

УДК 621.385.833

# Применение электронно-оптической формулировки динамического дифракционного рассеяния электронов на кристаллической решетке для объяснения эффектов аномальной абсорбции на изображениях кристаллических объектов в просвечивающем электронном микроскопе

Т. А. Гришина

Государственное предприятие "Научно-исследовательский институт электронной и ионной оптики", Москва, Россия

В. Ю. Гришина

Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия

*Представления электронно-оптической аппроксимации теории дифракционного взаимодействия электронов с периодическим полем кристаллической решетки, сформулированные в работах [1] и [2], применены для расчета и анализа расчетных профилей интенсивности полос равной толщины и кривых качания. Результаты анализа использованы для объяснения происхождения эффектов аномальной абсорбции, наблюдаемых при исследовании монокристаллических объектов методами просвечивающей электронной микроскопии.*

Эффекты аномальной абсорбции экспериментально обнаруживаются на электронно-микроскопических изображениях клинообразных и изогнутых пластинчатых кристаллов. В случае клинообразного монокристалла они проявляются в аномально быстром затухании контраста толщинных полос при освещении объекта под брэгговским углом, а на изогнутом монокристалле наблюдаются в виде экстинкционных изгибных контуров.

В рамках аппроксимаций теории дифракции, оперирующих блоховскими волновыми функциями [3], для объяснения эффектов аномальной абсорбции используют феноменологический прием, декларируют наличие мнимой составляющей потенциала кристаллической решетки и подбирают подходящую величину абсорбционного коэффициента.

Описание разложения пространственной структуры кристалла нецелесообразно останавливать на этапе фурье-преобразования, эту процедуру следует продолжить, подбергув каждую фурье-компоненту поля решетки дальнейшему разложению на периодические составляющие, разработан также оптимальный способ такого разложения [1, 2]. Тем самым обоснована способность фурье-составляющей поля кристаллической решетки к участию в одновременном возбуждении нескольких рефлексов систематического ряда и определены условия реализации такой способности.

В данной работе установлено, что это свойство фурье-компоненты, названное в [2] дисперсией второго порядка, позволяет обосновать существование эффектов аномальной абсорбции, не прибегая к феноменологическим приемам.

Предложена модификация кривой качания, позволяющая использовать эту расчетную кривую для анализа профилей интенсивности  $K$ -линий [4]. Проанализированы факторы, от которых зависит угловая ширина  $K$ -линий.

### Описание дифракционного взаимодействия электронов с кристаллической решеткой

Как и в многоволновой теории дифракции Бете [4], процесс взаимодействия когерентного пучка электронов с каждой периодической составляющей  $(hkl)$  поля кристаллической решетки рассматривается в [1] и [2] отдельно и описывается с помощью отдельного соотношения. Но способ аппроксимации периодической составляющей поля решетки совсем другой. Соответственно и результат дифракционного взаимодействия получен не в форме суперпозиции блоховских волновых функций, а в виде аналитического выражения, которое описывает распределение результирующих амплитуд и фаз дифрагированной волновой функции  $\Psi_{(hkl)}$  по углам дифракции  $\theta$  и по глубине  $t$  проникновения электронов в кристалл. Амплитудный множитель в этом выражении волновой функции  $\Psi_{(hkl)}$  описывается соотношением

$$\Psi_{(hkl)}^{\text{ампл}}(\theta, t) = J_n \left[ \frac{2 \sin(\pi s_{(hkl)} t)}{s_{(hkl)} \xi_{(hkl)}} \right] = J_n[A]. \quad (1)$$

Здесь  $J_n$  — функция Бесселя первого рода  $n$ -го порядка. В выражение аргумента  $A$  функции Бесселя в амплитудном множителе кроме длины пути  $t$ , пройденного электронами в кристаллической решетке, входят экстинкционная длина  $\xi_{(hkl)}$  и параметр отклонения  $s_{(hkl)}$ , который характеризует отклонение освещающего электронного пучка от систематического (строгого брэгговского) направления и описывается выражением

$$s_{(hkl)} = g_{(hkl)} \sin \delta\theta, \quad (2)$$

где  $g_{(hkl)}$  — вектор обратной решетки, соответствующий периодической составляющей  $(hkl)$ ;  $\delta\theta$  — угол между направлением падения освещающего пучка и систематическим направлением для  $(hkl)$ .

