

# Термоупругие напряжения, действующие в системах скольжения при выращивании из расплава методом Степанова (EFG) ленточных кристаллов оксида галлия

© В.М. Крымов, Е.В. Галактионов, С.И. Бахолдин, С.В. Шапенков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: V.Krymov@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 30 апреля 2025 г.

В окончательной редакции 4 июня 2025 г.

Принято к публикации 4 июня 2025 г.

Исследовано влияние анизотропии свойств кристалла оксида галлия на величину и распределение касательных напряжений, действующих в системах скольжения. Приведен алгоритм расчета касательных напряжений для кристаллов моноклинной сингонии. Найдены эквивалентные системы скольжения. Проведено сравнение распределений касательных термоупругих напряжений в различных системах скольжения для тонких кристаллических пластин оксида галлия, выращиваемых из расплава методом Степанова. Обнаружена корреляция расчетных касательных напряжений в ленте с ориентацией [010] ( $\bar{2}10$ ) с экспериментальными данными по дислокационной структуре.

**Ключевые слова:** моноклинная сингония, матрица перехода, эквивалентные системы.

DOI: 10.61011/JTF.2025.12.61771.222-25

## Введение

Кристаллы  $\beta$ -фазы оксида галлия ( $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ ), интенсивно исследуются в последнее время и имеют хорошие перспективы для широкого применения в микроэлектронике и электронике больших мощностей. Оксид галлия превосходит полупроводники третьего поколения шириной запрещенной зоны и величиной электрического пробоя, сочетающимися с радиационной стойкостью, превосходной сцинтилляционной способностью и прозрачностью в УФ-видимой области [1]. К настоящему времени уже появилось коммерческое производство японской компанией Tamura согр. кристаллов  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ , выращиваемых из расплава в форме лент, и подложек на их основе. Однако для получения высококачественных бездефектных кристаллов необходима не только разработка различных процессов выращивания, но и изучение дефектов структуры и причин их образования. Таких исследований для кристаллов  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  проведено крайне мало.

В ряде работ [2–6] исследовалась дефектная структура пластин, ориентированных параллельно плоскостям (010) и ( $\bar{2}01$ ), методами рентгеновской топографии, селективного травления и просвечивающей электронной микроскопии. Nakai et al. [2] первыми нашли в поперечном сечении пластин (010) два типа дефектов: *b*-винтовые дислокации, образующие субзерновые границы, параллельные плоскостям ( $\bar{2}01$ ), (010), и полые нанотрубки, вытянутые вдоль [010]. Yamaguchi et al. [3] провели анализ кристаллической структуры  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  на основе известного принципа, что основные плоскости и направления скольжения коррелируют с плотноупакованными плоскостями и кратчайшими векторами

трансляции соответственно. Были определены четыре плоскости скольжения:  $\{\bar{2}01\}$ ,  $\{101\}$ ,  $\{\bar{3}10\}$ ,  $\{\bar{3}\bar{1}0\}$  и направления кратчайших трансляций в них (таблица, пункты 1.1–4.3). Методом рентгеновской топографии с помощью критерия невидимости строго установлено существование дислокаций системы  $\{\bar{2}01\}$ , а для других продемонстрированы ряды дислокаций, которые могут им соответствовать. Ueda et al. [4] обнаружили методом просвечивающей электронной микроскопии ряды краевых дислокаций с вектором Бюргерса вдоль  $\langle010\rangle$ , соответствующие ямкам травления на поверхности параллельной ( $\bar{2}01$ ), полые нанопластины, перпендикулярные плоскости (010), а также двойниковые пластины (100). Yao et al. [5] в подложке с ориентацией (010) с помощью синхротронной рентгеновской дифракции (XRD) и рентгеновской топографии (XRT) также обнаружили дислокации, принадлежащие еще трем системам скольжения  $\langle010\rangle\{001\}$ ,  $\langle201\rangle\{10\bar{2}\}$  и  $\langle001\rangle\{100\}$  (см. таблицу, пп. 5–7). В недавнем обзоре [6] была собрана информация по всем известным системам скольжения, но приведены только индексы одной из ряда кристаллографически эквивалентных систем.

