

# Структурное совершенство эпитаксиальных слоев GaN по данным рентгеновской дифракции

© Р.Н. Кютт, В.В. Ратников, Г.Н. Мосина, М.П. Щеглов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 5 июня 1998 г.)

Методами двух- и трехкристальной дифрактометрии исследовано структурное совершенство эпитаксиальных слоев GaN, выращенных на подложках сапфира, GaAs и SiC. Показано, что дифракционные распределения вокруг узлов обратной решетки вытянуты в направлении, параллельном поверхности, что связано с анизотропией локальных полей деформации в слоях. Проведен детальный анализ уширений для нескольких порядков отражений, измеренных в трех геометриях: симметричной брэгговской, симметричной Лауэ и скользящей дифракции. Получены значения пяти независимых компонент тензора микродисторсии  $\delta e_{ij}$ , а также средних размеров областей когерентного рассеяния в двух направлениях  $\tau_z$  и  $\tau_x$ . Показано, что для большинства образцов компоненты, вызывающие уширение рефлексов в направлении вдоль поверхности, заметно больше, т.е.  $\delta e_{xx} > \delta e_{zz}$  и  $\delta e_{zx} > \delta e_{xz}$ , а также  $\tau_z > \tau_x$ . Все компоненты тензора связываются с тем или иным типом дислокаций. Электронная микроскопия исследованных образцов выявила присутствие большой плотности чисто краевых и чисто винтовых дислокаций, прорастающих нормально к гетерогранице, которые и дают соответственно основной вклад в  $e_{xx}$  и  $e_{zx}$ .

Структурным исследованиям эпитаксиальных слоев GaN рентгеновскими дифракционными методами посвящено большое количество экспериментальных работ [1–8]. Результаты рентгеновских дифрактометрических исследований касаются в основном решения трех проблем: а) измерения параметров решетки монокристаллов и пленок [1,2]; б) определения сингонии и ориентации пленок GaN, выращенных на разных подложках и зависимости от ориентации последних [3,4]; в) изучения структурного совершенства пленок [5–8].

В некоторых работах проведен подробный анализ полуширин рентгеновских отражений разного порядка как симметричных, так и асимметричных, измеренных в брэгговской геометрии. В [4–6] показано, что основными причинами уширений брэгговских отражений являются искажения отражающих плоскостей, вызванные дислокациями. Разориентации блоков мозаики, приводящие к растяжению контуров распределения интенсивности по нормали к вектору дифракции, зафиксированы в работе [7]. Авторы [8], наоборот, пришли к выводу о решающем вкладе малого латерального размера областей когерентного рассеяния в угловую ширину симметричного отражения. Последнее согласуется с принятой в настоящее время моделью столбчатого строения пленок GaN. В качестве характерной особенности структурного состояния слоев GaN в литературе отмечается анизотропия полей микродеформаций, выражающаяся в резком различии полуширин симметричных и асимметричных брэгговских отражений [6].

В настоящей работе показаны возможности использования различных геометрий рентгеновской дифракции для получения более полной информации о структурном совершенстве пленок нитрида галлия, выращенных на различных подложках.

## 1. Методика

В основу исследования положены получение и анализ двумерного распределения интенсивности рентгеновской дифракции вокруг различных узлов обратной решетки. В общем случае пленка, имеющая рассогласование параметров решетки с подложкой, характеризуется компонентами тензора дисторсии  $e_{ij}$ , где смещения атомов слоя рассматриваются относительно узлов прямой решетки подложки и в общем виде могут иметь место как деформации, так и развороты. При этом средние значения компонент  $e_{ij}$  определяют положение узлов обратной решетки слоя относительно одноименного узла подложки

$$\Delta \mathbf{H}_i = - \sum \langle e_{ij} \rangle \mathbf{H}_j. \quad (1)$$

Кроме макродеформации, обусловленной однородным распределением структурных дефектов и примеси, в слое имеются микродисторсии, вызванные полями смещений вокруг структурных дефектов. Они могут быть представлены как среднеквадратичные флуктуации  $\langle \delta e_{ij} \rangle$  компонент средней дисторсии. Микродисторсии влияют на форму узлов обратной решетки, вызывая их растяжение и уширение соответствующих дифракционных кривых. При этом в отличие от средних компонент дисторсии значение имеют только абсолютные значения микродеформаций. В данном случае мы исключаем возможность существования макроградиентов, т.е. неравномерного распределения дефектов в пленке, так как последние приводили бы к асимметрии дифракционных пиков.