### Расчетные профили интенсивности полос равной толщины и кривых качания. Сопоставление расчета с экспериментом

Поскольку (1) описывает амплитуду (и интенсивность) дифрагированной электронной волны как функцию пути  $t/\xi_{(hkl)}$ , пройденного электронами в кристалле, и параметра отклонения  $s_{(hkl)}\xi_{(hkl)}$ , оно, по сути, является выражением, описывающим профили интенсивности полос равной толщины и кривых качания. Для исследования эффектов аномальной абсорбции такой способ описания результатов дифракции представляется оптимальным. Для построения с помощью (1) расчетных профилей полос равной толщины и кривых качания (иллюстрирующих участие одной периодической составляющей поля решетки в возбуждении нескольких рефлексов систематического ряда как проявление дисперсии второго порядка), представленных на рис. 1—4, не потребовалось ни составления программ расчета, ни компьютера. Достаточно было таблиц функций Бесселя [5].

Благодаря тому, что при  $s_{(hkl)} \neq 0$  аргумент функции Бесселя в (1) является периодической функцией  $t$ , а при  $s_{(hkl)} = 0$  становится линейной функцией  $t$ , систематический случай должен коренным образом отличаться от несистематического по характеру изменений амплитуды дифракции, сопровождающих

изменения  $t$ . Отличие это видно при сопоставлении профилей интенсивности на рис. 1 и на рис. 2. Оно таково, что при переходе к систематическому случаю амплитуды осцилляций интенсивности в рефлексе нулевого порядка начинают монотонно убывать с возрастанием  $t$ . Количественное сопоставление величин пиков расчетного профиля интенсивности полос равной толщины для светлопольного изображения (кривая 0, см. рис. 1) с денситограммами экспериментальных профилей интенсивности толщинных полос, которые в [6] получены для нескольких систематических направлений на образцах алюминия и сплава алюминия с никелем, обнаруживает полное количественное совпадение теории и эксперимента.

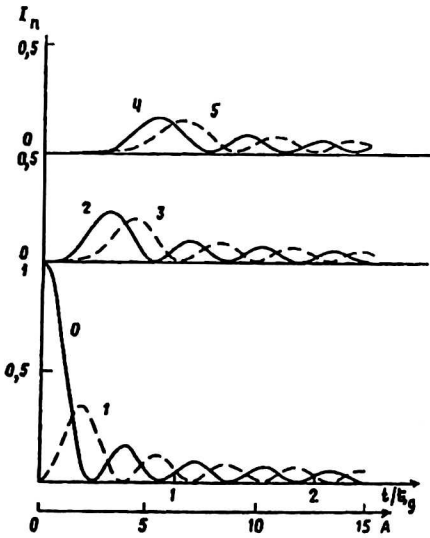


Рис. 1. Профили интенсивности полос равной толщины. Строгое брэгговское положение  $s(hkl) = 0$ . Цифры у кривых — порядковый номер рефлекса в систематическом ряду. На дополнительной оси абсцисс — значения аргумента  $A$  функции Бесселя в формуле (1)

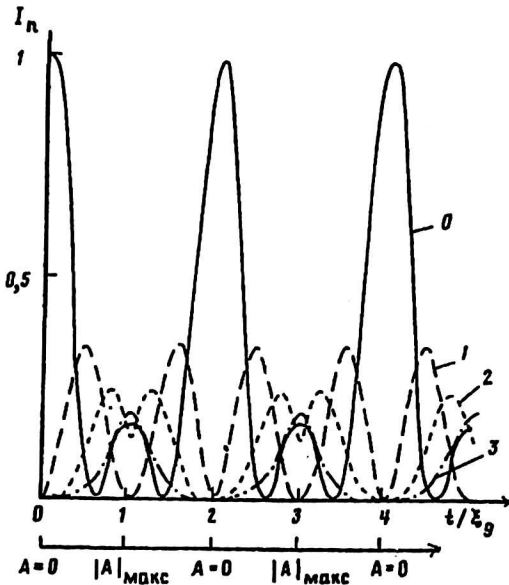


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для отклонения от строгого брэгговского положения. На дополнительной оси абсцисс отмечены точки, соответствующие максимальным и нулевым значениям модуля аргумента функции Бесселя в формуле (1)  $s(hkl) = 1/2\xi(hkl) \cdot |A_{\max}| = 4$

Предпринятая в [6] аппроксимация этих же экспериментальных профилей интенсивности суперпозицией блоховских волн, выполненная и в двухволновом, и в многоволновом приближениях, дает расхождение эксперимента и

теории, измеряемое сотнями процентов. Только изощренным подбором абсорбционных коэффициентов удастся достичь приемлемого соответствия расчета и эксперимента.

