

PACS numbers: 07.85.Jy, 61.05.cc, 61.05.cf, 61.05.cp, 61.46.Hk, 61.72.Dd, 68.55.jd

Дисперсионная чувствительность картины рассеяния к дефектам в зависимости от толщины кристаллических изделий нанотехнологий. II. Численный эксперимент

В. В. Лизунов, Е. В. Кочелаб, Е. С. Скакунова, Е. Г. Лень,
В. Б. Молодкин, С. И. Олиховский, Н. Г. Толмачёв,
Б. В. Шелудченко, С. В. Лизунова, Л. Н. Скапа

*Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины,
бульв. Акад. Вернадского, 36,
03680, ГСП, Киев-142, Украина*

На основе построенной в первой части работы обобщённой модели дисперсионночувствительной дифрактометрии неидеальных кристаллов произвольной толщины проведён анализ дифференциальных и интегральных картин рассеяния для широкого интервала эффективных толщин кристалла. Установлены дисперсионная природа и количественные особенности управляемого условиями дифракции изменения относительного вклада диффузного рассеяния, в частности, в зависимости от эффективной толщины динамически рассеивающего неидеального монокристалла, а также продемонстрированы возможности существенного повышения за счёт увеличения этого вклада информативности и чувствительности динамической дифрактометрии дефектов. Показано, что максимальные информативность и чувствительность к дефектам за счёт роста этого вклада наблюдаются в области промежуточных значений эффективной толщины кристалла. Даны практические рекомендации по выбору оптимальных комбинаций условий динамической дифракции и различных методик (интегральных и дифференциальных), обеспечивающих решение обратной многопараметрической задачи восстановления параметров сложных дефектных структур в монокристаллических изделиях современных нанотехнологий.

На основі побудованої у першій частині роботи узагальненої моделі дисперсійночутливої дифрактометрії неідеальних кристалів довільної товщини проведено аналіз диференційних та інтегральних картин розсіяння для широкого інтервалу ефективних товщин кристалу. Встановлено дисперсійну природу та кількісні особливості керованої умовами дифракції зміни відносного внеску дифузного розсіяння, зокрема, залежно від ефективної товщини неідеального монокристалу, який динамічно розсіює, а

також продемонстровано можливості істотного підвищення за рахунок збільшення цього внеску інформативності та чутливості динамічної дифрактометрії дефектів. Показано, що максимальні інформативність і чутливість до дефектів за рахунок росту цього внеску спостерігаються в області проміжних значень ефективної товщини кристалу. Надано практичні рекомендації з вибору оптимальних комбінацій умов динамічної дифракції та різних методик (інтегральних і диференціальних), які забезпечують розв'язання оберненої багатопараметричної задачі відновлення параметрів складних дефектних структур у монокристалічних виробках сучасних нанотехнологій.

Based on generalized model of dispersion-sensitive diffractometry constructed in the first part for imperfect crystals of arbitrary thickness, the analysis of differential and integral scattering patterns for a wide range of effective thickness of the crystal is carried out. The dispersion nature and quantitative features of change in the relative contribution of diffuse scattering (DS) managed by diffraction conditions, in particular, depending on the effective thickness of the dynamically scattering imperfect single crystal, are determined. The possibility of a significant increase of information value and sensitivity to defects of the dynamical diffraction due to the increasing of the DS contribution is demonstrated. As shown, the ultimate information value and sensitivity to defects due to the growth of mentioned contribution are observed at intermediate values of the effective thickness of the crystal. Practical recommendations for the choosing of optimal combinations of dynamical diffraction conditions and different (integral and differential) methods are proposed. They provide a solution of the inverse problem of recovering the multiparameter settings of complex defect structures in monocrystalline products of modern nanotechnology.

Ключевые слова: монокристалл, микродефекты, динамическая дифрактометрия, дисперсионный механизм, многопараметрическая диагностика.

(Получено 2 марта 2015 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из перспективных направлений развития современных нанотехнологий является целенаправленное создание в объёме и на поверхности изначально достаточно совершенных кристаллов многопараметрических дефектных структур, которые существенно изменяют физические свойства модифицированных систем. В связи с этим, особое значение приобретает создание возможностей для повышения чувствительности, информативности и однозначности рентгенодифракционных методов, способных обеспечить неразрушающий контроль сложных дефектных структур в кристаллах.

Как было ранее показано в рамках динамической теории рассеяния излучений неидеальными кристаллами [1–16], в отличие от

кинематического рассеяния, где в качестве нулевого приближения теории возмущений принимается падающая плоская (бегущая) волна, а в первом (кинематическом) приближении амплитуды рассеянных брэгговских и диффузных волн оказываются пропорциональными фурье-компонентам соответственно периодической «в среднем» и флуктуационной частей потенциала кристалла и этим обеспечивают реализацию амплитудного механизма влияния дефектов, как и вообще структуры кристаллов, на картину рассеяния, при учёте многократного рассеяния в первом приближении теории возмущений для системы основных уравнений динамической теории само нулевое приближение для амплитуд сильных волн в возмущённой задаче перестраивается в стоячее (блоховское) волновое поле, становящееся локализованным в кристалле, а волновой вектор сильных волн приобретает линейную по возмущению поправку, в результате чего именно он начинает зависеть от структуры и чувствует характеристики дефектов, т.е. возникает дисперсионный механизм проявления дефектов. Диффузные волны за счёт многократного перерассеяния на периодической «в среднем» части потенциала кристалла также становятся стоячими, но уже в первом для амплитуд приближении теории возмущений, однако по флуктуационной части потенциала кристалла. При этом их закон дисперсии (волновой вектор) также становится структурночувствительным, так как определяется волновым вектором преломлённой волны. В результате брэгговская и диффузная составляющие полной картины рассеяния существенно более сильно зависят за счёт указанного дисперсионного механизма не только от параметров дефектов, но и от условий динамической дифракции. Однако все эти зависимости от условий дифракции и от дефектов брэгговской и диффузной составляющих различны между собой в связи с различным характером формирования в них как амплитудного, так и дисперсионного механизмов проявления дефектов и условий дифракции, что и обеспечивает дополнительное радикальное повышение информативности и чувствительности диагностики при переходе от кинематической к динамической картине рассеяния [1–16]. При этом следует отметить, что традиционно выделяются и рассматриваются два предельных случая — приближения динамически «тонкого» и «толстого» кристаллов. Переходная область толщин кристаллов t между этими предельными случаями до сих пор изучена недостаточно, хотя именно в ней следует ожидать максимальную чувствительность к дефектам за счёт роста вклада диффузной составляющей картины динамического рассеяния. В связи с указанным обстоятельством в первой части данной работы, вышедшей отдельной статьёй [16], построена единая теоретическая модель дифференциальных и интегральных картин динамической дифракции как для проходящих, так и для дифрагированных когерентных и

диффузных волн в неидеальных кристаллах произвольной толщины. Ссылки в тексте этой (второй) части исследования на математические выражения первой части даются в виде указания номера формулы с римской цифрой I перед ним, например, (I.1), (I.2) и т.п.

В данной (второй) части работы проведён анализ дифференциальных и интегральных картин динамической дифракции для широкого диапазона эффективных толщин кристалла между значениями, соответствующими приближениям кинематически тонкого и динамически толстого кристаллов (эффективной толщиной кристалла обычно называют величину $\mu_0 t$, где μ_0 — нормальный коэффициент фотоэлектрического поглощения; см. (I.5), (I.10)). Установлена физическая природа и количественные особенности проявления дисперсионного механизма, обеспечивающего уникальную чувствительность динамической картины дифракции к дефектам за счёт увеличения относительного вклада диффузного рассеяния (ДР) с ростом толщины динамически рассеивающего неидеального монокристалла. Проведённый анализ позволил дать практические рекомендации по реализации комбинированного подхода путём выбора оптимального набора условий динамической дифракции (ДД), обеспечивающих реализацию за счёт использования дисперсионного механизма возможности управления избирательностью чувствительности картины рассеяния к характеристикам дефектов разного типа. Это и позволило впервые решить обратную многопараметрическую задачу восстановления параметров сложных дефектных структур в монокристаллических изделиях современных нанотехнологий без их разрушения.