В общем случае тензор дисторсии может быть разложен на симметричный тензор деформации ( $\varepsilon$ ) и антисимметричный тензор разворота ( $\omega$ ). Диагональные компоненты  $\varepsilon_{ii}$  представляют сжатия-растяжения, а недиагональные  $\varepsilon_{ij}$  — сдвиги. В большинстве экспериментальных работ, анализирующих уширение дифракционных

**Таблица 1.** Полуширины рентгенодифракционных кривых  $\theta$ - и  $\theta-2\theta$ -сканирования для симметричных Брегг- и Лауэ-отражений и двухкристалльных кривых для асимметричных (asym) брэгговских и скользящего (graz) рефлексов (в угловых секундах)

Номер образца	Подложка	0020-CuK $\alpha$ , (Брегг)		1120-MoK $\alpha$ , (Лауэ)		1124-asym		1120-graz
		$w_\theta$	$w_{\theta-2\theta}$	$w_\theta$	$w_{\theta-2\theta}$	$\gamma_0 < \gamma_h$	$\gamma_0 > \gamma_h$	
1	c-sap	835	72	257	103	360	1460	1440
2	c-sap	1850	75	557	282	577	2550	—
3	c-sap	310	18	128	25	190	433	660
4	c-sap	1820	195	—	—	1360	2290	—
5	GaAs	1745	95	—	—	735	2120	2700
6	SiC	85	25	—	—	135	180	—

Примечание. Для образца № 4, выращенного на  $r$ -границе сапфира, приведены значения полуширин для симметричного брэгговского отражения 11–20 и асимметричного 30–30. Для образца № 3 в симметричной Лауэ-геометрии измерялось отражение 10–10.

пиков, различие делается только между диагональными и недиагональными членами микродисторсии, при этом предполагается, что первые обусловлены микродилатацией, а вторые — микроразворотами. В работе [9] впервые было показано, что это не имеет места для эпитаксиальной системы GaAs–Si: полученные из эксперимента значения  $\delta e_{xz}$  и  $\delta e_{zx}$  отличались друг от друга.

Деформация не единственная причина, вызывающая расширение дифракционных пиков. На форму узла обратной решетки влияют также ограниченные размеры областей когерентного рассеяния (зерен). Одной из задач дифракционного анализа является разделение этих вкладов. При измерениях рентгеновской дифракции это можно сделать исходя из того, что компоненты микродисторсии уширяют только те рефлексы, которые имеют соответствующую компоненту вектора  $\mathbf{H}$

$$\delta q_i = \langle \delta e_{ji} \rangle H_j, \quad (2)$$

а ограничение размера в каком-либо направлении влияет на все узлы обратной решетки в том же направлении

$$\delta q_i = 1/\tau_i. \quad (3)$$

Связь между координатами в  $q$ -пространстве и угловыми уширениями зависит от способа измерения последних (мода сканирования). При сечении узла обратной решетки в направлении дифракционного вектора ( $\theta-2\theta$ -сканирование)  $\delta w = \delta q_H / (k \cos \theta_B)$ , а при перпендикулярном сечении ( $\theta$ -сканирование)  $\delta w = \delta q_\perp / H$ . Здесь  $q_H$  и  $q_\perp$  — проекции вектора  $\mathbf{q}$ , параллельная и перпендикулярная вектору дифракции  $\mathbf{H}$  соответственно. Таким образом, для разделения вкладов от микродисторсии и размерного эффекта может быть использована различная зависимость уширений от брэгговского угла [5,9,10].