Однако в описанных выше работах не рассмотрены причины и механизмы образования дефектов в процессе роста. Между тем исследования [7], проведенные при выращивании других кристаллов из расплава методом Степанова (EFG), показали, что одной из основных причин образования дефектов является пластическая деформация под действием термических напряжений в системах скольжения. Для кристаллов  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  цилиндрической и ленточной форм в работах [8,9] были рассчитаны термоупругие напряжения с учетом анизотро-

Возможные системы скольжения кристаллов  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ 

№	Плоскость скольжения	Направление скольжения	Эквивалентные системы
1.1	{ $\bar{2}01$ }	$\langle 010 \rangle$	( $\bar{2}01$ ) [010], ( $\bar{2}01$ ) [ $\bar{0}10$ ], ( $20\bar{1}$ ) [010], ( $20\bar{1}$ ) [ $\bar{0}10$ ]
1.2	{ $\bar{2}01$ }	$\langle 112 \rangle$	( $\bar{2}01$ ) [112], ( $\bar{2}01$ ) [ $1\bar{1}2$ ], ( $20\bar{1}$ ) [ $\bar{1}1\bar{2}$ ], ( $20\bar{1}$ ) [ $\bar{1}\bar{1}2$ ]
2.1	{101}	$\langle 010 \rangle$	(101) [010], (101) [ $\bar{0}10$ ], ( $\bar{1}0\bar{1}$ ) [010], ( $\bar{1}0\bar{1}$ ) [ $\bar{0}10$ ]
2.2	{101}	$\langle 10\bar{1} \rangle$	(101) [10 $\bar{1}$ ], ( $\bar{1}0\bar{1}$ ) [ $\bar{1}01$ ]
3.1	{ $\bar{3}\bar{1}0$ }	$\langle 001 \rangle$	( $\bar{3}\bar{1}0$ ) [001], ( $\bar{3}10$ ) [001], ( $\bar{3}\bar{1}0$ ) [00 $\bar{1}$ ], ( $\bar{3}10$ ) [00 $\bar{1}$ ]
3.2	{ $\bar{3}\bar{1}0$ }	$\langle 1\bar{3}0 \rangle$	( $\bar{3}\bar{1}0$ ) [1 $\bar{3}0$ ], ( $\bar{3}10$ ) [130], ( $\bar{3}\bar{1}0$ ) [ $\bar{1}\bar{3}0$ ], ( $\bar{3}10$ ) [ $\bar{1}30$ ]
3.3	{ $\bar{3}\bar{1}0$ }	$\langle 1\bar{3}2 \rangle$	( $\bar{3}\bar{1}0$ ) [1 $\bar{3}2$ ], ( $\bar{3}10$ ) [132], ( $\bar{3}\bar{1}0$ ) [ $\bar{1}\bar{3}\bar{2}$ ], ( $\bar{3}10$ ) [ $\bar{1}3\bar{2}$ ]
4.1	{ $\bar{3}10$ }	$\langle 001 \rangle$	( $\bar{3}10$ ) [001], ( $\bar{3}10$ ) [00 $\bar{1}$ ], ( $\bar{3}10$ ) [001], ( $310$ ) [00 $\bar{1}$ ]
4.2	{ $\bar{3}10$ }	$\langle 130 \rangle$	( $\bar{3}10$ ) [130], ( $\bar{3}10$ ) [1 $\bar{3}0$ ], ( $310$ ) [ $\bar{1}30$ ], ( $310$ ) [ $\bar{1}\bar{3}0$ ]
4.3	{ $\bar{3}10$ }	$\langle 132 \rangle$	( $\bar{3}10$ ) [132], ( $\bar{3}10$ ) [1 $\bar{3}2$ ], ( $310$ ) [ $\bar{1}3\bar{2}$ ], ( $310$ ) [ $\bar{1}\bar{3}2$ ]
5	{001}	$\langle 0\bar{1}0 \rangle$	(001) [0 $\bar{1}0$ ], (001) [010], (00 $\bar{1}$ ) [0 $\bar{1}0$ ], (00 $\bar{1}$ ) [010]
6	{10 $\bar{2}$ }	$\langle 201 \rangle$	(10 $\bar{2}$ ) [201], ( $\bar{1}02$ ) [ $\bar{2}0\bar{1}$ ]
7	{100}	$\langle 001 \rangle$	(100) [001], ( $\bar{1}00$ ) [00 $\bar{1}$ ]

пии коэффициентов упругости и теплового расширения, но без учета систем скольжения.