2. АНАЛИЗ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ К ДЕФЕКТАМ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ДИНАМИЧЕСКОЙ КАРТИНЫ РАСSEЯНИЯ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ТОЛЩИНЫ КРИСТАЛЛА

В связи с тем, что считавшийся до самого последнего времени наиболее информативным рентгенодифракционный метод — метод картографирования распределений дифрагированной интенсивности в обратном пространстве (на трёхкристальном дифрактометре — ТКД), является малочувствительным к мелким дефектам, которым соответствуют широкие распределения диффузного рассеяния с малыми максимальными значениями интенсивности, а с ростом интегральности методик чувствительность к таким дефектам возрастает за счёт дополнительных аппаратных интегрирований картины рассеяния по угловым переменным, появилась возможность взаимной компенсации недостатков дифференциальных и интегральных методов дифрактометрии, при их комбинированном использовании. С целью отыскания оптимальных решений этой задачи, ниже проведён анализ чувствительности к дефектам и ин-

формативности как дифференциальных, так и интегральных рентгенодифракционных методик с учётом существенного, однако, различного влияния на них дисперсионного механизма усиления проявления дефектов и условий дифракции в картине многократного рассеяния.

Сначала проведём рассмотрение для дифференциальных распределений интенсивности в окрестности указанного в подписи к рис. 1 узла обратной решётки кристалла кремния, содержащего сферические преципитаты кислорода (параметры дефектов также указаны в подписи к рисунку).

Рисунки 1–4, полученные с использованием изложенных в первой части данной работы (см. [16]) теоретических результатов, наглядно демонстрируют на примере коэффициентов отражения R уникальную чувствительность к дефектам характера многообразности полной динамической картины рассеяния в неидеальных

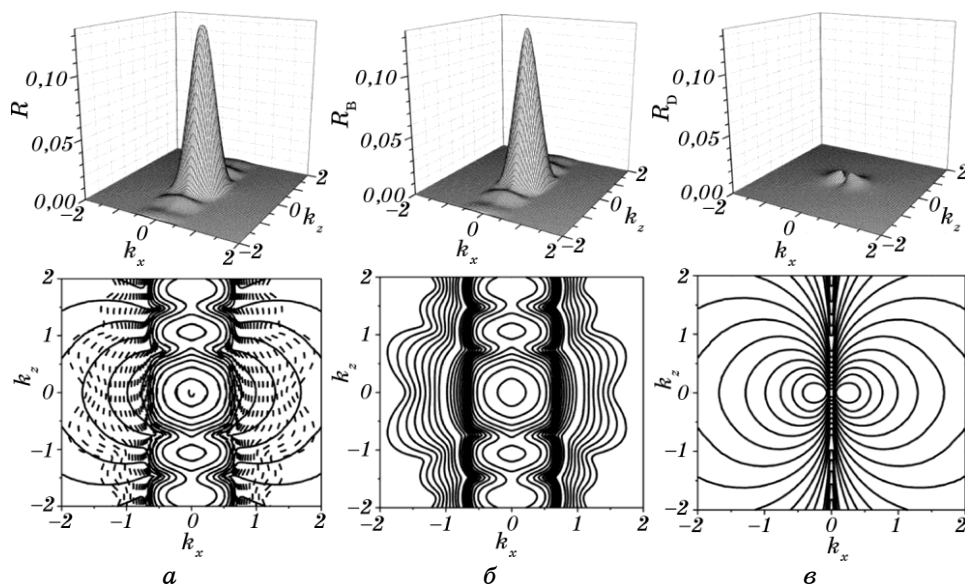


Рис. 1. Двухмерные распределения в плоскости дифракции (вверху) и соответствующие им линии равной интенсивности (внизу) для полной интенсивности дифракции (а), а также её брэгговской (б) и диффузной (в) составляющих. Случай Лауэ, рефлекс $\text{CuK}_{\alpha 1}$ (220) (сферические преципитаты кислорода в кремнии с $n_p = 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $R_p = 0,1 \text{ мкм}$, $R_{\text{eff}} = 0,63 \text{ мкм}$, $\mu_0 t = 0,04$ ($t = \Lambda/7$, $\Lambda = 15,6 \text{ мкм}$), k_x, k_z — отклонения в плоскости рассеяния от узла обратной решётки в единицах обратных межплоскостному расстоянию $d^{-1} \cdot 10^{-4}$, $L_H = 0,008$, $\mu_{\text{ds}}(0)/\mu_0 = 0,4$, $\mu_0 = 15686,7 \text{ м}^{-1}$). На карте полной интенсивности дифракции (а) для сравнения приведены линии (тонкий штрих) равной интенсивности для идеального кристалла. Параметр $\rho_2 = 3,75$.

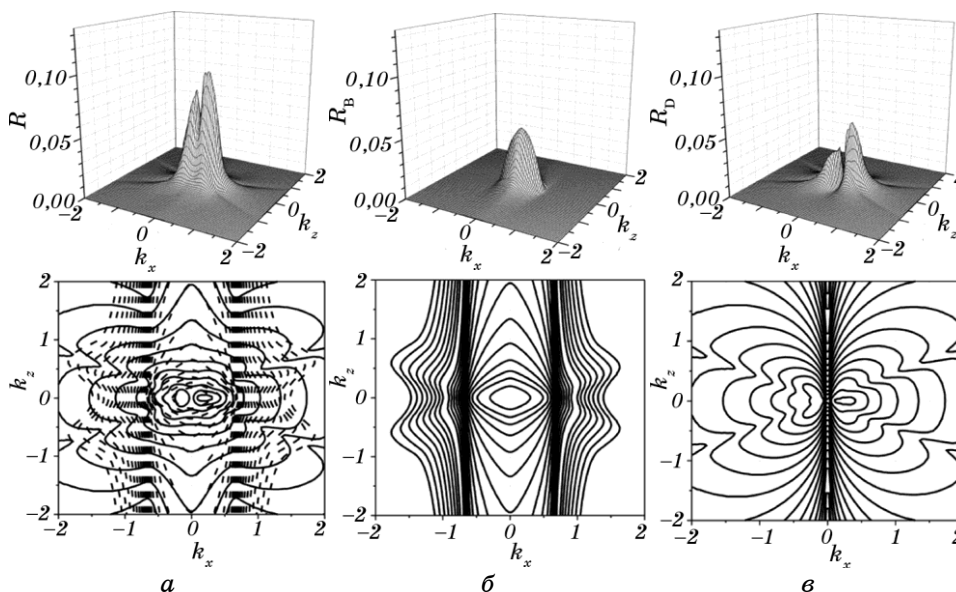


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но при $\mu_0 t = 1$ ($t = 65$ мкм). Параметр $\rho_2 = 79,4$.

кристаллах с дефектами, которая возникает при изменении условий дифракции (эффективной толщины образца и геометрии дифракции). Следует отметить, что эти условия изменяют как характеры распределений, так и относительные величины вкладов в эту картину от дифференциальных когерентной и диффузной составляющих. Судить об интегральной величине этого изменения можно по приведённым в подписях к рисункам нормированным на $2L_H$ (т.е. на величину отношения диффузной и брэгговской составляющих полной интегральной интенсивности кинематического рассеяния) соотношениям диффузной (R_{iD}) и брэгговской (R_{iB}) компонент динамических интегральных интенсивностей соответствующих 3D-распределений, т.е. по параметру

$$\rho_2 = R_{iD}/(2L_H R_{iB}), \quad (1)$$

где L_H — показатель фактора Кривоглаза–Дебая–Валлера [17]. Параметр ρ_2 , в частности, позволяет количественно на основе учёта дисперсионного механизма характеризовать степень повышения чувствительности и информативности картины многократного рассеяния в сравнении с картиной однократного рассеяния с ростом толщины динамически рассеивающего неидеального монокристалла при неизменной его дефектной структуре. Ранее анализировалось изменение этого параметра, обусловленное только экстинкционным (дисперсионным) ослаблением с ростом толщины кристалла

