03,09

Исследование кристаллического качества объемных кристаллов оксида галлия методом высокоразрешающей рентгеновской дифракции

© Д.А. Калганов[1,2], Д.Ю. Панов[1], В.А. Спиридонов[1], М.П. Щеглов[2], Д.А. Бауман[1], А.Е. Романов[1]

[1] Университет ИТМО,
Санкт-Петербург, Россия
[2] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: d.a.kalganov@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 7 сентября 2026 г.
В окончательной редакции 23 сентября 2026 г.
Принята к публикации 23 сентября 2026 г.

Методом трехкристальной рентгеновской дифракции исследовано кристаллическое качество слаболегированных объемных кристаллов β-Ga_2O_3:Fe, выращенных методом Чохральского. Для отражений (600), (800) и (1200) получены кривые ω и $\omega - 2\theta$ сканирований, уширение которых проанализировано в рамках модели Вильямсона–Холла с квадратичным сложением вкладов. Получены средние размеры областей когерентного рассеяния: поперечный $\langle tx \rangle \sim 1.9\,\mu$m и продольный $\langle tz \rangle \sim 0.5\,\mu$m, что указывает на выраженную анизотропию. Малые величины среднеквадратичных микродеформации $\langle \varepsilon \rangle \sim 10.9 \cdot 10^{-5}$ и разориентации $\langle \eta \rangle \sim 2.1''$ подтверждают высокое структурное совершенство кристаллов. Оценка плотности дислокаций на основе разориентации дает значение 10^5 cm^{-2}.

Ключевые слова: высокоразрешающая рентгеновская дифракция, кристаллическое качество, объемные кристаллы, область когерентного рассеяния, оксид галлия.

DOI: 10.61011/FTT.2026.10.64086.10596

1. Введение

Оксид галлия (Ga_2O_3) в настоящее время привлекает внимание как перспективная альтернатива кремнию в силовой электронике, конкурируя с другими новыми полупроводниковыми материалами, такими как нитрид алюминия, карбид кремния и алмаз [1]. Наиболее раннее описание полиморфизма оксида галлия, методов его синтеза, термической стабильности и ряда свойств приведено в работе [2]. В работе [3] исследовались смесимость и изоморфизм фаз Al_2O_3 и Ga_2O_3 путем определения оптических осей и проведения рентгеновской дифракции моноклинной бета фазы оксида галлия (β-Ga_2O_3). Полное описание атомной структуры кристаллов β-Ga_2O_3, включая возможные собственные точечные дефекты и легирующие примеси (на примере ионов Cr^{3+}), представлено в работе [4]. Среди различных полиморфных модификаций оксида галлия моноклинная β-Ga_2O_3 является наиболее термодинамически стабильной фазой во всем диапазоне температур вплоть до точки плавления ($\sim 1800\,^\circ$C). Полупроводниковые материалы на основе этой фазы являются перспективными благодаря возможности комплексного управления легированием за счет структуры ионной подрешетки, а также технико-экономическим преимуществам выращивания объемных монокристаллов жидкофазными методами [5–8]. Последнее обстоятельство приобрело особую актуальность в связи с развитием новых методов выращивания монокристаллов, в том числе методом холодного тигля, что позволяет до десяти раз снизить стоимость коммерчески доступных подложек β-Ga_2O_3 [9]. Благодаря сложной структуре β-Ga_2O_3 порождает целый ряд нетривиальных задач при исследовании его многообразных свойств. Развитие методов определения упругих и механических характеристик, оценки плотности дефектов кристаллической структуры и их идентификации, позволяет исследовать влияние параметров роста [10,11] и легирующих примесей [12,13] на кристаллическое качество данного материала и способствует совершенствованию приборов на его основе.

Основными структурными дефектами в объемных кристаллах β-Ga_2O_3 являются дислокации, точечные дефекты, границы зерен, дефекты упаковки и границы двойников [1,4,10]. Дислокации являются наиболее активно исследуемым типом дефектов, что обусловлено их значительным влиянием как на электрические свойства, так и на механизмы генерации и перераспределения других дефектов [10]. В моноклинной структуре β-Ga_2O_3 кислородная подрешетка образует искаженную кубическую плотноупакованную конфигурацию, плоскости плотной упаковки в которой (в псевдокубической системе индексов, подробнее см. $\{\bar{2}01\}$, $\{101\}$ и $\{310\}$ в [14], одновременно определяют наиболее благоприятные системы скольжения для дислокаций. Значительно меньший период решетки вдоль направления $\langle 010 \rangle$ обуславливает преимущественную ориентацию (вектор

Бюргерса) большинства дислокаций вдоль этой кристаллографической оси [10,11,14,15].