В настоящей работе проведен расчет термоупругих касательных напряжений в системах скольжения кристаллов  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ , выращиваемых в форме лент в направлении [010], по предложенному алгоритму с учетом эквивалентных систем. Исследована их ориентационная зависимость во всех действующих системах скольжения при повороте нормали к плоскости ленты от исходного положения (100) на  $360^\circ$  вокруг направления выращивания [010].

## 1. Алгоритм расчета касательных напряжений в системах скольжения для ленточных кристаллов моноклинной сингонии

Пусть в кристаллографической системе координат выбрана система скольжения  $\{n_1, n_2, n_3\} \langle l_1, l_2, l_3 \rangle$ . Здесь  $n_1, n_2, n_3$  — кристаллографические индексы плоскости скольжения, соответствующие индексам нормали к ней в обратной решетке, а  $l_1, l_2, l_3$  — индексы направления скольжения, заданные в прямой решетке. Заметим, что для кристаллов моноклинной сингонии, к которой относится оксид галлия, кристаллографическая система координат не является декартовой. Обозначим вектор перпендикулярный плоскости скольжения  $\mathbf{n} = (n_1, n_2, n_3)^T$ , а вектор направления скольжения —  $\mathbf{l} = (l_1, l_2, l_3)^T$ . Далее в кристаллофизической системе координат компоненты этих векторов обозначим как  $\mathbf{N} = (N_1, N_2, N_3)^T$  и  $\mathbf{L} = (L_1, L_2, L_3)^T$ , соответственно, и выражим через

кристаллографические координаты согласно [10,11]:

$$\mathbf{N} = \frac{E\mathbf{n}}{H^*(n_1, n_2, n_3)}, \quad \mathbf{L} = \frac{(A)^T \mathbf{l}}{R(l_1, l_2, l_3)},$$

где  $E$  — матрица разложения ортов кристаллофизической системы координат по базисным векторам кристаллической решетки:

$$E = \begin{pmatrix} a^* & 0 & -c^* \cos\beta \\ 0 & b^* & 0 \\ 0 & 0 & c^* \sin\beta \end{pmatrix};$$

$A$  — матрица разложения векторного базиса кристаллической решетки по ортам кристаллофизической системы координат:

$$A = \begin{pmatrix} a \sin\beta & 0 & a \cos\beta \\ 0 & b & 0 \\ 0 & 0 & c \end{pmatrix};$$

$H^*$  — длина вектора  $\mathbf{n}$  в обратной решетке для кристаллов моноклинной сингонии:

$$H^*(n_1, n_2, n_3) = (n_1^2(a^*)^2 + n_2^2(b^*)^2 + n_3^2(c^*)^2 + 2n_1n_3a^*c^*\cos(\beta^*))^{0.5};$$

$R$  — длина вектора  $\mathbf{l}$  в прямой решетке:

$$R(l_1, l_2, l_3) = (l_1^2a^2 + l_2^2b^2 + l_3^2c^2 + 2l_1l_3ac\cos\beta)^{0.5},$$

$A, E, H^*, R$  — определяются параметрами прямой и обратной решетки кристалла. Для моноклинного

$\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  [12] —  $a = 12.214 \text{ \AA}$ ;  $b = 3.037 \text{ \AA}$ ;  $c = 5.798 \text{ \AA}$ ;  $\alpha=\gamma=\pi/2$ ;  $\beta \sim 1.812 \text{ rad}$ ;  $a^*=0.084 \text{ \AA}^{-1}$ ;  $b^*=0.329 \text{ \AA}^{-1}$ ;  $c^*=0.178 \text{ \AA}^{-1}$ ;  $\alpha^* = \gamma^* = \pi/2$ ;  $\beta^* = \pi - \beta$ .

Найдем матрицу  $C_0$ , связывающую систему скольжения и кристаллофизическую систему координат. Эта матрица выражается через компоненты векторов  $\mathbf{N} = (N_1, N_2, N_3)^T$  и  $\mathbf{L} = (L_1, L_2, L_3)^T$  следующим образом:

$$C_0 = C_0(n_1, n_2, n_3, l_1, l_2, l_3)$$

$$= \begin{pmatrix} N_1 & N_2 & N_3 \\ L_1 & L_2 & L_3 \\ N_2 L_3 - N_3 L_2 & N_3 L_1 - N_1 L_3 & N_1 L_2 - N_2 L_1 \end{pmatrix}.$$