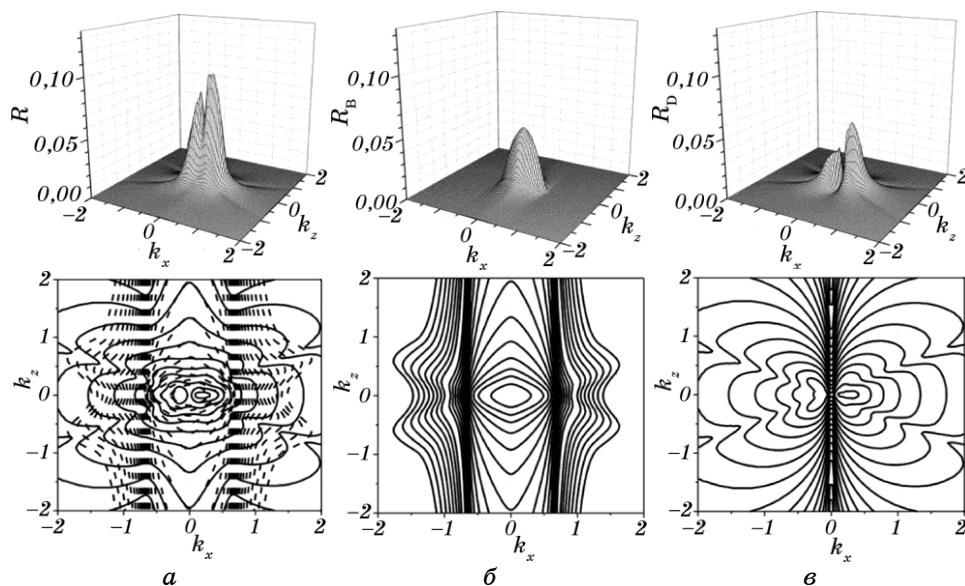


Рис. 3. То же, что и на рис. 1, при $\mu_0 t = 5$ ($t = 320$ мкм). Параметр $\rho_2 = 162,5$.

источника сильных брэгговских волн за счёт брэгговской дифракции при более слабой (на порядки величины) экстинкции источника диффузных волн за счёт диффузного рассеяния [1–5].

На рисунке 1 представлен случай кинематически тонкого кристалла, когда эффекты многократности рассеяния и вместе с этим дисперсионный механизм проявления дефектов не дают существенного вклада в наблюдаемую картину рассеяния. В рамках кинематического рассмотрения при фиксированном рефлексе изменение условий дифракции будет приводить к изменению лишь общей яркости картины рассеяния (высоты пика на рис. 1, а). При этом отношение между интегральными вкладами и характеры распределений когерентной и диффузной составляющих будут оставаться неизменными (в частности, см. (I.32), для данной дефектной структуры $R_{\text{ID}}/R_{\text{IB}} = 0,06$). Таким образом, согласно кинематической теории, т.е. в случае амплитудного механизма, изменение условий дифракции будет приводить лишь к неинформативному с точки зрения диагностики дефектов масштабированию кинематической картины рассеяния.

На рисунке 2 представлена реальная картина лауэ-дифракции в динамически тонком кристалле ($\mu_0 t = 1$), когда существенную роль играет дисперсионный механизм формирования когерентных и диффузных волновых полей. При этом изменились формы (характеры распределений) и величины интенсивностей когерентной и диффузной составляющих полной картины рассеяния. Хорошо

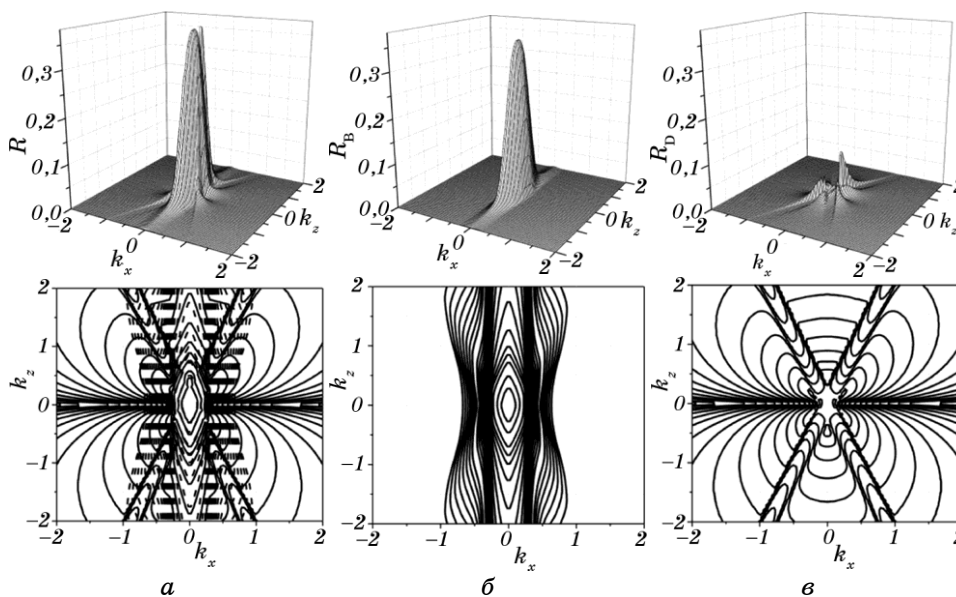


Рис. 4. То же, что и на рис. 1, но в случае Брэгга для $t = 320$ мкм ($\mu_0 t = 11,5$, $\mu_0 = 35818,7 \text{ м}^{-1}$, $\mu_{\text{ds}}(0)/\mu_0 = 0,08$). Изменение картины рассеяния за счёт изменения геометрии дифракции. Параметр $\rho_2 = 15,2$.

видно, что при увеличении эффективной толщины кристалла на общем фоне уменьшения интенсивности брэгговского пика исчезают также угловые осцилляции когерентной компоненты коэффициента отражения (ср. рис. 1, б и 2, б). Вышеуказанное уменьшение интенсивности происходит как за счёт фотоэлектрического поглощения, так и благодаря возрастанию роли коэффициента экстинкции из-за ДР (μ_{ds} , см. (I.29)) и фактора Кривоглаза–Дебая–Валлера ($E = e^{-L_n}$). Последний при динамической дифракции дополнительно влияет на интерференционное взаимодействие когерентных волновых полей в кристалле за счёт дисперсионного механизма и может обеспечить изменение интенсивности дифракции за счёт дефектов на порядки величины по сравнению с идеальным кристаллом, вплоть до обращения контраста (см. [15]).

В динамически тонком кристалле влияние эффектов многократности, а именно дисперсионного механизма на диффузную компоненту картины рассеяния (ср. рис. 1, в и 2, в) приводит к появлению асимметрии распределения интенсивности ДР, вызванной совместным действием динамического множителя $R_{\text{дл.с}}^L$ в (I.26), который описывает, в том числе, модуляцию интенсивности диффузного рассеяния, обусловленную его экстинкцией за счёт многократного брэгговского рассеяния на периодической в «среднем» части восприимчивости кристалла, и интерференционного коэффициента

поглощения μ_i (см. (I.4)), приводящего к образованию на распределении ДР в области брэгговского пика асимметричного провала, дополнительно усиленного уходом части диффузно рассеянных волн в когерентный канал рассеяния, а также хребтов от слабопоглощаемых квазиблоховских диффузных волновых полей в кристалле.

Как можно видеть из рисунка 2, *a*, по сравнению с рисунком 1, *a*, принципиально изменилась топология распределения полной интенсивности дифракции. Основной причиной этого является «включение» дисперсионного механизма, который обеспечил существенное возрастание относительного вклада диффузной составляющей (рис. 2, *e*) в картину рассеяния, причём, при тех же параметрах дефектов, что и на рис. 1, т.е. только благодаря изменению условий динамической дифракции (в данном случае эффективной толщины кристалла $\mu_0 t$). Увеличение удельного вклада ДР ($R_{\text{Д}}/R_{\text{Б}} = 1,27$) происходит из-за определяющей в случае динамически тонкого кристалла ($\mu_0 t \cong 1$) роли эффекта аномального роста диффузной составляющей. Как уже отмечалось, о величине вклада этого эффекта можно судить по значениям соотношений вкладов интегральных интенсивностей диффузной и брэгговской составляющих, приведённым в подписях к рис. 1–4. В динамически тонком кристалле данный эффект преобладает над интерференционными изменениями брэгговской отражательной способности и влиянием на неё фактора Кривоглаза–Дебая–Валлера, а также над экстинкцией за счёт ДР. Он также приводит к существенному изменению вида полной картины рассеяния и при дальнейшем увеличении толщины кристалла.