Рентгеновский дифракционный анализ лежит в основе большинства экспериментальных методов, применяемых для исследования реальной структуры кристаллов, в том числе объемных кристаллов оксида галлия. При существенной плотности дефектов, распределенных в объеме кристалла, происходит уменьшение среднего размера области когерентного рассеяния (ОКР) одновременно с увеличением характерных разориентации и деформации кристаллической решетки. Фундаментальные уравнения динамической теории дифракции рентгеновских лучей были сформулированы в классических работах Такаги [16] и Таупена [17]. Для описания уширения дифракционных кривых в эпитаксиальных структурах и полупроводниковых кристаллах был разработан феноменологический аппарат дифрактометрии высокого разрешения [18–23]. Полная интегральная интенсивность брэгговской дифракции в монокристаллах со случайно распределенными дефектами рассматривается в рамках статистической динамической теории дифракции [24–26]. В рамках данного подхода величины, соответствующие размерам ОКР, разориентации η и микродеформации ε в объемных кристаллах оцениваются по ширине (величина полной ширины на полувысоте — $FWHM$) дифракционных кривых. Разделение вкладов этих величин в уширение возможно с использованием трехосевой дифракции в условиях ω-сканирования (поворот образца на угол ω при фиксированном угле Брэгга θ) и $\omega - 2\theta$-сканирования (связанное изменение угла поворота образца ω и детектора 2θ), характеризующих направления вдоль и перпендикулярно вектору обратной решетки **H**, соответственно. В работе [27] классическая динамическая теория дифракции распространяется на структуры с пространственно изменяющимся периодом (деформированные кристаллы) посредством уравнений, аналогичных формализму Такаги–Таупена. Кроме того, в работе [27] вводится понятие области зависимости, размер которой определяется длиной экстинкции Λ в соответствующем направлении как для структур с изменяющимся периодом, так и для недеформированных кристаллов. Квадратичная сумма вкладов величин ОКР, разориентации и микродеформации в уширение дифракционных кривых может быть определена в рамках формализма Вильямсона–Холла с учетом анизотропии структуры. Аппроксимация ширины пиков определенных отражений (выбираемых таким образом, чтобы их длины экстинкции были близки) в соответствующих координатах позволяет раздельно оценить вклады, обусловленные микродеформациями и размерами ОКР [18–23,28]. В рамках формализма Вильямсона–Холла уширение, обусловленное дислокациями, количественно описывается фактором контраста дислокаций C, который зависит от модуля вектора Бюргерса $|\mathbf{b}|$ и вектора обратной решетки **H**. Данный фактор устанавливает прямую связь между измеренными компонентами уширения и среднеквадратичными значениями микродеформаций $\langle\varepsilon\rangle$ и разориентации $\langle\eta\rangle$, соответственно, через угловые коэффициенты зависимостей Вильямсона–Холла. Плотность дислокаций может быть оценена на основе $\langle\varepsilon\rangle$ или $\langle\eta\rangle$ с использованием соответствующих факторов контраста для конкретных систем скольжения. Несмотря на то, что метод Вильямсона–Холла опирается на приближение упругой изотропии, исторически он предполагает проведение анализа для кристаллов с кубической симметрией. Вильямсон и Холл в работе [28] исследовали кристаллические решетки алюминия и вольфрама, Унгар и Борбели применили его для гранецентрированной кубической структуры меди [29] (с перспективой обобщения на гексагональные кристаллы). В работе [23] авторы отмечают, что изотропная модель дала наилучшие результаты при оценке размеров кристаллитов эпитаксиального β-Ga_2O_3, несмотря на предпринятые попытки учета упругой анизотропии в рамках других модификаций этой модели. С учетом описанной выше псевдокубической кислородной подрешетки β-Ga_2O_3 анализ данным методом возможен для кристаллографических плоскостей (100), (010) и $(\bar{1}12)$ активно используемых в полупроводниковых структурах [1,14].

Таким образом, для оценки кристаллического качества β-Ga_2O_3 актуален анализ уширения ω- и $\omega - 2\theta$ кривых дифракционного отражения, полученных в условиях близких значениях экстинкционной длины и с учетом кристаллографической ориентации соответствующих плоскостей решетки.

2. Методика эксперимента

Объемные кристаллы β-Ga_2O_3:Fe, слаболегированные железом (0.002 mol.%), выращивали из расплава методом Чохральского вдоль кристаллографического направления [010] с использованием установки „НИКА-3“. Процедура выращивания и протокол легирования железом подробно описаны в работе [7], где включение железа в кристаллы, выращенные в идентичных условиях, было подтверждено методом вторично-ионной масс-спектрометрии. Для исследуемого в данной работе образца концентрация примеси повторно не измерялась, так как валентное состояние и локальное окружение железа (которые исследуются, например, методом электронного парамагнитного резонанса [12]) не оказывают непосредственного влияния на рентгеновские дифракционные характеристики, анализируемые в настоящей работе.

Образец для исследований (рис. 1, *a*) в виде пластины с толщиной ~ 0.5 mm был изготовлен путем механического выкалывания из кристаллической були вдоль плоскости спайности (100) с последующей лазерной резкой (подробнее см. работу [30]). Перед измерениями образец отжигали на воздухе при 1400 °C в течение 12 h для снятия напряжений, индуцированных механической обработкой, в соответствии с процедурой, апробированной ранее [31].