### Эффекты аномальной абсорбции — проявление дисперсии второго порядка пространственной структуры поля решетки

Электронно-оптическая формулировка динамического дифракционного взаимодействия электронов с кристаллической решеткой, изложенная в [1] и [2], не только обеспечивает адекватную количественную аппроксимацию полученных в [6] экспериментальных данных о затухании интенсивности толщинных полос. Она позволяет предложить убедительное физическое истолкование возникновения эффекта аномальной абсорбции на картине толщинных полос, не прибегая к феноменологическим приемам, как это приходится делать в рамках теории многоволновой динамической дифракции, оперирующей волновыми функциями Блоха [3]. Линейная зависимость от  $t$  аргумента функции Бесселя в (1), которая имеет место при  $s_{(hkl)} = 0$ , позволяет описывать отклоняющее воздействие фурье-компоненты поля решетки на электроны пучка в систематическом случае как следствие явления, названного в [2] дисперсией второго порядка. Суть его в том, что взаимодействие когерентного пучка электронов с одной фурье-составляющей поля решетки  $F_{(hkl)}$  приводит к возбуждению на дифракционной картине не пары точечных рефлексов (000) и  $(hkl)$ , а бесконечно протяженного распределения дифрагированной волны, описываемого выражением (1). Пики этого бесконечно протяженного распределения дифрагированной волны образуют на дифракционной картине систематический ряд рефлексов (000),  $(hkl)$ ,  $(2h2k2l)$ ,  $(3h3k3l)$ ...

Порядок функции Бесселя в (1) совпадает с порядком дифракционного рефлекса в систематическом ряду. Он определяется целым числом  $n$ , которое связано с углом дифракции соотношением

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

где  $d_{(hkl)}$  — пространственный период фурье-компоненты  $F_{(hkl)}$  поля решетки, равный межплоскостному расстоянию плоскостей с миллеровскими индексами  $(hkl)$ ;  $\lambda$  — длина волны дифрагирующих электронов.

Благодаря дисперсии второго порядка, ответственным за возбуждение рефлекса  $j$ -го порядка в систематическом ряду является не только процесс дифракционного взаимодействия электронной волны с фурье-компонентой  $F_{(jhjkjl)}$ . Определенный вклад в возбуждение этого рефлекса дает и процесс дифракционного взаимодействия электронной волны с фурье-компонентой  $F_{(hkl)}$ . Этот вклад описывается функцией Бесселя  $j$ -го порядка

$$J_j \left[ \frac{2 \sin(\pi s_{(hkl)} t)}{s_{(hkl)} \xi_{(hkl)}} \right],$$

в аргументе которой фигурируют параметр отклонения и

экстинкционная длина, свойственные фурье-компоненте  $F_{(hkl)}$ . Вклад в возбуждение того же рефлекса взаимодействия электронов с фурье-

компонентой  $F_{(jhjkjl)}$  следует описывать функцией  $J_1 \left[ \frac{2 \sin(\pi s_{(jhjkjl)} t)}{s_{(jhjkjl)} \xi_{(jhjkjl)}} \right]$ . В аргументе этой функции Бесселя первого порядка должны фигурировать

параметр отклонения и экстинкционная длина, свойственные фурье-компоненте  $F(jhikjl)$ . Другими словами, дисперсия второго порядка неизбежно должна придавать любому дифракционному рефлексу, имеющему порядок выше первого, вырожденный характер.

Представление о дисперсии второго порядка позволяет описать эффекты аномальной абсорбции на картине толщинных полос как прямое следствие возбуждения систематического ряда рефлексов и "перекачивания" электронной волны в рефлексы все более высоких порядков. Эффекты аномальной абсорбции на светлопольной картине толщинных полос можно, в свою очередь, рассматривать как косвенное экспериментальное подтверждение реального существования дисперсии второго порядка.