Как можно судить из приведённых данных эффект аномального роста ДР может обеспечить при переходе между различными условиями динамической дифракции изменение относительного вклада ДР на два порядка величины по сравнению с кинематически рассеивающим кристаллом (см. данные к рис. 1 и 3). В свою очередь, изменение соотношения вкладов брэгговской и диффузной компонент при изменении условий дифракции является одной из основных причин повышения чувствительности к дефектам и информативности динамической картины рассеяния по сравнению с кинематической.

Рисунки 1–3 демонстрируют, как изменение условий дифракции (в данном случае эффективной толщины кристалла) при многократном рассеянии изменяет результат конкуренции основных механизмов и, следовательно, определяющий характер влияния дефектов на динамическую картину рассеяния. Так, видоизменение картин рассеяния на рис. 3, в сравнении с аналогичными картинками на рис. 2, обусловлено определяющим вкладом эффектов Бормана для брэгговской и диффузной составляющих и экстинкции за

счёт диффузного рассеяния, а также различиями в проявлении этих эффектов для вышеуказанных составляющих. При этом основной вклад в возрастание чувствительности к дефектам лауэ-дифракции в толстом кристалле даёт эффект экстинкции из-за диффузного рассеяния, который за счёт ослабления эффекта аномального прохождения, как основного фактора, формирующего картину рассеяния в этом случае, определяет результирующий характер влияния (включая и изменение знака влияния) дефектов на картину рассеяния.

Рисунок 4 иллюстрирует изменение картины рассеяния в «толстом» кристалле при переходе от геометрии Лауэ (рис. 3) к дифракции по Брэггу. Следует обратить внимание как на изменение формы распределений когерентно и диффузно рассеянных волн, а, значит, и картины рассеяния в целом, так и на уменьшение максимального значения относительного вклада ДР ($R_{\text{ID}}/R_{\text{IB}} = 0,24$) по сравнению с тем же образцом, исследуемым в геометрии Лауэ.

При переходе к дифракции по Брэггу в «толстом» кристалле эффекты аномального прохождения и поглощения приводят лишь к изменению формы брэгговского пика благодаря сохранению в разных его областях только одного из волновых полей. Иная природа формирования интерференционной картины при многократном рассеянии по Брэггу проявляется и в появлении области полного отражения, и в изменении роли длины экстинкции. Последняя (точнее Λ^{-1}) теперь играет роль интерференционного «вклада» в коэффициент поглощения и определяет эффект экстинкции когерентного излучения, существенно ограничивающий в области максимума глубину проникновения когерентного излучения в кристалл. Диффузное рассеяние также формируется на ограниченных глубинах, имеющих порядок глубины абсорбции $t_{\text{abs}} = \mu_0^{-1}$.

С этой точки зрения лауэ-дифракция всегда оказывается более информативной при изучении дефектов во всём объёме образца, по сравнению с брэгг-дифракцией, когда облучаемый объём кристалла не только ограничен глубиной абсорбции, но и для толщин больших длины экстинкции для геометрии Лауэ эффект аномального роста относительного вклада ДР играет в геометрии Брэгга значительно меньшую роль в формировании дифракционной картины ($\rho_2 = 15,2$). Всё это проявляется в выходе на насыщение полной интенсивности брэгг-дифракции, а также её когерентной и диффузной компонент, с увеличением эффективной толщины кристалла (при $\mu_0 t \gg 1$, см. также рис. 5, б и рис. 6), а также в связанном с этим уменьшении чувствительности к дефектам (особенно малых размеров) динамической брэгг-дифракции в толстом кристалле по сравнению с дифракцией по Лауэ при прочих равных условиях. Однако, для дефектов крупных размеров, сравнимых с длиной экстинкции, чувствительность к искажениям кристаллической решётки и одно-

значность диагностики в случае динамической дифракции по Брэггу существенно возрастают благодаря самосогласованному описанию когерентной и диффузной компонент картины рассеяния в области полного отражения, которое позволяет отслеживать конкуренцию между увеличением диффузной составляющей (прямо пропорционально μ_{ds}) и уменьшением когерентной (экспоненциально по μ_{ds}) при возрастании значений L_H , которые также приводят к экспоненциальному уменьшению обеих компонент интенсивности.

Как видно из рис. 1–4, в «тонких» кристаллах основную роль играет эффект аномального роста с увеличением толщины кристалла вклада диффузной составляющей, обусловленный различием на несколько порядков величин эффектов экстинкции за счёт брэгговского и за счёт диффузного рассеяний. В «толстых» же кристаллах главную роль играет различие между брэгговской и диффузной составляющими, обусловленное различным характером влияния дефектов разного типа на проявления для этих составляющих эффектов Бормана и эффектов экстинкции за счёт диффузного рассеяния. При этом степень проявления указанных эффектов, как можно видеть из вышеизложенного, оказывается возможным управлять путём изменения только условий дифракции (см. также [12, 14]). Всё это обуславливает качественно новые функциональные возможности информативности и чувствительности диагностики, в частности, возможность многопараметрической дифрактометрии дефектов нескольких типов, одновременно присутствующих в кристаллах, что особенно актуально для аттестации кристаллических изделий современных нанотехнологий, имеющих целенаправленно созданные сложные дефектные структуры.

3. АНАЛИЗ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ К ДЕФЕКТАМ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ДИНАМИЧЕСКОЙ КАРТИНЫ РАССЕЯНИЯ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ТОЛЩИНЫ КРИСТАЛЛА

Следует отметить, что информация о дефектах, содержащаяся в дифференциальных интенсивностях дифракции как функциях от углов $\Delta\theta$ и $\Delta\theta'$, определяющих отклонение волновых векторов падающей и диффузно рассеянной волн от точного брэгговского направления в вакууме и рассматриваемых как частный случай возможных изменений условий дифракции (углового положения кристаллов образца и анализатора в ТКД), в различных интегральных вариантах этих распределений теряется, т.е. уменьшается информативность такой интегральной дифрактометрии, хотя простота, экспрессность и чувствительность интегральных методик значительно растёт. Использование появляющихся зависимостей динамической картины рассеяния от дополнительных (кроме углов $\Delta\theta$ и $\Delta\theta'$) различных дискретных и непрерывных параметров, характе-

ризирующих условия дифракции, позволяет «развернуть» эти интегральные (по углам) зависимости в других «измерениях» и использовать их не только для компенсации утерянной за счёт интегрирований (по $\Delta\theta$ и $\Delta\theta'$) информативности диагностики, но и для принципиального улучшения информативных возможностей дифрактометрии дефектов. В кинематическом же пределе, во-первых, отсутствует такая возможность, а, во-вторых, метод ПИИ за счёт отсутствия дисперсионного механизма проявления дефектов принципиально оказывается нечувствительным к дефектам, а вклад диффузной составляющей ПИИ не зависит от условий дифракции, и, следовательно, метод ПИИ становится абсолютно неинформативным (см. (I.31)).

Ниже приведены рис. 5–8, полученные для слабо искажённых (малые значения L_H) различного рода микродефектами кристаллов в случаях динамической дифракции по Лауэ и по Брэггу путём численного интегрирования по всем угловым переменным двумерных распределений дифрагированной интенсивности, рассчитанных аналогично распределениям на рис. 1–4, но только для σ -поляризации. Интегрирование 3D-распределений по всем угловым переменным проводилось без свёртки для ДР и с упрощённой свёрткой для когерентной составляющей [18]. Таким образом, данные рисунки представляют интегральные интенсивности динамических картин рассеяния и вкладов в них когерентной и диффузной составляющих в зависимости от условий дифракции (как дискрет-

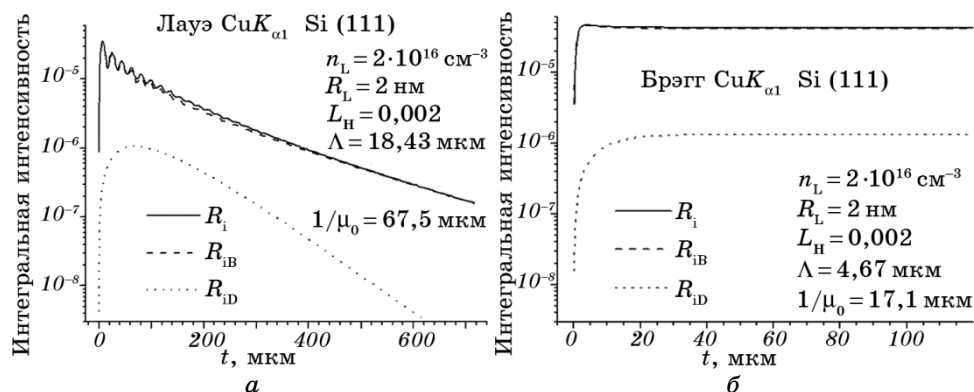


Рис. 5. Полные интегральные интенсивности (R_i) динамической дифракции по Лауэ (а) и по Брэггу (б) для различных толщин кристаллов (излучение $\text{CuK}_{\alpha 1}$, рефлекс Si (111)), а также их когерентные (R_{iB}) и диффузные (R_{iD}) составляющие, полученные численным интегрированием соответствующих дифференциальных распределений интенсивности в обратном пространстве для слабо искажённого дефектами (мелкими дислокационными петлями с ориентацией вектора Бюргерса $\langle 111 \rangle$) кристалла.