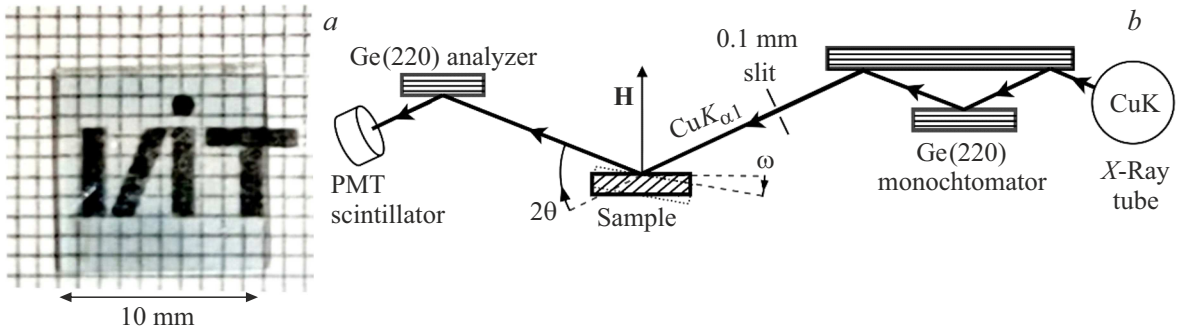


Рис. 1. *a* — внешний вид образца кристалла β-Ga_2O_3:Fe (0.002 mol.%); *b* — функциональная схема трехкристального дифрактометра: рентгеновская трубка (с медным анодом), монохроматор Ge(220) с трехкратным отражением, исследуемый образец (Sample), анализатор Ge(220) и сцинтилляционный счетчик на основе фотоэлектронного умножителя (ФЭУ).

В настоящей работе применялась рентгеновская дифрактометрия высокого разрешения. Была использована измерительная установка на основе рентгеновского источника ($CuK_{\alpha 1}$), трехкристального рентгеновского спектрометра ТРС (Институт Кристаллографии АН СССР), монохроматора Ge(220) с трехкратным отражением и анализатора Ge(220) соединенного с точечным сцинтилляционным детектором. Схема измерительной установки показана на рис. 1, *b*. Юстировку и настройку трехосевой схемы выполняли по стандартным методикам (см., например, работу [32]) для получения кривых ω- (вращение образца) и $\omega - 2\theta$-сканирования (связанное вращение образца и анализатора в том же угловом диапазоне, что и при ω-сканировании) для условия симметричных отражений от плоскости (100).

Согласно динамической теории дифракции, длина экстинкции Λ для симметричного брэгговского отражения в идеальном кристалле обратно пропорциональна модулю структурного фактора $|F|$ и пропорциональна синусу брэгговского угла θ, т.е. $\Lambda \propto \sin\theta/|F|$. В экспериментально реализованных брэгговских условиях ($\lambda = 1.540598$ Å для $CuK_{\alpha 1}$, см. рис. 1, *b*) максимум отражения (600) кристалла β-Ga_2O_3 близок к максимуму отражения (220) кристаллов германия Ge монохроматора и анализатора ($\theta \sim 22.6^\circ$). Такое близкое угловое соответствие обеспечивает практически бездисперсионные условия дифракции, при которых разброс длин волн падающего пучка оказывает пренебрежимо малое влияние на наблюдаемую ширину дифракционной кривой. Интенсивности и длины экстинкции для выбранных отражений (600) и (1200), оцененные по структурным факторам ($|F|_{600} \sim 54.5$, $|F|_{1200} \sim 110.8$) и соответствующим брэгговским углам ($\theta_{600} \sim 22.9^\circ$, $\theta_{1200} \sim 51.1^\circ$) [33,34] имеют близкий порядок величины, что обуславливает возможность их сравнения в рамках описанной модели. Кроме того, соответствующий плоскости (100) параметр a обладает наибольшей чувствительностью к дефектам структуры β-Ga_2O_3 и стандартно используется как „паспортная“ характеристика пластин полупроводниковых подложек [1,7,9]. Кроме указанных, отражение (800) ($|F|_{800} \sim 23.1$, $\theta_{800} \sim 31.3^\circ$) было выбрано в качестве промежуточного случая для оценки монотонного изменения рассеивающей области кристалла и инструментального дисперсионного вклада. Инструментальное уширение определяли по аппроксимации ω-кривых кристалла „бездислокационного“ германия Ge функцией псевдо-Фойгта (PVoigt). Для отражения (800) ($\theta \sim 31.3^\circ$), имеющего промежуточный брэгговский угол, инструментальный вклад был оценен по интерполяции между компонентами Ge(220) и Ge(440). Эти величины использовались для учета инструментального уширения как для ω-, так и для $\omega - 2\theta$-сканирований, так как угол анализатора 2θ варьировался в узком диапазоне.