Прямое и однозначное экспериментальное подтверждение существования дисперсии второго порядка было получено, когда удалось убедиться в том, что дифракционные рефлексы порядка выше первого действительно имеют вырожденный характер [7]. В этом эксперименте тоже были использованы полосы равной толщины на изображениях клинообразного участка монокристалла. Однако объектом анализа в [7] были картины толщинных полос, полученные в темнопольном режиме. Анализировали изменения в характере расположения толщинных полос на серии темнопольных микрофотографий одного и того же клинообразного участка на краю дырки травления в монокристаллической пластине кремния [001].

Микрофотографии были получены в рефлексах (220) и (440) при падении освещающего пучка под брэгговским углом для (220) и под брэгговским углом для (440). Было установлено, что фурье-компонента (220) действительно одновременно участвует в возбуждении и рефлекса (220), и рефлекса (440). Было не только подтверждено существование дисперсии второго порядка, но и установлено, что при падении электронного пучка под брэгговским направлением для  $(hkl)$  систематический ряд рефлексов возбуждается преимущественно не за счет взаимодействия электронной волны с фурье-компонентами  $(hkl)$ ,  $(2h2k2l)$ ,  $(3h3k3l)$ , ..., а за счет взаимодействия электронной волны с семейством компонент, представляющим собой дисперсию второго порядка той единственной фурье-компоненты  $(hkl)$ , которая находится в брэгговском положении по отношению к освещаемому пучку.

### Угловая область, где проявляются эффекты аномальной абсорбции

Только при  $s_{(hkl)} = 0$  аргумент функции Бесселя в (1) монотонно и неограниченно возрастает с увеличением  $t$ . При  $s_{(hkl)} \neq 0$  этот аргумент — периодическая функция  $t$  и максимально достижимая величина его модуля быстро убывает с возрастанием параметра отклонения. Поэтому дисперсия второго порядка (возбуждение бесконечного систематического ряда рефлексов на дифракционной картине) и вызванный ею экстремальный всплеск отклоняющего воздействия на электроны пучка со стороны фурье-компоненты поля решетки в полной мере имеют место только в систематическом направлении, а в ограниченном виде — в примыкающем к систематическому направлению малом пространственном угле.

Размер примыкающей к систематическому направлению угловой зоны, в пределах которой влияние дисперсии второго порядка и обусловленных ею эффектов аномальной абсорбции еще остается заметным, удобнее всего оценивать с помощью кривых качания.

параметр отклонения и экстинкционная длина, свойственные фурье-компоненте  $F(jhjkjl)$ . Другими словами, дисперсия второго порядка неизбежно должна придавать любому дифракционному рефлексу, имеющему порядок выше первого, вырожденный характер.

Представление о дисперсии второго порядка позволяет описать эффекты аномальной абсорбции на картине толщинных полос как прямое следствие возбуждения систематического ряда рефлексов и "перекачивания" электронной волны в рефлексы все более высоких порядков. Эффекты аномальной абсорбции на светлопольной картине толщинных полос можно, в свою очередь, рассматривать как косвенное экспериментальное подтверждение реального существования дисперсии второго порядка.

Прямое и однозначное экспериментальное подтверждение существования дисперсии второго порядка было получено, когда удалось убедиться в том, что дифракционные рефлексы порядка выше первого действительно имеют вырожденный характер [7]. В этом эксперименте тоже были использованы полосы равной толщины на изображениях клинообразного участка монокристалла. Однако объектом анализа в [7] были картины толщинных полос, полученные в темнопольном режиме. Анализировали изменения в характере расположения толщинных полос на серии темнопольных микрофотографий одного и того же клинообразного участка на краю дырки травления в монокристаллической пластине кремния [001].

Микрофотографии были получены в рефлексах (220) и (440) при падении освещающего пучка под брэгговским углом для (220) и под брэгговским углом для (440). Было установлено, что фурье-компонента (220) действительно одновременно участвует в возбуждении и рефлекса (220), и рефлекса (440). Было не только подтверждено существование дисперсии второго порядка, но и установлено, что при падении электронного пучка под брэгговским направлением для  $(hkl)$  систематический ряд рефлексов возбуждается преимущественно не за счет взаимодействия электронной волны с фурье-компонентами  $(hkl)$ ,  $(2h2k2l)$ ,  $(3h3k3l)$ , ..., а за счет взаимодействия электронной волны с семейством компонент, представляющим собой дисперсию второго порядка той единственной фурье-компоненты  $(hkl)$ , которая находится в брэгговском положении по отношению к освещающему пучку.