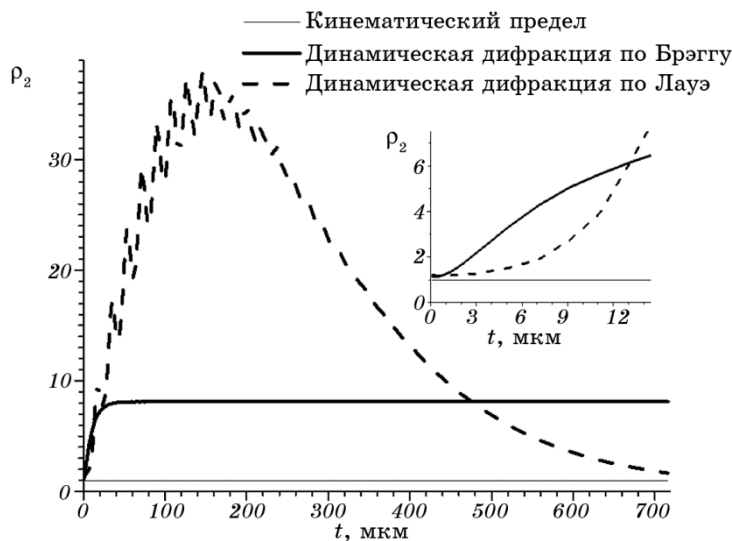


Рис. 6. Толщинные зависимости параметра ρ_2 для геометрий дифракции по Брэггу и по Лауэ (толстые сплошная и пунктирная линии). Параметры малых дислокационных петель приведены на рис. 5. Для малых значений L_H в любых условиях дифракции значения величины $\rho_2 = R_{iD}/(2L_H R_{iB})$ в кинематическом пределе стремятся к 1 (тонкая сплошная линия).

ных — геометрия дифракции, так и непрерывных — эффективная толщина кристалла) и характеристик дефектов (кластеров и дислокационных петель различных размеров).

С одной стороны, эти графики ещё раз наглядно демонстрируют различные характеры зависимостей от условий дифракции брэгговской и диффузной составляющих динамической картины дифракции, а также различие этих зависимостей для различных типов дефектов (см. рис. 5 и 7), что является причиной высокой информативности и однозначности динамической комбинированной дифрактометрии. Из приведённых графиков можно видеть, что при фиксированной дефектной структуре переход от дифракции по Лауэ к дифракции по Брэггу (т.е. от рис. 5, а к 5, б или от рис. 7, а к 7, б) приводит к изменению всей картины дифракции, что проявляется в различии соответствующих значений полных интегральных интенсивностей или первого параметра $\rho_1 = R_i/R_{ip}^{kin}$ метода ПИИ ДД при любой фиксированной толщине кристалла (см. (I.31), где R_{ip}^{kin} — кинематический интегральный коэффициент отражения идеального кристалла). Это обусловлено, как уже отмечалось ранее, изменением удельных вкладов когерентной и диффузной составляющих в динамическую картину рассеяния. Отношение этих вкладов для различных условий дифракции можно видеть на рис. 6, где фактически представлена толщинная зависимость второго пара-

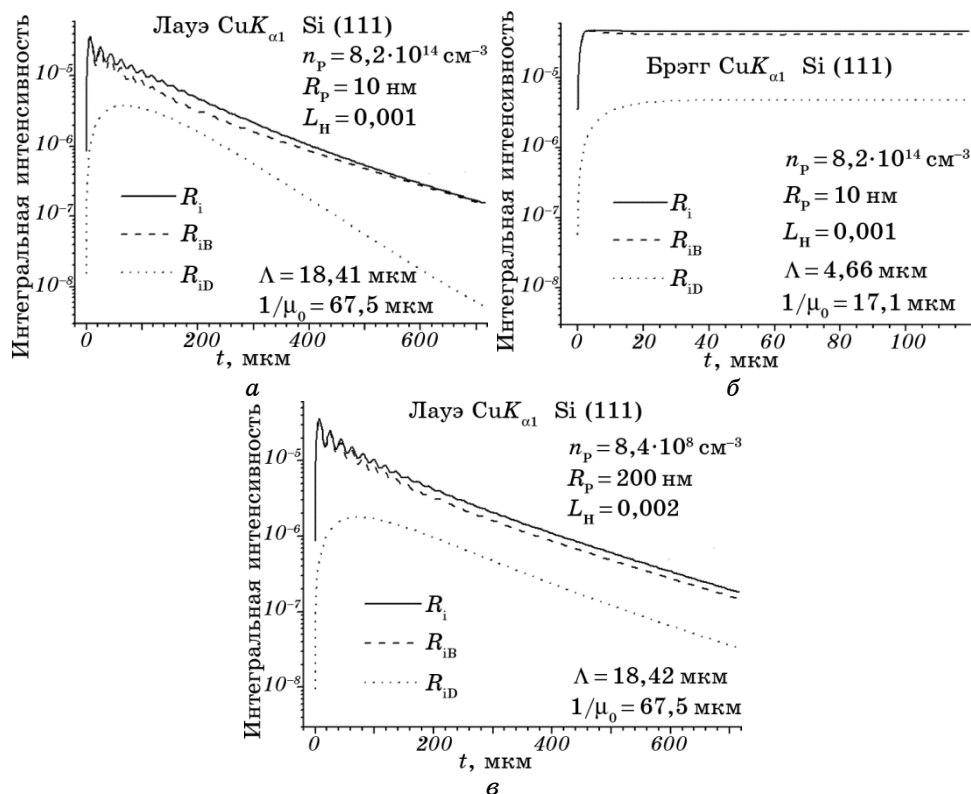


Рис. 7. Полные интегральные интенсивности динамической дифракции по Лауэ (а и в) и по Брэггу (б) для различных толщин кристаллов (излучение $\text{CuK}_{\alpha 1}$, рефлекс Si (111)), а также их когерентные (R_{iB}) и диффузные (R_{iD}) составляющие, полученные численным интегрированием соответствующих дифференциальных распределений интенсивности в обратном пространстве для слабо искажённых дефектами (средними (а и б) и крупными (в) кластерами) кристаллов (при малых значениях L_H).

метра $\rho_2 = R_{iD}/(2L_H R_{iB})$ (1) метода ПИИ ДД (см. также (I.32)). Сравнение данных на рис. 5 и 6 с аналогичными результатами на рис. 7 и 8 показывает, что наблюдаются существенные отличия в соотношении интегральных вкладов когерентных и диффузных волн при переходе от лауэ- к брэгг-геометрии дифракции для разных типов дефектов (даже при малых и практически одинаковых среднеквадратичных отклонениях от идеальной периодичности, вносимых этими дефектами и описываемых L_H). Естественно, различными являются и изменения соответствующих дифференциальных картин динамического рассеяния для разных типов и размеров дефектов при изменении дискретных условий дифракции.