Обработка дифракционных данных кристалла β-Ga_2O_3:Fe также проводилась с использованием аппроксимации PVoigt по методикам, описанным в работах [18–23]. В рамках подхода Вильямсона–Холла уширение дифракционных пиков (измеряемое в радианах) для соответствующих кривых рассчитывалось следующим образом:

$$\beta_\omega^2 = \left(\lambda/(2\langle t_x\rangle \sin\theta)\right)^2 + (2\langle\eta\rangle)^2, \qquad (1)$$

$$\beta_\theta^2 = \left(\lambda/(2\langle t_z\rangle \cos\theta)\right)^2 + (2\langle\varepsilon\rangle\tan\theta)^2, \qquad (2)$$

где β_ω и β_θ — величины уширения $FWHM$, полученные из аппроксимаций ω и $\omega - 2\theta$ сканирований соответственно после учета инструментального вклада; λ — длина волны; $\langle t_x\rangle$ и $\langle t_z\rangle$ — среднеквадратичные размеры ОКР в направлениях, перпендикулярном и параллельном **H**; $\langle\varepsilon\rangle$ и $\langle\eta\rangle$ — величины среднеквадратичной микродеформации и разориентация соответственно; θ — брэгговский угол.

При линейной аппроксимации в координатах, соответствующих уравнениям (1) и (2), свободный член $intercept$ и угловой коэффициент $slope$ позволяют определить размеры ОКР $\langle t_x\rangle$ и $\langle t_z\rangle$, равные $\lambda/2\sqrt{intercept}$, а среднеквадратичные микродеформация $\langle\varepsilon\rangle$ и разориентация $\langle\eta\rangle$ — равные $\sqrt{slope}/2$ (для соответствующих направлений).

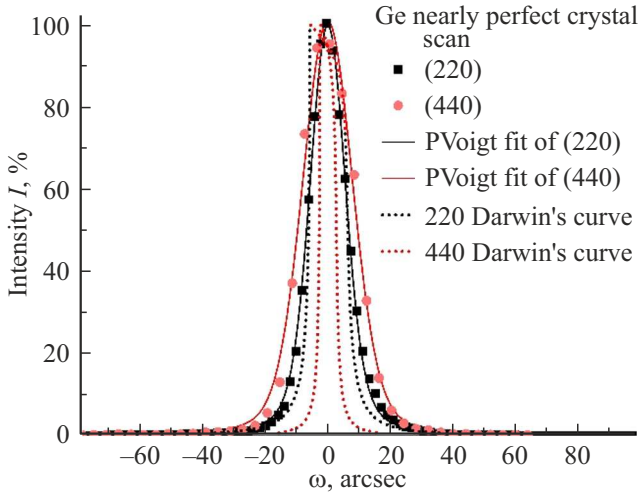


Рис. 2. Данные трехкристальной рентгеновской дифракции от почти совершенного кристалла германия Ge в условиях отражений (220) — показаны черным цветом и (440) — красным; аппроксимация функцией псевдо-Фойгта (сплошные линии) и дарвиновские кривые (пунктирные линии).

3. Результаты и обсуждение

Ширина аппроксимирующей кривой для Ge(220) отражения ($\theta \sim 22.65°$) составила $FWHM = 14.2$ arcsec. Соответствующее значения в условиях Ge(440) ($\theta \sim 50.37°$) $FWHM = 19.6$ arcsec. Большее уширение, наблюдаемое для отражения Ge(440) (рис. 2), несмотря на меньшую собственную дарвиновскую ширину отражения чем у Ge(220), обусловлено дисперсией измерительной схемы, существенно возрастающей с увеличением брэгговского угла [35,36]. Инструментальное уширение, рассчитанное для условий $\theta \sim 31.3°$ (соответствует (800) β-Ga_2O_3) $FWHM = 16.1$ arcsec.

Таблица 1. Результаты рентгендифракционных измерений для ω и $\omega - 2\theta$ сканирования от кристалла β-Ga_2O_3:Fe (0.002 mol.%)

Отражение (Брэгг)	$FWHM$, arcsec		θ, deg
	ω скан	$\omega - 2\theta$ скан	
(600)	20.4	39.9	22.9036
(800)	16.5	45.4	31.2600
(1200)	22.7	75.2	51.1056

Данные дифракционных кривых, полученных при ω- и $\omega - 2\theta$-сканировании исследуемого образца β-Ga_2O_3, нормированные на максимальное значение, показаны на рис. 3, *a* и *b* соответственно.

Большинство профилей кривых хорошо описываются симметричной функцией PVoigt с преобладающей гауссовой компонентой. Однако аппроксимация $\omega - 2\theta$ профиля для отражения (1200) с использованием функции PVoigt выявила сдвиг приблизительно на 5 угловых секунд между центрами лоренцевой и гауссовой компонент (рис. 3, *a* и *b*), причем центр лоренцевой компоненты смещен в сторону меньших углов. Асимметричная форма профиля, обусловлена градиентом деформации решетки (т. е. распределением межплоскостных расстояний в сторону бóльших значений) в исследуемом объеме. Данная асимметрия более выражена для отражения (1200) из-за его большего угла Брэгга, который усиливает угловую дисперсию градиентов деформации. Характеристики полученных кривых приведены в табл. 1.

