень — разложение каждой одномерной периодической составляющей на такие периодические компоненты, каждая из которых принимает участие в возбуждении на картине дифракции только одного рефлекса.

Рассматриваемая особенность дифракционного взаимодействия обусловлена тем, что одномерная периодическая составляющая  $F_{(hkl)ф.м.}$ , получаемая в результате разложения в ряд Фурье трехмерной пространственной структуры поля кристаллической решетки, сама способна вести себя по отношению к плоской электронной волне как сложный сильно рассеивающий объект. Структура этого объекта может содержать в своем составе бесконечный спектр периодических компонент, характеризующихся кратными пространственными частотами (дробными периодами).

Приведенное альтернативное описание (1<sup>о</sup>) [2] периодической составляющей  $F_{(hkl)ф.м.}$  равноценно операции преобразования Фурье, используемой при определении амплитудной функции дифракционного интеграла Кирхгофа, и представляет аналитическое описание этого спектра пространственных периодических компонент в виде бесконечной суперпозиции дифракционных решеток Рэлея. Амплитуды этих решеток соотносятся как функции Бесселя 1-го рода. Порядок каждой функции Бесселя соответствует порядковому номеру компоненты в суперпозиции.

Дифракционный интеграл Кирхгофа описывает взаимодействие электронов с периодической составляющей  $F_{(hkl)ф.м.}$  как процесс кратного “перекачивания” электронов между рефлексами и участвует в этом процессе целая

последовательность рефлексов. Положения последних на дифракционной картине определяются положениями главных максимумов интерференционного множителя и совпадает с положениями рефлексов систематического ряда. При этом перераспределение электронов между рефлексами по мере углубления волнового фронта в решетку происходит таким образом, что значения амплитуды дифракции в указанных рефлексах тоже соотносятся как функции Бесселя соответствующего порядка.

Это позволяет сделать вывод, что амплитудная функция дифракционного интеграла Кирхгофа, представляющая собой операцию преобразования Фурье, примененную к функции пропускания одного периода периодической составляющей  $F_{(hkl)ф.м.}$ , дает описание набора амплитуд решеток Рэлея, составляющих спектр периодических компонент, каждая из которых принимает участие в возбуждении на картине дифракции только одного рефлекса.

Таким образом, взаимодействие электронов с набором дифракционных решеток Рэлея, ориентированных параллельно друг другу, возбуждает на картине дифракции последовательность рефлексов, и значения амплитуды электронной волны в этих рефлексах соотносятся друг с другом как амплитуды соответствующих решеток Рэлея.

Отмеченные две ступени процесса разложения пространственной структуры, выявляемого в дифракционном воздействии, по-разному проявляются на картине дифракции. Первая ступень разложения полностью определяет характер расположения рефлексов на картине дифракции. Периодические компоненты, выявляемые на второй ступени разложения, ничего не меняют в характере расположения, рефлексов, но от них зависят соотношение интенсивности рефлексов и характер изменения интенсивности в рефлексе по мере проникновения электронной волны в кристалл.

### Заключение

Получено строгое аналитическое соотношение, которое описывает в динамическом приближении амплитуду электронной волны, испытывающей дифракционное рассеяние на кристаллической решетке. Соотношение получено путем подстановки в дифракционный интеграл Кирхгофа выражений функции пропускания, полученных в части II данной работы (см. вып. 4, 2002 г.). Подтвержден двухступенчатый характер процесса разложения пространственной структуры поля кристаллической решетки на периодические составляющие, выявляемого в процессе дифракции электронов на кристаллической решетке.

Представление о двух ступенях разложения пространственной структуры можно рассматривать как вклад в разработку теории дифракции и теории формирования изображения для "сильных" (сильно рассеивающих) объектов — в противоположность "слабым" объектом, для которых разработана теория передаточных функций и которыми оперируют в методе "физической оптики" [2] и в кинематической теории дифракции [1].

Определены условия (толщина кристалла и величина параметра отклонения), при которых полученное соотношение и выражение кинематической аппроксимации теории дифракции дают сопоставимые значения амплитуды электронной волны, испытавшей дифракционное рассеяние на кристаллической решетке. Необходимо отметить, что полученное здесь условие применимости кинематической аппроксимации является менее жестким, чем условия предельного перехода в кинематическое приближение динамических аппроксимаций, оперирующих блоховскими волновыми функциями.

## Л и т е р а т у р а

1. Гришина Т. А., Васичев Б. Н. Применение представлений волновой электронной оптики для описания процесса взаимодействия электронов с полем кристаллической решетки электронно-микроскопического объекта. Часть I. Функция пропускания кристаллической решетки электронной волны//Прикладная физика. 2002. № 4. С. 5.
2. Гришина Т. А., Васичев Б. Н. Применение представлений волновой электронной оптики для описания процесса взаимодействия электронов с полем кристаллической решетки электронно-микроскопического объекта. Часть II. Влияние направления в пространстве кристаллической решетки на характер функции пропускания//Там же. С. 14.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики — М.: Наука, 1973.
4. Гришина Т. А., Васичев Б. Н.//Известие РАН. Сер. физ. 2001. Т. 65. № 9. С. 1247.
5. Хирш П., Хови А., Николсон Р., Пэшли Д., Уэлан М. Электронная микроскопия тонких кристаллов. — М.: Мир, 1968.
6. Хейденрайх Р. Основы просвечивающей электронной микроскопии. — М.: Мир, 1966.
7. Справочник по специальным функциям/Под ред. М. Абрамовица, И. Стигана — М.: Наука, 1979.
8. Ландсберг Г. С. Оптика. — М.: Наука, 1976.
9. Sato K., Donovan P. E., Stobbs W. M.//Phys. Stat. Sol. A. 1989. V. 115. P. 61.

## The application of the wave electron optics conception for the description of the electron — lattice field interaction in the electron microscopy

*Part III. The rigorous analytical description of the electrons on the crystal lattice dynamical many beam diffraction by use of the Kirchhoff's diffraction integral*

*T. A. Grishina, O. D. Potapkin*

Research Institute for Electron and Ion Optics, Moscow, Russia

*B. N. Vasichev*

Moscow Institute for Electronics and Mathematics (Technical University), Moscow, Russia

*The rigorous analytical description of the electrons on the crystal lattice dynamical many beam diffraction was obtained by substituting to the Kirchhoff's diffraction integral of the expression for the electron-optical transparency function of the crystal lattice field for the electron wave.*