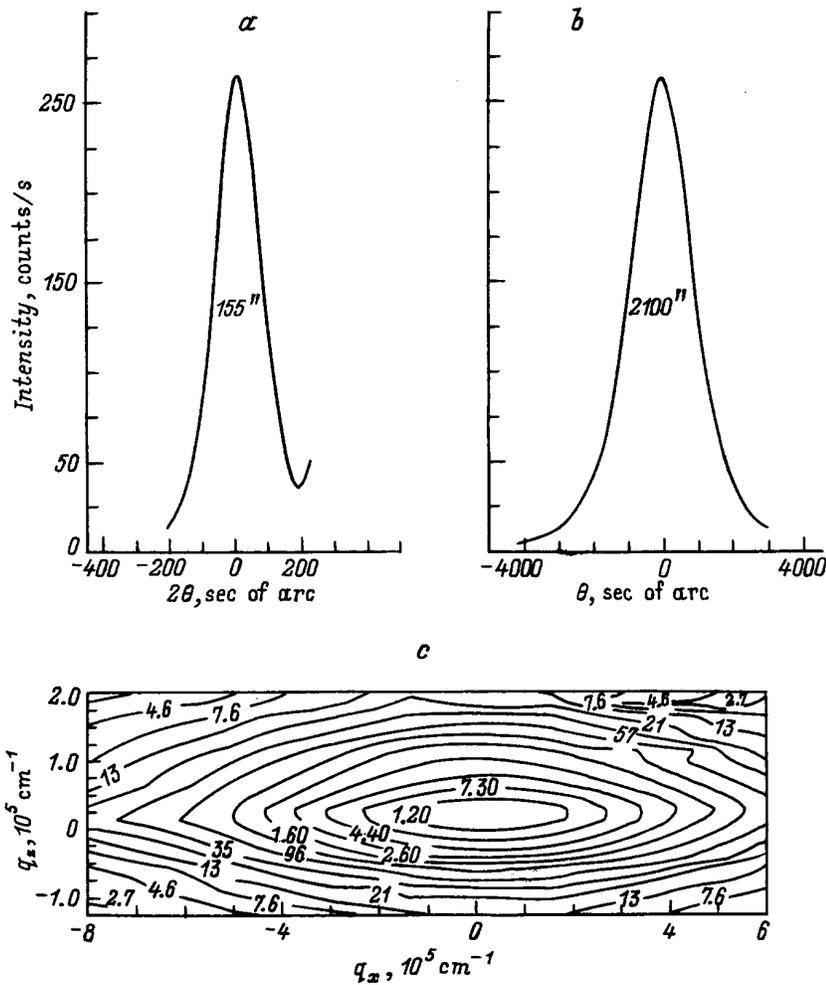
Учитывая изотропность базисной плоскости (0001), тензор дисторсии можно описать 5 независимыми компонентами. Таким образом, в общем случае мы должны определить 7 структурных параметров: 5 компонент микродисторсии и 2 размера зерен. В дифрактометрической схеме с анализатором (в виде узкой щели на счетчике в двухкристалльном варианте или тре-

тьего кристалла в трехкристалльном) для одного выбранного рефлекса можно получить два сечения узла обратной решетки: перпендикулярно вектору дифракции посредством  $\theta$ -сканирования и параллельно  $\mathbf{H}$  при  $\theta-2\theta$ -сканировании. Таким образом, измеряются две полуширины этих сечений, т.е. две независимые величины для определения искомым параметров.

Чтобы получить компоненты тензора дисторсии, требуется измерить несколько рентгеновских рефлексов с различными направлениями вектора обратной решетки. При этом оптимальными являются симметричные рефлексы, для которых вектор  $\mathbf{H}$  направлен по одной из осей  $x$ ,  $y$ ,  $z$ . В таком случае компоненты  $e_{ij}$  определяются в чистом виде, как видно из (1). В симметричной брэгговской геометрии вектор дифракции направлен вдоль нормали к поверхности, и измеряются проекции вектора  $\Delta H$  на оси  $z$  и  $x$  (или  $y$ ), где  $z$  ориентирована по нормали, а  $x$  ( $y$ ) параллельно поверхности пленки. В симметричной Лауэ-дифракции  $\mathbf{H}$  имеет направление  $x$ , а измеряемыми величинами являются  $\Delta H_x$  и  $\Delta H_z$ . В компланарной геометрии дифракции (нормаль к поверхности и вектор дифракции находятся в одной плоскости рассеяния) за пределами возможностей измерений остаются компоненты  $e_{xy}$  и  $e_{yx}$  (используемые во многих работах так называемые  $\varphi$ - и  $\chi$ -сканирования обладают намного меньшей разрешающей способностью, чем измерения в плоскости рассеяния). Для измерения недостающих величин можно использовать некомпланарную скользящую геометрию дифракции с вектором дифракции вдоль  $x$  или  $y$  и плоскостью рассеяния, почти параллельной поверхности [11].