### Угловая область, где проявляются эффекты аномальной абсорбции

Только при  $s_{(hkl)} = 0$  аргумент функции Бесселя в (1) монотонно и неограниченно возрастает с увеличением  $t$ . При  $s_{(hkl)} \neq 0$  этот аргумент — периодическая функция  $t$  и максимально достижимая величина его модуля быстро убывает с возрастанием параметра отклонения. Поэтому дисперсия второго порядка (возбуждение бесконечного систематического ряда рефлексов на дифракционной картине) и вызванный ею экстремальный всплеск отклоняющего воздействия на электроны пучка со стороны фурье-компоненты поля решетки в полной мере имеют место только в систематическом направлении, а в ограниченном виде — в примыкающем к систематическому направлению малом пространственном угле.

Размер примыкающей к систематическому направлению угловой зоны, в пределах которой влияние дисперсии второго порядка и обусловленных ею эффектов аномальной абсорбции еще остается заметным, удобнее всего оценивать с помощью кривых качания.

На рис. 3 представлены кривые качания, рассчитанные по формуле (1) для толщин  $t = \xi_{(hkl)}$  и  $t = 4\xi_{(hkl)}$ . Видно, что при обеих толщинах модулирующее влияние дисперсии второго порядка сосредоточено в диапазоне значений параметра отклонения

$$0 \leq s_{(hkl)} \xi_{(hkl)} \leq 1. \quad (2)$$

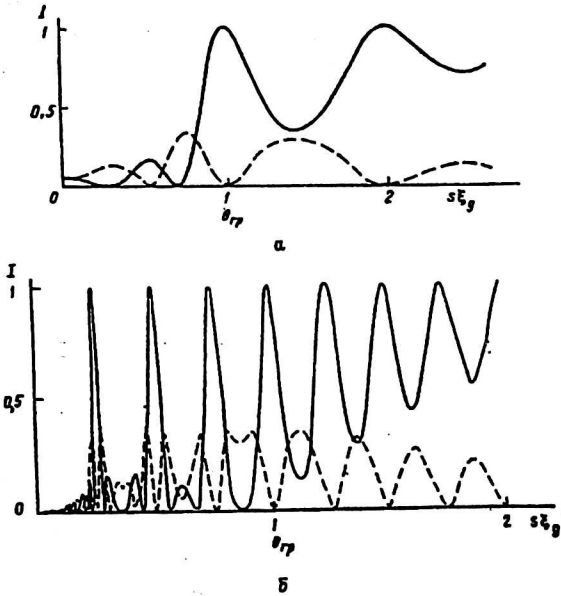


Рис. 3. Профили кривых качания: изменение интенсивности в дифракционных рефлексах нулевого (сплошная линия) и первого (штриховая линия) порядков при вариациях соотношения между направлением входа дифрагирующих электронов в кристаллическую решетку и ее ориентацией: а —  $t = \xi_{(hkl)}$ ; б —  $t = 4\xi_{(hkl)}$

За пределами этой области модуляций при выполнении условия

$$s_{(hkl)} \xi_{(hkl)} > 1 \quad (3)$$

периодичность полос равного наклона определяется практически только периодичностью функции  $\sin(\pi s_{(hkl)} t)$  в аргументе функции Бесселя в формуле (1).

Следовательно, при выполнении условия (3) выражение для амплитуды дифракции (1) совершает предельный переход в кинематическую аппроксимацию, и взаимодействие с периодической составляющей  $(hkl)$  вносит заметный вклад в возбуждение только двух рефлексов систематического ряда  $(000)$  и  $(hkl)$ .

Модулирующее влияние дисперсии второго порядка в диапазоне (4) проявляется в снижении общего уровня интенсивности и в наложении на периодичность, обусловленную функцией  $\sin(\pi s_{(hkl)} t)$ , дополнительной периодичности, обусловленной функцией Бесселя.

Для сравнения подчеркнем, что условие (3) предельного перехода электронно-оптической формулировки динамического дифракционного рассеяния электронов на кристаллической решетке в кинематическое приближение является менее жестким, чем условие

$$s_{(hkl)} \xi_{(hkl)} \gg 1$$

предельного перехода в кинематическое приближение для аппроксимаций, оперирующих блоховскими волновыми функциями, данное в [3].