Эти же рисунки иллюстрируют различие для разных параметров

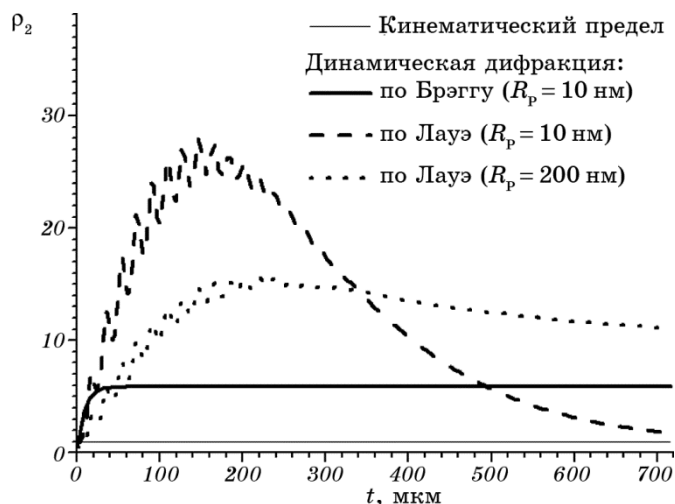


Рис. 8. То же, что и на рис. 6, но для кристаллов кремния со средними и крупными кластерами, описанными на рис. 7.

дефектов зависимостей интегральных картин рассеяния от такого непрерывно изменяемого условия дифракции, как эффективная толщина кристалла. Различный ход и разные абсолютные значения представленных на рис. 5, а, 7, а, в (или на рис. 5, б и 7, б) толщинных зависимостей ПИИ, а также их брэгговских и диффузных составляющих для кристаллов с различными дефектами, обуславливают чувствительность этих зависимостей к дефектам разного типа. Сравнение же графиков для лауэ- и брэгг-геометрий демонстрирует также принципиальное различие уже самих толщинных зависимостей ПИИ для различных дискретных условий динамической дифракции.

С другой стороны, рис. 5–8 позволяют проследить фундаментальное различие механизмов дисперсионного формирования брэгговской и диффузной составляющих динамической картины рассеяния при непрерывном изменении эффективной толщины кристалла от случая кинематически тонкого до случая динамически толстого кристаллов. При очень малых эффективных толщинах кристалла толщинная зависимость интегральной интенсивности выходит на кинематический предел ($\rho_1 = 1$ и $\rho_2 \approx 1$, см. (I.31), (I.32) и (1)), что особенно хорошо видно по вставке на рис. 6. Откуда также следует, что уже при толщинах кристалла порядка четверти длины экстинкции ($\Lambda/4$) наблюдаются существенные расхождения между предсказаниями кинематической и динамической теорий.

Переход к большим эффективным толщинам кристалла, когда определяющим становится дисперсионный механизм, приводит к тому, что для лауэ-дифракции первый максимум на толщинной за-

висимости когерентной составляющей ПИИ соответствует $t = \Lambda/2$, а первый минимум $t = \Lambda$. Далее наблюдаются толщинные осцилляции интегральной интенсивности когерентного рассеяния и их постепенное затухание на фоне общего при $t > t_{\text{abs}}$ уменьшения величин обеих компонент ПИИ при возрастании эффективной толщины сильно поглощающего кристалла с дефектами.

В случае брэгг-дифракции также наблюдается возрастание интегральной интенсивности когерентного рассеяния до толщин порядка длины экстинкции, точнее до толщин, когда из-за роста поглощения постепенно перестаёт работать приближение «тонкого» кристалла (начало спада на толщину зависимости когерентной составляющей ПИИ), но в каждой из трёх областей брэгговского максимума [19] ещё сохраняется по два волновых поля.

Далее толщинная зависимость интегральной интенсивности когерентного рассеяния, как и, интегральной интенсивности ДР, при брэгг-дифракции выходят на насыщение. Здесь начинает уже в полной мере работать приближение толстого поглощающего кристалла и в каждой из трёх областей дифракционного максимума остаётся по одному волновому полю [19].

Таким образом, процесс нарастания интегральной интенсивности брэгговской компоненты ПИИ ДД и интенсивности соответствующих дифференциальных распределений как в случае лауэ-, так и брэгг-дифракции ограничивается глубинами порядка длины экстинкции. То есть когерентное волновое поле полностью формируется в объёме кристалла, определяемом длиной экстинкции, а дальнейшее увеличение эффективной толщины кристалла лишь определяет степень уменьшения вклада когерентной составляющей за счёт фотоэлектрического поглощения и рассеяния на дефектах.

По сравнению с когерентной составляющей интегральная интенсивность ДР для обеих геометрий дифракции нарастает до значительно больших толщин кристалла, сравнимых с глубиной абсорбции $t_{\text{abs}} \gg \Lambda$. Это и обуславливает аномальный рост с эффективной толщиной кристалла относительного вклада диффузной составляющей картины рассеяния, описываемого, как указывалось в первой части работы, наличием в выражениях для коэффициентов отражения и прохождения диффузно рассеянных волн двух конкурирующих множителей — линейного по t и экспоненциального по $\mu_0 t$, что также усиливается различием эффектов экстинкции за счёт рассеяния на дефектах для брэгговской и для диффузной составляющих.

Как видно из рис. 8, для лауэ-дифракции при больших эффективных толщинах кристалла имеет место быстрое приближение параметра $\rho_2 = R_{\text{ID}}/(2L_{\text{H}}R_{\text{IB}})$ для мелких дефектов (из-за широкого углового распределения ДР) к кинематическому пределу ($\rho_2 \approx 1$), а также медленное спадание значений этого параметра с толщиной

для крупных дефектов. Последнее обуславливает возрастание чувствительности картины лауэ-дифракции к крупным дефектам в условиях эффекта аномального прохождения, когда основная часть ДР сосредоточена в той же угловой области, что и когерентное рассеяние (на рис. 3 также представлен схожий случай крупных дефектов, но для $3D$ -распределения).

Эффект радикального дисперсионного изменения с толщиной кристалла относительного вклада диффузной составляющей динамической картины рассеяния хорошо прослеживается по рис. 6 и 8, на которых представлен параметр, характеризующий этот эффект и равный отношению вкладов диффузной и когерентной составляющих интегральной интенсивности, нормированному на $2L_n$. Видно, что за формирование брэгговской и диффузной компонент картины рассеяния отвечают существенно различные (по глубине) объёмы кристалла. Эти объёмы определяются различием на порядки величины факторов экстинкции за счёт брэгговского и за счёт диффузного рассеяния. При этом фактор экстинкции за счёт диффузного рассеяния настолько мал, что соответствующая ему длина экстинкции (т.е. глубина на которой в непоглощающем кристалле интенсивность лучей, падающих под углами вне области полного отражения, уменьшается в e раз только за счёт рассеяния на дефектах) оказывается много больше глубины абсорбции. В рассмотренном в работе случае поглощающих кристаллов с дефектами это приводит к определяющей роли фотоэлектрического поглощения в ограничении объёма (по глубине), в котором формируется ДР (что подтверждается положением максимумов толщинных зависимостей интегральной интенсивности ДР на рис. 5 и 7).

Из рисунков 6 и 8 можно видеть, что для рассмотренных в работе случаев именно область промежуточных эффективных толщин кристалла является наиболее информативной и чувствительной к дефектам при их динамической дифрактометрии, т.к. для неё максимален относительный вклад ДР, по-прежнему несущего большую часть информации о дефектах. Учитывая, что эффективная толщина кристалла ($\mu_0 t$) может изменяться не только за счёт изменения самой толщины кристалла, но и благодаря изменению длины волны излучения и асимметрии дифракции, на эксперименте следует подбирать эти параметры таким образом, чтобы попадать в область максимума параметра ρ_2 .

Кроме того, из рис. 6 и 8 можно видеть, что для дифракции по Лауэ увеличение интегрального вклада ДР по отношению к аналогичному вкладу когерентного рассеяния наблюдается до толщин кристалла в несколько раз больших глубины абсорбции. При этом относительный вклад интегральной интенсивности диффузного рассеяния даже при рассмотренных в работе малых значениях L_n может увеличиваться для промежуточных эффективных толщин

кристалла ($\mu_0 t \sim 1-3$) на порядок величины (см. рис. 2, 6 и 8), а при дополнительном наложении эффекта аномального прохождения в когерентном и диффузном рассеянии (при $\mu_0 t \sim 5$) — и на два порядка величины (см. рис. 3).

Обращает на себя внимание также тот факт, что интегральный эффект аномального роста вклада интенсивности ДР оказывается в несколько раз большим для мелких дефектов, чем для крупных, имеющих даже большие значения L_n (рис. 8). Это непосредственно обуславливает возможность общего увеличения чувствительности интегральных методов дифрактометрии к мелким дефектам за счёт различных вариантов (для ДКД и ПИИ) аппаратного интегрирования интенсивности ДР.