В настоящей работе на трехкристалльном дифрактометре измерялись кривые  $\theta$ - и  $2\theta$ -сканирования для следующих отражений от пленок GaN: симметричные брэгговские отражения 0002 и 0004; симметричные Лауэ-рефлексы 11 $\bar{2}$ 0, 22 $\bar{4}$ 0, 10 $\bar{1}$ 0 и 10 $\bar{2}$ 0; отражение 11 $\bar{2}$ 0 в скользящей геометрии дифракции.

Кроме того, в эксперименте измерялись двухкристалльные кривые (с широко открытым окном детектора) для асимметричных брэгговских рефлексов 11 $\bar{2}$ 4 ( $\theta_B = 50.2^\circ$ ,  $\varphi = 39.2^\circ$ ) со скользящим углом падения и скользящим углом отражения.

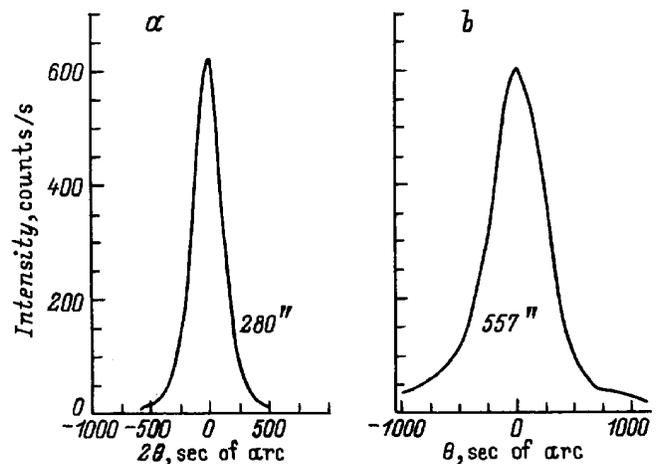


**Рис. 1.** Трехкристальные кривые  $\theta-2\theta$ - (a) и  $\theta$ -сканирования (b) и распределение интенсивности вокруг узла обратной решетки (c) для симметричного брэгговского отражения (0002) пленки GaN на с-границе сапфира (образец № 2).