Значения собственного уширения β, размеров областей когерентного рассеяния (ОКР) $\langle t_x \rangle$ и $\langle t_z \rangle$, микродеформации $\langle \varepsilon \rangle$ и разориентации $\langle \eta \rangle$ были определены по параметрам линейной аппроксимации (рис. 4) с использованием уравнений (1) и (2).

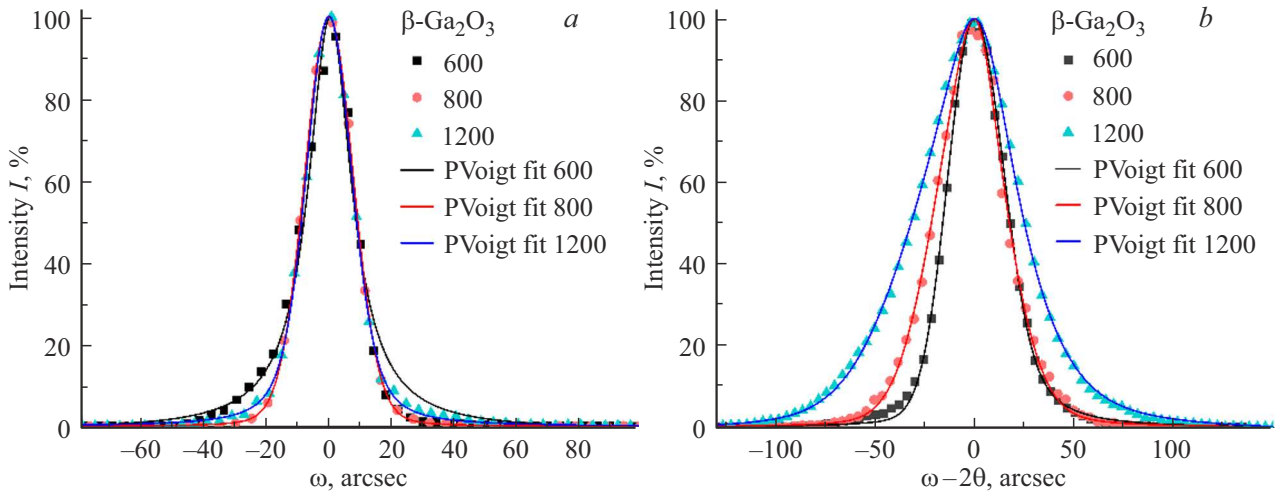


Рис. 3. Данные трехкристальной рентгеновской дифракции от кристалла β-Ga_2O_3:Fe (0.002 mol.%): кривые ω (*a*) и $\omega - 2\theta$ (*b*) сканирований в условиях (600), (800) и (1200) отражений (показаны черным, красным и синим цветами соответственно) и аппроксимация по псевдо-Фойгту (сплошные линии).