Рассмотрим ленту  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ , выращиваемую в кристаллографическом направлении [010]. Ориентацию ленты, при которой ось  $x_3$  совпадает с направлением выращивания [010], а ось  $x_1$  направлена перпендикулярно плоскости ленты и совпадает с направлением (100), считаем исходной кристаллофизической ориентацией пластины. Строим матрицу перехода из рабочей системы координат в кристаллофизическую систему. В качестве рабочей системы координат выбираем систему координат, полученную из исходной кристаллофизической системы поворотом вокруг оси  $x_1$  на угол  $90^\circ$  против часовой стрелки с последующим поворотом вокруг новой оси  $x_3$  (вокруг направления [010]) на угол  $\psi$  против часовой стрелки. Тогда матрица перехода от рабочей системы координат к исходной кристаллофизической системе примет вид

$$C_{0R} = \begin{pmatrix} \cos \psi & 0 & \sin \psi \\ \sin \psi & 0 & -\cos \psi \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}^{-1}.$$

Матрицу перехода от рабочей системы координат к системе координат, связанной со скольжением, можно записать в виде  $C = C_0 C_{0R}$ . Тогда касательные напряжения, действующие в выбранной системе скольжения, определяются следующей формулой:

$$\tau_{12} = C_{1\alpha} C_{2\beta} \sigma_{\alpha\beta}, \quad \alpha, \beta = 2, 3,$$

где  $\sigma_{\alpha\beta}$  — тензор термоупругих напряжений, соответствующий плоскому напряженному состоянию. При повороте рабочей системы координат изменяются не только компоненты матрицы  $C_{0R}$ , но и компоненты тензора термоупругих напряжений  $\sigma_{\alpha\beta}$ , вследствие анизотропии тепловых и упругих свойств материала ленты.

## 2. Расчет касательных напряжений в системах скольжения для ленточных кристаллов оксида галлия

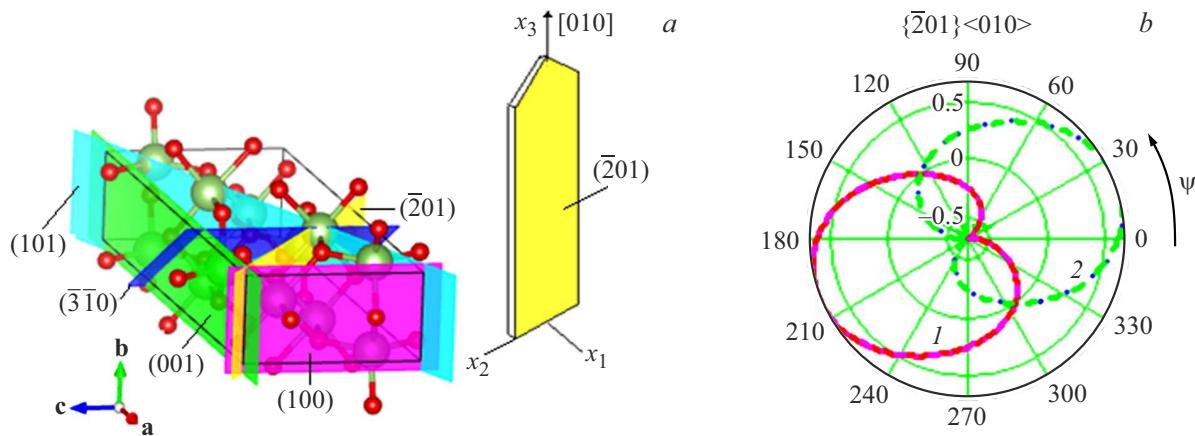
Находим касательные напряжения в тонкой кристаллической пластине  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  длиной  $l$ , прямоугольного