В случае брэгг-дифракции эффект аномального роста относительного вклада ДР также имеет место, но он выходит на насыщение уже при эффективных толщинах кристалла $\mu_0 t \sim 1$ и сопровождается увеличением относительного вклада интенсивности ДР на порядок величины (см. рис. 4, 6 и 8) в сравнении с кинематически рассеивающим кристаллом. Однако этот эффект может быть на порядки усилен путём перехода к более жёсткому излучению, т.е. путём увеличения длины абсорбции.

Кроме того, следует отметить, что на приведённых в данной работе рисунках представлен только вклад дифрагированной когерентной волны, в то время как представленный на них же фон ДР формируется с учётом дополнительного вклада от проходящей волны, для которой также имеют место все описанные выше эффекты. На глубинах $t \sim t_{\text{abs}}$, где единственным источником энергии для диффузного канала рассеяния остаются только слабопоглощаемые брэгговские волны, уменьшение интенсивности последних из-за фотоэлектрического поглощения и рассеяния на дефектах автоматически приводит и к уменьшению интенсивности ДР (рис. 5 и 7), но последний эффект частично компенсируется перекачкой энергии из когерентного канала благодаря тому же рассеянию на дефектах, что и приводит к продолжающемуся до глубин $t \sim 3t_{\text{abs}}$ росту относительного вклада ДР на рис. 6 и 8. При этом в условиях аномального прохождения при достаточно сильных искажениях кристаллической решётки микродефектами с большими эффективными радиусами значения интенсивности ДР могут в несколько раз превысить значения интенсивности когерентного рассеяния (см. рис. 3) за счёт той же перекачки энергии между указанными каналами рассеяния и отличия проявления эффекта аномального прохождения для ДР, распределение интенсивности которого, в отличие от брэгговской компоненты, оказывается более широким и имеет дополнительные интерференционные наплывы, увеличивающие его интенсивность.

Таким образом, продемонстрированная на рис. 1–8 динамика

картины рассеяния и характера влияния на неё дефектов различного типа при изменении условий дифракции различная для дефектов разного типа, оказывается обусловленной конкуренцией совместного влияния всех эффектов проявления дисперсионного механизма структурной чувствительности картины многократного рассеяния (эффекта экстинкции за счёт диффузного рассеяния, эффекта аномального роста вклада диффузной составляющей и интерференционного характера отражения и поглощения как брэгговской, так и диффузной составляющих), установленных ранее и описанных более подробно в этой работе. При этом, как следует из анализа, для тонких кристаллов ($\mu_0 t \sim 1$) главную роль играют процессы, связанные с обусловленным указанным дисперсионным механизмом различием взаимосвязанного влияния условий дифракции и характеристик дефектов разного типа на брэгговскую и диффузную составляющие отражательной способности (коэффициента отражения) кристалла, а для толстых кристаллов ($\mu_0 t \gg 1$) — процессы, связанные с обусловленным дисперсионным механизмом различием взаимосвязанного влияния условий дифракции и характеристик дефектов разного типа на поглощательные способности (факторы поглощения) и экстинкцию за счёт диффузного рассеяния, т.е. эффективное поглощение, для этих составляющих.

Как видно из рис. 1–8, в тонких кристаллах основную роль играет эффект аномального возрастания с увеличением толщины кристалла вклада диффузной составляющей, обусловленный различием на несколько порядков величин эффектов экстинкции за счёт брэгговского и за счёт диффузного рассеяний. В толстых кристаллах главную роль играет различие между брэгговской и диффузной составляющими по характеру влияния дефектов разного типа на проявления для них эффектов Бормана и эффектов экстинкции за счёт диффузного рассеяния. При этом результативностью проявления указанных эффектов оказалось возможным управлять путём изменения наряду с эффективной толщиной кристалла и геометрией дифракции также и отношения длины абсорбции к длине экстинкции, т.е. путём изменения вклада диффузной составляющей и вкладов от дефектов разного типа.

4. ВЫВОДЫ

На основе построенной дисперсионной модели динамической дифракции в неидеальных кристаллах проведён анализ дифференциальных и интегральных картин динамической дифракции для эффективных толщин кристалла, соответствующих диапазону от приближения кинематически тонкого до динамически толстого кристаллов. Количественно описаны основные составляющие дисперсионного механизма, обуславливающие увеличение информа-

тивности и чувствительности динамической дифрактометрии дефектов. В частности, детально изучена дисперсионная природа эффекта значительного увеличения относительного вклада диффузного рассеяния с ростом эффективной толщины динамически рассеивающего неидеального кристалла.

Показано, что максимальные информативность и чувствительность к дефектам динамической дифрактометрии наблюдаются в области промежуточных эффективных толщин, где оказывается максимальным относительный вклад ДР и ещё не происходит потеря информативности за счёт сглаживания тонкой структуры распределений интенсивности ДР в окрестности рассматриваемого узла обратной решётки. Поскольку эффективная толщина кристалла ($\mu_0 t$) может изменяться за счёт изменения длины волны излучения и асимметрии дифракции, то на эксперименте следует подбирать эти параметры таким образом, чтобы попадать в область максимума параметра $\rho_2 = R_{\text{ДР}} / (2L_{\text{Н}} R_{\text{ДВ}})$, характеризующего дисперсионный рост вклада ДР. При этом рост параметра ρ_2 может быть обеспечен увеличением как отношения длины абсорбции к длине экстинкции, так и отношения длины экстинкции к среднему размеру дефектов. С другой стороны, максимальная чувствительность ПИИ ДД в динамически толстых кристаллах в геометрии Лауэ обеспечивается для крупных дефектов за счёт определяющего вклада эффекта экстинкции из-за рассеяния на таких крупных дефектах.

Предложенная теоретическая модель обеспечивает возможность проведения комбинированной обработки данных дифференциальных и интегральных рентгенодифракционных методов, полученных в основных экспериментально реализуемых и оптимально подобранных условиях динамической дифракции, с целью решения обратной многопараметрической задачи восстановления параметров сложных дефектных структур в монокристаллах, применяемых в современных нанотехнологиях.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. Б. Молодкин, Е. А. Тихонова, *Физ. мет. металловед.*, **24**, № 3: 385 (1967).
2. В. Б. Молодкин, *Физ. мет. металловед.*, **25**, № 3: 410 (1968).
3. В. Б. Молодкин, *Физ. мет. металловед.*, **27**, № 4: 582 (1969).
4. В. Б. Молодкин, *Металлофизика*, **2**, № 1: 3 (1980).
5. V. B. Molodkin, *Phys. Metals*, **3**: 615 (1981).
6. V. B. Molodkin, S. I. Olikhovskii, E. N. Kislovskii, E. G. Len, and E. V. Pervak, *phys. status solidi (b)*, **227**: 429 (2001).
7. S. I. Olikhovskii, V. B. Molodkin, E. N. Kislovskii, E. G. Len, and E. V. Pervak, *phys. status solidi (b)*, **231**: 199 (2002).
8. E. N. Kislovskii, S. I. Olikhovskii, V. B. Molodkin, V. V. Nemoshkalenko, V. P. Krivitsky, E. G. Len, E. V. Pervak, G. E. Ice, and B. C. Larson, *phys. status solidi (b)*, **231**: 213 (2002).