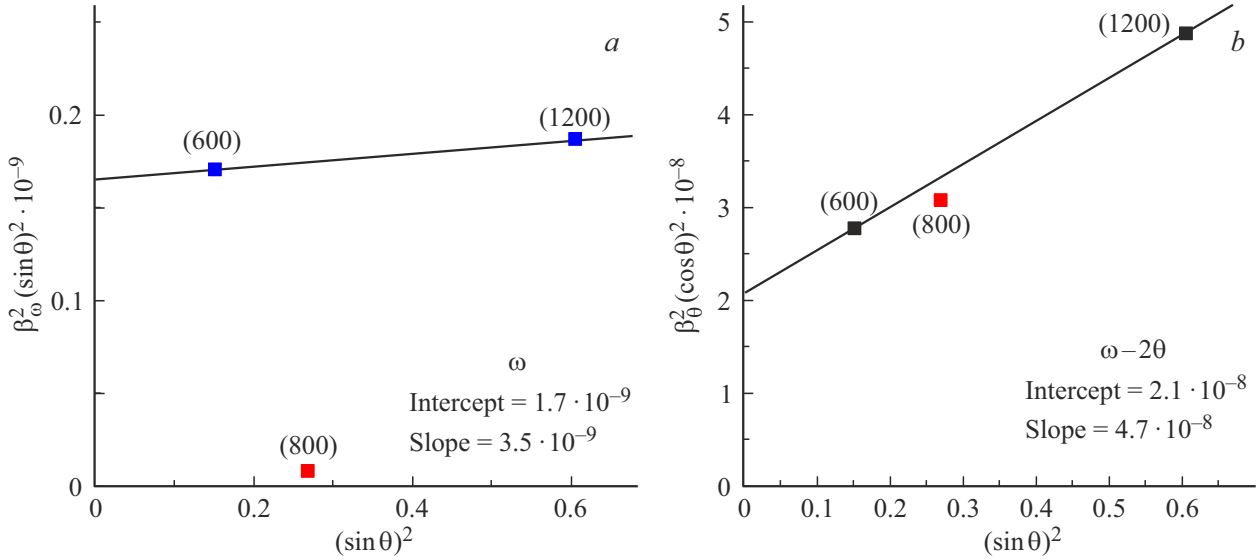


Рис. 4. Линейные аппроксимации графиков Вильямсона–Холла для кристалла β-Ga_2O_3:Fe (0.002 mol.%): *a* — поперечное (перпендикулярное вектору обратной решетки **H**) уширение, полученное из ω-сканов; *b* — продольное (вдоль **H**) уширение, полученное из $\omega - 2\theta$-сканов. Параметры линейной аппроксимации указаны на соответствующих вставках.

Таблица 2. Параметры собственного уширения дифракционного рассеяния кристалла β-Ga_2O_3:Fe (0.002 mol.%), определенные в рамках анализа Вильямсона–Холла

Сканирование	β, arcsec			*Intercept*	*Slope*	$\langle t_x \rangle$,	$\langle t_z \rangle$,	$\langle \eta \rangle$,	$\langle \varepsilon \rangle$
	(600)	(800)	(1200)	$\times 10^{-9}$	$\times 10^{-9}$	μm	μm	$\times 10^{-5}$, rad	$\times 10^{-5}$
ω	14.6	3.6	11.5	1.7	0.4	1.9	–	1.0	–
$\omega - 2\theta$	37.3	42.4	72.6	20.7	46.5	–	0.5	–	10.8

Наблюдаемый разброс точек данных ω сканирования обусловлен большим различием длин экстинкции в направлении, перпендикулярном вектору обратной решетки **H** для отражения (800), которое не учитывается при линейной аппроксимации.

Анализ Вильямсона–Холла показывает выраженную анизотропию размеров областей когерентного рассеяния: поперечный размер $\langle t_x \rangle \sim 1.9\,\mu$m значительно превышает продольный размер $\langle t_z \rangle \sim 0.5\,\mu$m, что указывает на удлинение областей рассеяния в плоскости, перпендикулярной вектору обратной решетки кристаллографической плоскости (100). Низкое значение среднеквадратичной разориентации $\langle \eta \rangle \sim 1 \cdot 10^{-5}$ rad $= 2.1$ arcsec подтверждает высокое структурное совершенство объемных кристаллов. Значение $\langle \varepsilon \rangle$ превышает $\langle \eta \rangle$ примерно на порядок, что, в сочетании с сильной анизотропией размеров ОКР, указывает на преобладание краевых дислокаций (наиболее вероятно, с вектором Бюргерса вдоль $\langle 010 \rangle$), вызывающих вариации деформации решетки, а не разориентацию, что согласуется с системами скольжения, в моноклинном β-Ga_2O_3 [10,15]. Полученные значения сведены в табл. 2.

Значения разориентации $\langle \eta \rangle$ и поперечного размера ОКР $\langle t_x \rangle$, полученные в данной работе, непосредственно связаны с уширением двухкристальных ω кривых (кривых качания). Однако на ширину двухкристальной кривой качания влияет многочисленный ансамбль благоприятно ориентированных мозаичных блоков, который вносит вклад в общее уширение. Следовательно, полная ширина на полувысоте двухкристальной кривой качания, часто используемая в качестве показателя качества кристаллов, в большей степени характеризует качество поверхности, и превышает собственную разориентацию одного мозаичного блока, полученную из данного анализа. Это различие подчеркивает важность разделения вкладов от размера областей, деформации и разориентации, что возможно только при использовании трехкристальной дифрактометрии высокого разрешения и корректного анализа на основе соответствующей физической модели.

С использованием полученного значения разориентации $\langle \eta \rangle$ верхняя оценка плотности благоприятно ориентированных (при $b_{\langle 010 \rangle} = 0.3$ nm [10]) дислокаций в исследуемом материале $\rho = \langle \eta \rangle^2 / b^2_{\langle 010 \rangle}$ равна $1 \cdot 10^5$ cm^{-2}, что согласуется с типовыми значениями в объемных кристаллах, выращенных методом Чохральского [40].