сечения  $\Omega = [-b, b] \times [-h, h]$  ( $2b$  — ширина ленты,  $2h$  — ее толщина). Работаем в декартовой системе координат  $(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \bar{x}_3)$ . Размерные величины обозначаем чертой сверху. Ось  $\bar{x}_1$  ортогональна плоскости ленты, оси  $\bar{x}_2$  и  $\bar{x}_3$  лежат в срединной плоскости, причем ось  $\bar{x}_3$  совпадает с направлением роста. Переходим к безразмерным координатам:  $\bar{x}_1 = hx_1$ ,  $\bar{x}_2 = bx_2$ ,  $\bar{x}_3 = lx_3$ . Далее переходим к безразмерным коэффициентам теплопроводности, теплового расширения и упругой податливости с помощью нормировки на соответствующие инварианты. Для расчета термоупругих напряжений в ленте используем приближенные формулы для компонент  $\bar{\sigma}_{33}$ ,  $\bar{\sigma}_{23}$ ,  $\bar{\sigma}_{22}$  тензора термоупругих напряжений, описывающие плоское напряженное состояние в тонкой анизотропной пластине. Эти формулы были получены в [13] методом асимптотического интегрирования уравнений термоупругости в предположении малости параметров  $\delta = h/b$ ,  $\varepsilon = b/l$  и слабого теплообмена на гранях  $x_1 = \pm 1$ . Рассмотрен случай выращивания методом Степанова (EFG) прямоугольной пластины длиной 0.1, шириной 0.02 и толщиной 0.002 м. Направление роста [010], нормаль к плоскости [100]. Для исследования влияния анизотропии свойств оксида галлия на величину и распределение касательных напряжений в системах скольжения был рассмотрен поворот пластины вокруг оси роста на угол  $\psi$  против часовой стрелки. Термоупругие напряжения были взяты в точке с координатами  $(x_2 = 0.5, x_3)$ , находящейся в средней части ленты по длине.

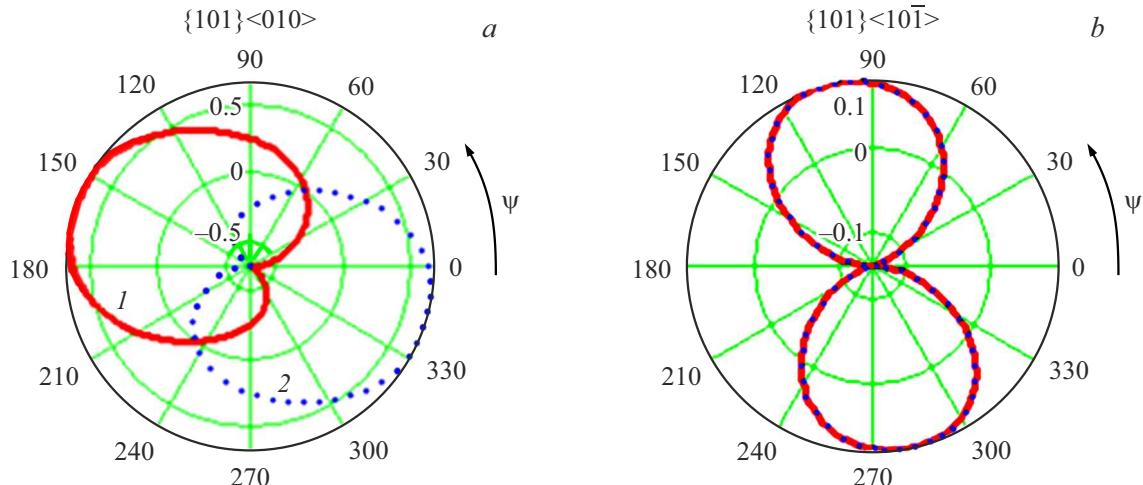
## 3. Результаты расчетов

Были найдены все эквивалентные системы скольжения для основных систем, приведенных в таблице. При этом учитывалось, что данный кристалл относится к классу симметрии  $2/m$  моноклинной сингонии и содержит 2 элемента симметрии: ось симметрии второго порядка и перпендикулярную ей плоскость симметрии  $m$ , а воздействие каждого элемента симметрии на произвольное кристаллографическое направление описывается своей матрицей поворота.

Результаты расчетов касательных напряжений для различных систем скольжения при повороте пластины на угол  $\psi$  вокруг направления выращивания [010] приведены на рис. 1–3. На рис. 1, *a* показана схема кристаллической решетки кристалла  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  с ориентацией направления выращивания [010]. Плоскость ленты на схеме совпадает с плоскостью скольжения  $(\bar{2}\bar{1}0)$ . На схеме показаны другие возможные плоскости скольжения:  $(101)$ ,  $(\bar{3}\bar{1}0)$ ,  $(100)$  и  $(001)$ . На рис. 1, *b* построена зависимость касательных напряжений в системе 1.1 (нумерация систем приведена в таблице) от угла поворота  $\psi$  вокруг направления [010] в полярных координатах для четырех эквивалентных систем. Расчеты показали, что две из четырех систем попарно совпадают и имеют разный знак при изменении угла поворота  $\psi$ . Макси-