### **К-линии — разновидность брэгговских экстинкций**

Выше было показано, что учет дисперсии второго порядка позволяет без привлечения каких-либо феноменологических приемов рассчитывать и строить кривые качания, которые обосновывают и наглядно демонстрируют неизбежность возникновения брэгговских экстинкций — экстремального всплеска рассеивающего отклоняющего воздействия кристаллической решетки на электроны, сопутствующего каждому систематическому (строгому брэгговскому) направлению в решетке. Возможность построения таких кривых качания позволяет расширить традиционную область применения кривых качания, распространив ее на *K*-линии (линии Кикучи, псевдокоселевы линии, картины каналирования [4]).

Как и экстинкционные изгибные контуры, *K*-линии возникают при вариациях соотношения между направлением входа электронов в решетку и пространственной ориентацией решетки. В случае экстинкционных изгибных контуров имеют место вариации пространственной ориентации решетки (изгиб монокристаллической фольги) при неизменном направлении освещающего параллельного пучка электронов, а в случае *K*-линий — вариации направлений входа дифрагирующих электронов в решетку (когда диапазон направлений входа электронов в решетку перекрывает одновременно множество систематических направлений в решетке) при единой и неизменной пространственной ориентации решетки монокристаллического объекта. Это сходство позволяет отнести *K*-линии к брэгговским экстинкциям, как и экстинкционные изгибные контуры.

Для выяснения факторов, от которых зависят профиль, контраст и угловая ширина этой второй разновидности брэгговских экстинкций, предлагается анализировать область модуляций на кривых качания. Сопоставление областей модуляции на рис. 3 показывает, что с возрастанием толщины монокристалла происходят усложнение профиля области модуляций и уменьшение видимой угловой ширины провала интенсивности, отождествляемого с брэгговской экстинкцией. Поэтому для построения расчетных профилей интенсивности *K*-линий, для оценки верхнего предела угловой ширины и анализа контраста *K*-линий, а также для выяснения факторов, от которых зависят эти параметры *K*-линии, целесообразно использовать кривую качания, соответствующую толщине кристалла  $t = 0,383 \xi_{(hkl)}$ . Этой кривой свойственны наиболее простой профиль области модуляций и максимальная видимая угловая ширина брэгговской экстинкции.

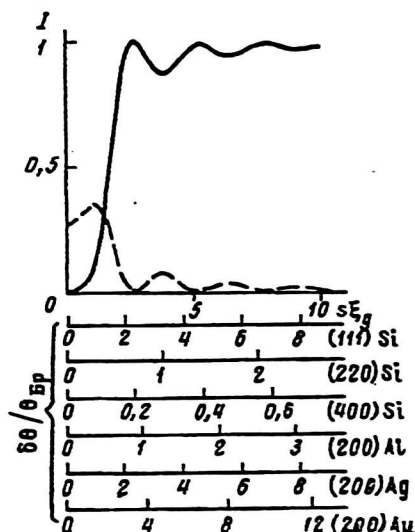
### **Модифицированная кривая качания**

Чтобы превратить кривую качания в профиль интенсивности *K*-линии, ее необходимо модифицировать, перейдя от обобщенного масштаба деления оси абсцисс в единицах безразмерного параметра отклонения  $s_{(hkl)} \xi_{(hkl)}$  к масштабу, связанному с конкретной периодической составляющей в конкретной кристаллической решетке. Для перехода к новому масштабу нужна вспомогательная шкала для пересчета величин угловых отклонений.

Рис. 4 иллюстрирует процесс модификации. Это кривая качания, рассчитанная для  $t = \xi_{(hkl)}/\pi$  по формуле (1). По оси абсцисс отложены значения безразмерного параметра отклонения  $s_{(hkl)} \xi_{(hkl)}$ , а ниже нанесено несколько таких вспомогательных шкал, где отклонение от строго брэгговского направления

представлено в безразмерных относительных единицах  $\delta\theta/\theta_{\text{Бр}}$  ( $\theta_{\text{Бр}}$  — угол Брэгга, определяемый соотношением  $\sin \theta_{\text{Бр}} = \lambda/2d_{(hkl)}$ ).