4. Заключение

В работе предложена методика оценки кристаллического качества моноклинного β-Ga_2O_3:Fe (0.002 mol.%) по данным трехкристалльной дифрактометрии на основе анализа Вильямсона–Холла с квадратичным учетом вкладов ОКР, разориентации и микродеформации мозаичного кристалла. Проведенный анализ выявил выраженную анизотропию когерентно рассеивающих областей: поперечный размер $\langle t_x \rangle \sim 1.9\,\mu$m значительно превышает продольный размер $\langle t_z \rangle \sim 0.5\,\mu$m, что указывает на пластинчатую структуру мозаичного кристалла. Низкие значения среднеквадратичной разориентации $\langle \eta \rangle \sim 2.1$ arcsec подтверждают высокое структурное совершенство кристаллов (а также эффективность термообработки образцов). Плотность дислокаций, оцененная по разориентации, имеет порядок $10^5\,\mathrm{cm}^{-2}$, что согласуется со структурным качеством, типичным для объемных кристаллов, выращенных методом Чохральского. Следует отметить, что представленный анализ Вильямсона–Холла выполнен в изотропном приближении с использованием отражений от одной кристаллической плоскости (что обусловлено отсутствием в настоящее время надежных данных об анизотропных факторах контраста для моноклинной структуры β-Ga_2O_3). Однако дальнейшее развитие указанного подхода анализа отражений β-Ga_2O_3 с близкими значениями длины экстинкции возможно с использованием пар отражений (010), $(31\bar{1})$ и (800), $(62\bar{2})$, описывающих анизотропию кристаллической структуры и распределение дефектов в основных направлениях.

Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 24-12-00229, https://rscf.ru/project/24-12-00229/.

Благодарности

Авторы выражают благодарность Андрею Михайловичу Смирнову за предварительные исследования образцов и обсуждение результатов.

Список литературы

[1] S.I. Stepanov, V.I. Nikolaev, V.E. Bougrov, A.E. Romanov. Rev. Adv. Mater. Sci. **44**, 63 (2016).
[2] R. Roy, V.G. Hill, E.F. Osborn. J. Am. Chem. Soc. **74**, *3*, 719 (1952).
[3] J.A. Kohn, G. Katz, J.D. Broder. Am. Mineral. **42**, *5–6*, 398 (1957).
[4] S. Geller. J. Chem. Phys. **33**, *3*, 676 (1960).
[5] D.I. Panov, V.A. Spiridonov, D.A. Zakgeim, A.V. Kremleva, D.A. Bauman, A.E. Romanov, V.E. Bougrov. Rev. Adv. Mater. Technol. **2**, *3*, 51 (2020).
[6] D.A. Bauman, D.Iu. Panov, D.A. Zakgeim, V.A. Spiridonov, A.V. Kremleva, A.A. Petrenko, P.N. Brunkov, N.D. Prasolov, A.V. Nashchekin, A.M. Smirnov, M.A. Odnoblyudov, V.E. Bougrov, A.E. Romanov. Phys. Status Solidi A **218**, *20*, 2100335 (2021).
[7] D.A. Bauman, D.I. Panov, V.A. Spiridonov, A.Yu. Ivanov, P.A. Bogdanov, W.V. Lundin, E.Yu. Lundina, A.F. Tsatsulnikov, M.V. Tokarev, B.Y. Ber, S.S. Rachkov, D.Yu. Kazantsev, P.N. Brunkov, A.E. Romanov. J. Vac. Sci. Technol. A **43**, *4*, 042804 (2025).
[8] D.A. Bauman, A.I. Borodkin, A.A. Petrenko, D.I. Panov, A.V. Kremleva, V.A. Spiridonov, D.A. Zakgeim, M.V. Silnikov, M.A. Odnoblyudov, A.E. Romanov, V.E. Bougrov. Acta Astronaut. **180**, 125 (2021).
[9] A. Yoshikawa, V. Kochurikhin, T. Tomida, I. Takahashi, K. Kamada, Y. Shoji, K. Kakimoto. Sci. Rep. **14**, *1*, 14881 (2024).
[10] Y. Yao, Y. Sugawara, Y. Ishikawa. J. Appl. Phys. **127**, *20*, 205110 (2020).
[11] H. Yamaguchi, A. Kuramata, T. Masui. Superlattices Microstruct. **99**, 99 (2016).
[12] R.A. Babunts, A.S. Gurin, E.V. Edinach, Yu.A. Uspenskaya, P.G. Baranov. Tech. Phys. Lett. **49**, *11*, 12 (2023).
[13] H. Ghadi, J.F. McGlone, E. Cornuelle, A. Senckowski, S. Sharma, M.H. Wong, U. Singisetti, Y.K. Frodason, H. Peelaers, J.L. Lyons, J.B. Varley, C.G. Van de Walle, A. Arehart, S.A. Ringel. APL Mater. **11**, 111110 (2023).
[14] T. Oshima. Jpn. J. Appl. Phys. **65**, *3*, 038003 (2026).
[15] H. Yamaguchi, A. Kuramata. J. Appl. Crystallogr. **51**, *5*, 1372 (2018).
[16] S. Takagi. Acta Crystallogr. **15**, *12*, 1311 (1962).
[17] D. Taupin. Bull. Soc. Fr. Mineral. Crystallogr. **87**, 469 (1964).
[18] S.V. Ivanov, P.D. Altukhov, T.S. Argunova, A.A. Bakun, A.A. Budza, V.V. Chaldyshev, Yu.A. Kovalenko, P.S. Kopyev, R.N. Kutt, B.Ya. Meltser, S.S. Ruvimov, S.V. Shaposhnikov, L.M. Sorokin, V.M. Ustinov. Semicond. Sci. Technol. **8**, *3*, 347 (1993).
[19] Р.Н. Кютт, Р. Шольц, С.С. Рувимов, Т.С. Аргунова, А.А. Будза, С.В. Иванов, П.С. Копьев, Л.М. Сорокин, М.П. Щеглов. ФТТ **35**, *3*, 724 (1993).
[20] Р.Н. Кютт, Т.С. Аргунова. ФТТ **38**, *1*, 89 (1996).
[21] Р.Н. Кютт, В.В. Ратников, Г.Н. Мосина, М.П. Щеглов. ФТТ **41**, *1*, 30 (1999).
[22] В.В. Ратников, Р.Н. Кютт, С.В. Иванов, М.П. Щеглов, А. Baar. ФТП **44**, *2*, 265 (2010).
[23] R. Pilliadugula, N. Gopalakrishnan. Funct. Mater. Lett. **13**, *5*, 2051018 (2020).
[24] В.Б. Молодкин, М.В. Ковальчук, И.М. Карнаухов, В.Ф. Мачулин, В.Е. Сторижко, Э.Х. Мухамеджанов, А.И. Низкова, С.В. Лизунова, Е.Н. Кисловский, С.И. Олиховский, Б.В. Шелудченко, С.В. Дмитриев, Е.С. Скакунова, В.В. Молодкин, В.В. Лизунов, В.А. Бушуев, Р.Н. Кютт, Б.С. Карамурзов, А.А. Дышеков, Т.И. Оранова, Ю.П. Хапачев. Основы динамической высокоразрешающей дифрактометрии функциональных материалов. Изд-во Кабардино-Балкарского госуниверситета, Нальчик (2013). 130 с.
[25] V.G. Baryakhtar, M.V. Kovalchuk, Yu.M. Litvinov, V.B. Molodkin, V.V. Nemoshkalenko, S.I. Olikhovskii, E.N. Kislovskii, A.I. Nizkova. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **308**, *1–2*, 291 (1991).