**Рис. 1.** *a* — схема ленты и кристаллической ячейки кристалла  $\beta$ - $\text{Ga}_2\text{O}_3$  с ориентацией направления выращивания [010]. Плоскость ленты совпадает с плоскостью скольжения  $(\bar{2}01)$ . На схеме показаны также другие возможные плоскости скольжения:  $(101)$ ,  $(\bar{3}\bar{1}0)$ ,  $(100)$  и  $(001)$ ; *b* — зависимость касательных напряжений в системе  $\{\bar{2}01\} \langle 010 \rangle$  от угла поворота  $\psi$  вокруг направления [010] в полярных координатах для четырех эквивалентных систем: *I* — системы скольжения  $(\bar{2}01)$  [010] и  $(\bar{2}01)$  [ $0\bar{1}0$ ], 2 —  $(201)$  [010] и  $(201)$  [ $0\bar{1}0$ ].



**Рис. 2.** Зависимость касательных напряжений от угла поворота  $\psi$  вокруг направления [010] в полярных координатах в системах: *a* —  $\{101\} \langle 010 \rangle$  (*I* — система скольжения  $(101)$  [010], 2 —  $(101)$  [ $0\bar{1}0$ ]>; *b* —  $\{101\} \langle 10\bar{1} \rangle$ .

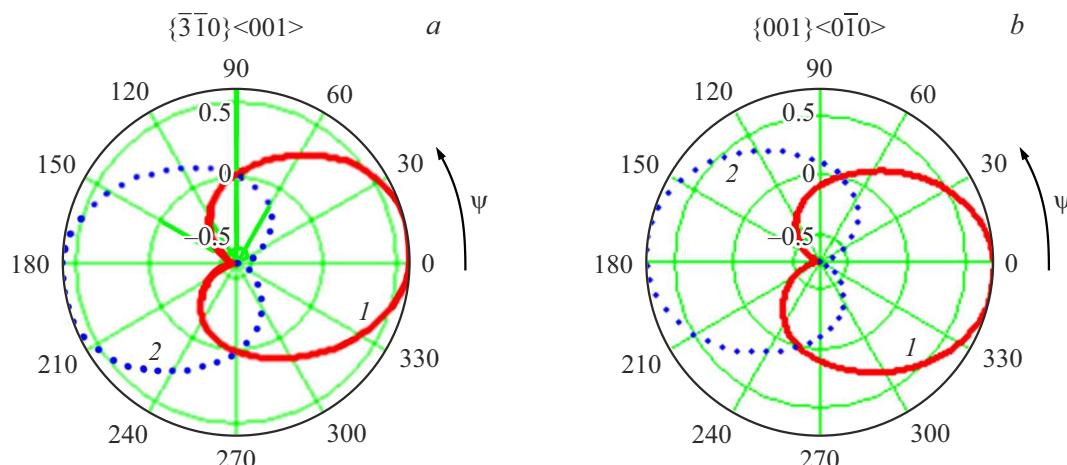
мальные значения касательных напряжений (до 0.7 MPa) в этой системе достигаются тогда, когда плоскость ленты совпадает с кристаллографической плоскостью  $(\bar{2}01)$ , т.е. с рассматриваемой плоскостью скольжения. Расчеты в системе 1.2 также демонстрируют сильную ориентационную зависимость, но уровень касательных напряжений ниже (до 0.26 MPa).

Зависимость касательных напряжений от угла поворота  $\psi$  в системах 2.1 и 2.2 показана на рис. 2. Эти системы отличаются разным количеством эквивалентных систем скольжения (в первой их четыре, во второй — две), кроме того, во второй системе напряжения в семь раз меньше. Видно, что в одной плоскости скольжения характер угловой зависимости и величины касательных напряжений зависит от направления скольжения.

Системы 3 и 4 оказались идентичны. Плоскости  $\{\bar{3}\bar{1}0\}$  и  $\{\bar{3}10\}$  отличаются от других тем, что наклонены

относительно направления вытягивания. Несмотря на это полярные графики и максимальные значения напряжений для системы 3.1 (до 0.7 MPa при повороте на 15°) оказались похожи на графики и значения напряжений в системе 1.1 (рис. 3, *a*). В системах 3.2 и 3.3 уровень касательных напряжений значительно ниже (до 0.1 MPa). Из последних трех систем можно выделить систему 5, которая дает максимальный уровень касательных напряжений (до 0.74 MPa) при совпадении плоскости ленты с кристаллографической плоскостью  $(001)$  (рис. 3, *b*). В системах 6 и 7 касательные напряжения малы (0.1 MPa).

Сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными по распределению дефектов в кристаллах требует отдельного рассмотрения. Однако предварительно можно сказать, что рассчитанные напряжения в системах 1.1 и 5 могут приводить к образованию



**Рис. 3.** Зависимость касательных напряжений от угла поворота  $\psi$  вокруг направления [010] в полярных координатах в системах: *a* —  $\{3\bar{1}0\} \langle 001 \rangle$  (*1* — система скольжения:  $(\bar{3}\bar{1}0)$  [001], *2* —  $(\bar{3}\bar{1}0)$  [001]); *b* —  $\{001\} \langle 0\bar{1}0 \rangle$  (*1* —  $(001)$  [010], *2* —  $(001)$  [010]).

винтовых дислокаций, обнаруженных в лентах оксида галлия в работе [2].

## Заключение

Разработан алгоритм расчета касательных напряжений в системах скольжения для ленточных кристаллов моноклинной сингонии. Изучена зависимость этих напряжений от поворота кристаллографической плоскости ленты вокруг оси выращивания [010] для кристаллов оксида галлия. Проведенные расчеты показывают, что величина и ориентация касательных напряжений в действующих системах скольжения зависят от исходных компонент тензора термоупругих напряжений и от кристаллографической структуры кристалла. В случае, когда в тензоре одна компонента  $\sigma_{33}$ , она проектируется только на плоскости  $\{\bar{3}10\}$  и  $\{\bar{3}\bar{1}0\}$ , а при учете трех компонент тензора напряжений работают все системы скольжения. Максимальная величина касательных напряжений наблюдается при совпадении плоскости ленты с плоскостью скольжения.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Z. Chi, J. Asher, M.R. Jennings, E. Chikoidze, A. Pérez-Tomás. Materials, **15** (3), 1164 (2022). DOI: 10.3390/ma15031164
- [2] K. Nakai, T. Nagai, K. Noami, T. Futagi. Jpn. J. Appl. Phys., **54** (5), 051103 (2015). DOI: 10.7567/JJAP.54.051103
- [3] H. Yamaguchi, A. Kuramata, T. Masui. Superlattices and Microstructures, **99**, 99 (2016). DOI: 10.1016/j.spmi.2016.04.030
- [4] O. Ueda, N. Ikenaga, K. Koshi, K. Iizuka, A. Kuramata, K. Hanada, T. Moribayashi, S. Yamakoshi, M. Kasu. Jpn. J. Appl. Phys., **55** (12), 1202BD (2016). DOI: 10.7567/JJAP.55.1202BD
- [5] Y. Yao, Y. Ishikawa, Y. Sugawara. Jpn. J. Appl. Phys., **59** (12), 125501 (2020). DOI: 10.35848/1347-4065/abc1aa
- [6] Y. Wang, M. Zhu, Y. Liu. China Foundry, Special Rev., **21**, 491 (2024). DOI: 10.1007/s41230-024-4131-5
- [7] С.И. Бахолдин, Е.В. Галактионов, В.М. Крымов. Изв. АН, сер. физ., **63** (9), 1816 (1999).
- [8] С.И. Бахолдин, Е.В. Галактионов, В.М. Крымов. ЖТФ, **93** (12), 1708 (2023). DOI: 10.61011/JTF.2023.12.56800.f249-23 [S.I. Bakholdin, E.V. Galaktionov, V.M. Krymov. Tech. Phys., **68** (12), 1584 (2023).]
- [9] В.М. Крымов, Е.В. Галактионов, С.И. Бахолдин. ЖТФ, **94** (12), 1955 (2024). DOI: 10.61011/JTF.2024.12.59232.343-24 [V.M. Krymov, E.V. Galaktionov, S.I. Bakholdin. Tech. Phys., **69** (12), 1809 (2024).]
- [10] Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская. Основы кристаллологии (Наука, М., 1979), с. 134.
- [11] Б.К. Вайнштейн. Современная кристаллография (Наука, М., 1979), т. 1, с. 221.
- [12] W. Miller, K. Böttcher, Z. Galazka, J. Schreuer. Crystals, **7** (1), 26 (2017). DOI: 10.3390/crust7010026
- [13] И.Е. Зино, Э.А. Тропп. Асимптотические методы в задачах теории теплопроводности и термоупругости (Изд-во ЛГУ, Л., 1978)