9. А. П. Шпак, М. В. Ковальчук, И. М. Карнаухова, В. В. Молодкин, Е. Г. Лень, А. И. Низкова, С. И. Олиховский, Б. В. Шелудченко, Дж. Е. Айс, Р. И. Барабаш, *Успехи физики металлов*, **9**: 305 (2008).
10. А. П. Шпак, М. В. Ковальчук, В. Л. Носик, В. Б. Молодкин, В. Ф. Мачулин, И. М. Карнаухова, В. В. Молодкин, Е. Г. Лень, Дж. Айс, Р. И. Барабаш, Е. В. Первак, *Металлофиз. новейшие технол.*, **31**, № 5: 615 (2009).
11. А. П. Шпак, М. В. Ковальчук, В. Б. Молодкин, В. Л. Носик, С. В. Дмитриев, Е. Г. Лень, С. И. Олиховский, А. И. Низкова, В. В. Молодкин, Е. В. Первак, А. А. Катасонов, Л. И. Ниничук, А. В. Мельник, *Успехи физики металлов*, **10**, № 3: 229 (2009).
12. В. Б. Молодкин, М. В. Ковальчук, В. Ф. Мачулин, Э. Х. Мухамеджанов, С. В. Лизунова, С. И. Олиховский, Е. Г. Лень, Б. В. Шелудченко, С. В. Дмитриев, Е. С. Скакунова, В. В. Молодкин, В. В. Лизунов, В. П. Кладько, Е. В. Первак, *Успехи физики металлов*, **12**, № 3: 295 (2011).
13. V. B. Molodkin, M. V. Kovalchuk, A. P. Shpak, S. I. Olikhovskii, Ye. M. Kyslovskyy, A. I. Nizkova, E. G. Len, T. P. Vladimirova, E. S. Skakunova, V. V. Molodkin, G. E. Ice, R. I. Barabash, and I. M. Karnaukhov, *Diffuse Scattering and the Fundamental Properties of Materials* (Eds. R. I. Barabash, G. E. Ice, and P. E. A. Turchi) (New Jersey: Momentum Press: 2009), p. 391.
14. В. В. Лизунов, В. Б. Молодкин, С. В. Лизунова, Н. Г. Толмачев, Е. С. Скакунова, С. В. Дмитриев, Б. В. Шелудченко, С. М. Бровчук, Л. Н. Скапа, Р. В. Лехняк, В. В. Молодкин, Е. В. Фузик, *Успехи физики металлов*, **15**, № 2: 55 (2014); <http://ufm.impr.kiev.ua/ru/abstract/v15/i02/055.html>.
15. В. Б. Молодкин, С. Й. Оліховський, Б. В. Шелудченко, Є. Г. Лень, М. Т. Когут, *Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології*, **6**, № 3: 785 (2008).
16. В. В. Лизунов, Е. В. Кочелаб, Е. С. Скакунова, Е. Г. Лень, В. Б. Молодкин, С. И. Олиховский, Н. Г. Толмачёв, Б. В. Шелудченко, С. В. Лизунова, Л. Н. Скапа, *Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології*, **13**, № 1: 99 (2015).
17. M. A. Krivoglaz, *X-Ray and Neutron Diffraction in Nonideal Crystals* (Berlin: Springer: 1996).
18. О. С. Скакунова, С. Й. Оліховський, В. Б. Молодкин, Є. Г. Лень, Є. М. Кисловський, О. В. Решетник, Т. П. Владімірова, Є. В. Кочелаб, В. В. Лизунов, С. В. Лизунова, В. Л. Маківська, М. Г. Толмачов, Л. М. Скапа, Я. В. Василик, К. В. Фузік, *Металлофиз. новейшие технол.*, **37**, № 3: 409 (2015).
19. З. Г. Пинскер, *Рентгеновская кристаллооптика* (Москва: Наука: 1982).

REFERENCES

1. V. B. Molodkin and E. A. Tikhonova, *Fiz. Met. Metalloved.*, **24**, No. 3: 385 (1967) (in Russian).
2. V. B. Molodkin, *Fiz. Met. Metalloved.*, **25**, No. 3: 410 (1968) (in Russian).
3. V. B. Molodkin, *Fiz. Met. Metalloved.*, **27**, No. 4: 582 (1969) (in Russian).
4. V. B. Molodkin, *Metallofizika*, **2**, No. 1: 3 (1980) (in Russian).
5. V. B. Molodkin, *Phys. Metals*, **3**: 615 (1981).
6. V. B. Molodkin, S. I. Olikhovskii, E. N. Kislovskii, E. G. Len, and E. V. Pervak, *phys. status solidi (b)*, **227**: 429 (2001).

7. S. I. Olikhovskii, V. B. Molodkin, E. N. Kislovskii, E. G. Len, and E. V. Pervak, *phys. status solidi (b)*, **231**: 199 (2002).
8. E. N. Kislovskii, S. I. Olikhovskii, V. B. Molodkin, V. V. Nemoshkalenko, V. P. Krivitsky, E. G. Len, E. V. Pervak, G. E. Ice, and B. C. Larson, *phys. status solidi (b)*, **231**: 213 (2002).
9. A. P. Shpak, M. V. Koval'chuk, I. M. Karnaukhov, V. V. Molodkin, E. G. Len, A. I. Nizkova, S. I. Olikhovskii, B. V. Sheludchenko, G. E. Ice, and R. I. Barabash, *Uspehi Fiziki Metallov*, **9**: 305 (2008) (in Russian).
10. A. P. Shpak, M. V. Koval'chuk, V. L. Nosik, V. B. Molodkin, V. F. Machulin, I. M. Karnaukhov, V. V. Molodkin, E. G. Len, G. E. Ice, R. I. Barabash, and E. V. Pervak, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **31**, No. 5: 615 (2009) (in Russian).
11. A. P. Shpak, M. V. Kovalchuk, V. B. Molodkin, V. L. Nosik, S. V. Dmitriev, E. G. Len, S. J. Olikhovskii, G. I. Nizkova, V. V. Molodkin, K. V. Pervak, A. A. Katasonov, L. I. Ninichuk, and A. V. Melnyk, *Uspehi Fiziki Metallov*, **10**, No. 3: 229 (2009) (in Russian).
12. V. B. Molodkin, M. V. Kovalchuk, V. F. Machulin, E. Kh. Mukhamedjanov, S. V. Lizunova, S. J. Olikhovskii, E. G. Len, B. V. Sheludchenko, S. V. Dmitriev, O. S. Skakunova, V. V. Molodkin, V. V. Lizunov, V. P. Klad'ko, and K. V. Pervak, *Uspehi Fiziki Metallov*, **12**, No. 3: 295 (2011) (in Russian).
13. V. B. Molodkin, M. V. Kovalchuk, A. P. Shpak, S. I. Olikhovskii, Ye. M. Kyslovskyy, A. I. Nizkova, E. G. Len, T. P. Vladimirova, E. S. Skakunova, V. V. Molodkin, G. E. Ice, R. I. Barabash, and I. M. Karnaukhov, *Diffuse Scattering and the Fundamental Properties of Materials* (Eds. R. I. Barabash, G. E. Ice, and P. E. A. Turchi) (New Jersey: Momentum Press: 2009), p. 391.
14. V. V. Lizunov, V. B. Molodkin, S. V. Lizunova, N. G. Tolmachev, O. S. Skakunova, S. V. Dmitriev, B. V. Sheludchenko, S. M. Brovchuk, L. M. Skapa, R. V. Lekhnyak, V. V. Molodkin, and K. V. Fuzik, *Uspehi Fiziki Metallov*, **15**, No. 2: 55 (2014) (in Russian); <http://ufm.imp.kiev.ua/en/abstract/v15/i02/055.html>.
15. V. B. Molodkin, S. I. Olikhovskii, B. V. Sheludchenko, E. G. Len, and M. T. Kogut, *Nanosistemi, Nanomateriali, Nanotehnologii*, **6**, No. 3: 785 (2008) (in Ukrainian).
16. V. V. Lizunov, E. V. Kochelab, O. S. Skakunova, E. G. Len, V. B. Molodkin, S. J. Olikhovskyy, M. G. Tolmachov, B. V. Sheludchenko, S. V. Lizunova, and L. M. Skapa, *Nanosistemi, Nanomateriali, Nanotehnologii*, **13**, No. 1: 99 (2015) (in Russian).
17. M. A. Krivoglaz, *X-Ray and Neutron Diffraction in Nonideal Crystals* (Berlin: Springer: 1996).
18. O. S. Skakunova, S. I. Olikhovskii, V. B. Molodkin, E. G. Len, E. M. Kislovskii, O. V. Reshetnyk, T. P. Vladimirova, Ye. V. Kochelab, V. V. Lizunov, S. V. Lizunova, V. L. Makivs'ka, M. G. Tolmachov, L. M. Skapa, Ya. V. Vasylyk, and K. V. Fuzik, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **37**, No. 3: 409 (2015) (in Ukrainian).
19. Z. G. Pinsker, *Rentgenovskaya Kristallografika [X-Ray Crystal Optics]* (Moscow: Nauka: 1982) (in Russian).