[26] В.Б. Молодкин, М.В. Ковальчук, И.М. Карнаухов, В.Е. Сторижко, С.В. Лизунова, С.В. Дмитриев, А.И. Низкова, Е.Н. Кисловский, В.В. Молодкин, Е.В. Первак, А.А. Катасонов, В.В. Лизунов, Е.В. Скакунова, Б.С. Карамурзов, А.А. Дышеков, А.Н. Багов, Т.И. Оранова, Ю.П. Хапачев. Основы интегральной многопараметрической диффузнодинамической дифрактометрии. Изд-во Кабардино-Балкарского госуниверситета, Нальчик (2013). 121 с.
[27] H. Yan, J. Maser, A. Macrander, Q. Shen, S. Vogt, G.B. Stephenson, H.C. Kang. Phys. Rev. B **76**, *11*, 115438 (2007).
[28] G.K. Williamson, W.H. Hall. Acta Metall. **1**, *1*, 22 (1953).
[29] T. Ungár, A. Borbély. Appl. Phys. Lett. **69**, *21*, 3173 (1996).
[30] D.I. Panov, V.A. Spiridonov, O.S. Vasilev, P.A. Bogdanov, D.A. Bauman, A.E. Romanov. Rev. Adv. Mater. Technol. **7**, *3*, 198 (2025).
[31] V.V. Kaminskii, D.I. Panov, V.A. Spiridonov, D.A. Bauman, D.A. Kalganov, M.P. Scheglov, A.E. Romanov. Mater. Phys. Mech. **52**, *5*, 48 (2024).
[32] Characterization of Crystal Growth Defects by X-Ray Methods. Eds. by B.K. Tanner, D.K. Bowen. Springer Science & Business Media, N.Y. (2013). 589 c.
[33] K. Momma, F. Izumi. J. Appl. Crystallogr. **44**, 1272 (2011).
[34] О.М. Луговская, С.А. Степанов. Кристаллография **36**, *4*, 856 (1991).
[35] T. Matsushita. J. Appl. Crystallogr. **7**, *2*, 254 (1974).
[36] M. Servidori. J. Appl. Crystallogr. **35**, *1*, 41 (2002).
[37] M. Wilkens. Phys. Status Solidi A **2**, *2*, 359 (1970).
[38] S. Poncé, F. Giustino. Phys. Rev. Research **2**, *3*, 033102 (2020).
[39] K. Adachi, H. Ogi, N. Takeuchi, N. Nakamura, H. Watanabe, T. Ito, Y. Ozaki. J. Appl. Phys. **124**, *8*, 085102 (2018).
[40] M. Higashiwaki. Phys. Status Solidi RRL **15**, *11*, 2100357 (2021).
[41] A. Borbély, J. Dragomir-Cernatescu, G. Ribárik, T. Ungár. J. Appl. Cryst. **36**, *1*, 160 (2003).

Редактор А.Н. Смирнов