Рис. 4. Модифицированные кривые качания: светлополюсная (сплошная) и темнопольная (пунктирная)



В основу установления масштаба каждой вспомогательной шкалы положена верхняя граница  $\theta_{\text{Гр}}$  диапазона угловых отклонений  $\delta\theta/\theta_{\text{Гр}}$ , определена из условия (2). Она отделяет на светлополюсной кривой качания область модуляции — область, в пределах которой возможны погасания (обращения в нуль) интенсивности нулевого рефлекса. Отношение единиц основной и вспомогательной шкал принято равным

$$\theta_{\text{Гр}}/\theta_{\text{Бр}} = 2d^2_{(hkl)}/\lambda\xi_{(hkl)}. \quad (4)$$

При получении (4) использована замена  $\sin\theta_{\text{Бр}} \approx \theta_{\text{Бр}}$ ,  $\sin\theta_{\text{Гр}} \approx \theta_{\text{Гр}}$ , а также известное соотношение

$$g(hkl) = 1/d(hkl).$$

Из рис. 4 видно, что максимальная угловая ширина  $K$ -линии (полуширина провала интенсивности) равна

$$\theta_{\text{K-линии}}^{\text{макс}} = 1,6\theta_{\text{Гр}}. \quad (5)$$

Относительная угловая ширина  $K$ -линии (отношение ширины  $K$ -линии к расстоянию между линиями, составляющими пару) будет

$$\theta_{\text{K-линии}}^{\text{макс}} / 2\theta_{\text{Бр}} = 1,6d^2_{(hkl)} / \lambda\xi_{(hkl)}. \quad (6)$$

Из соотношения (6) следуют два вывода:

1. При достаточно высоких энергиях, когда справедливо соотношение

$$\lambda\xi_{(hkl)} = \text{const},$$

отношение угловой ширины  $K$ -линии к расстоянию между линиями, составляющими пару, не зависит от энергии дифрагирующих электронов и представляет величину, характерную только для данной периодической составляющей и данной кристаллической решетки.

Поскольку относительный угловой размер  $K$ -линии находится в однозначной зависимости от экстинкционной длины, открывается возможность принципиально нового использования  $K$ -линий — возможность экспериментального определения с их помощью экстинкционных длин, а значит, и фурье-компонент поля решетки исследуемого объекта. В перспективе это могло бы стать основой для разработки еще одного метода локального анализа объекта в просвечивающей электронной микроскопии.

2. Модифицированные кривые качания можно использовать для построения расчетных профилей и анализа контраста при разных режимах получения  $K$ -линий.

### Заключение

Предложена новая физическая интерпретация эффектов аномальной абсорбции на картинах толщинных полос и в брэгговских экстинкциях. Их возникновение описано как результат наличия дисперсии второго порядка, которая в максимальной степени проявляется на периодических составляющих поля решетки, находящихся в систематическом (строгом брэгговском) положении по отношению к освещенному пучку. Дисперсия второго порядка проявляется в возбуждении бесконечного систематического ряда дифракционных рефлексов за счет взаимодействия электронной волны с одной и той же периодической составляющей. В полной мере этот процесс проявляется только в отношении электронов, входящих в кристалл строго под брэгговским углом, и очень быстро убывает с увеличением параметра отклонения.

Показано, что после соответствующей модификации можно расширить диапазон применения кривых качания и использовать их для анализа профилей интенсивности  $K$ -линий. Проанализированы факторы, от которых зависит угловая ширина  $K$ -линий.

### 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. Хири П., Хови А., Николсон Р., Пэшли Д., Уэлан М. Электронная микроскопия тонких кристаллов. — М.: Мир, 1968.
4. Каули Дж. Физика дифракции. — М.: Мир, 1979.
5. Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамовица, И. Стиган. — М.: Наука, 1979.
6. Sato K., Donovan P. E., Stobbs W. M. // Phys. Stat. Sol. A. 1989. V. 115. P. 61.
7. Гришина Т. А., Гришина В. Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. 1997. Т. 61. № 10. С. 1858.

# **Use of electron on a crystal lattice dynamic diffraction electron-optical formulation for an anomalous absorption effects on the transmission electron microscope images of crystalline objects explanation**

*T. A. Grishina*

Research Institute for Electron and Ion Optics, Moscow, Russia

*V. Yu. Grishina*

Institute for Nuclear Research, Moscow, Russia

*Electrons with a crystal lattice periodic field diffraction interaction electron-optical approximation representations are applied for the equal thickness fringes and hunting curves intensity profiles calculation and analysis. The results of the analysis used for an origin explanation of the anomalous absorption effects apparent at examination of monocrystalline objects by the transmission electron microscopy methods.*