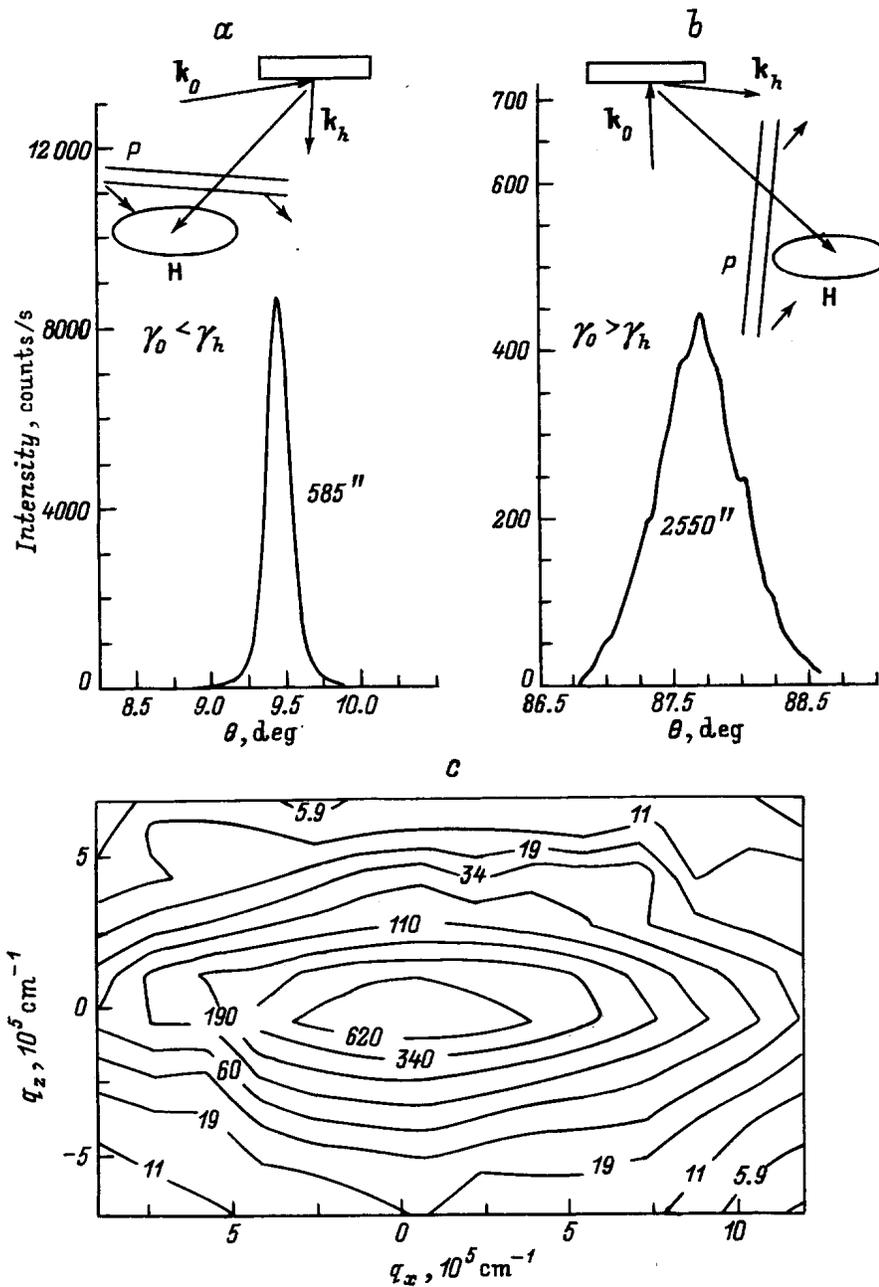
Предлагаемый дифракционный анализ проведен на примере измерений нескольких образцов эпитаксиальных пленок GaN, выращенных на разных подложках: сапфире (*r*- и *c*-гранях), GaAs, SiC. Слои выращивались разными методами и имели разную толщину (от 0.5 до 6  $\mu\text{m}$ ).

## 2. Результаты

Далее приводятся результаты дифракционных измерений для нескольких характерных образцов пленок GaN. Пример распределения интенсивности вокруг узла обратной решетки 0002 симметричного брэгговского отражения и соответствующие сечения вдоль и по нормали к вектору дифракции (кривые  $\theta-2\theta$ - и  $\theta$ -сканирования) для одного из исследованных образцов представлены на рис. 1. Контуры равной интенсивности имеют вытянутую в направлении, перпендикулярном **H**, форму, типичную для релаксированных эпитаксиальных систем. Кривые отражения 11 $\bar{2}$ 0 для этого же образца, измеренные в симметричной Лауэ-геометрии, показаны на рис. 2.



**Рис. 2.** Трехкристальные кривые  $\theta-2\theta$ - (a) и  $\theta$ -сканирования (b) симметричного Лауэ-рефлекса 11-20 для образца № 2 GaN/сапфир (0001).



**Рис. 3.** Кривые асимметричных брэгговских отражений 11-24 со скользящим углом падения (а) и 11-24 со скользящим углом отражения (б) и распределение интенсивности вокруг узла 11-24 обратной решетки (с) для образца GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. На вставках представлены геометрия измерения и взаимное расположение полосы наблюдения (P) и узла обратной решетки, стрелками указано направление смещения полосы P при  $\theta$ -сканировании.

Значения полуширин в двух направлениях для первых двух порядков рефлексов, измеренных в разных геометриях, приведены в табл. 1. При переходе к более высоким порядкам ширина рефлексов в  $\theta$ -моду остается почти неизменной, а для  $\theta$ -2 $\theta$ -кривых она растет пропорционально тангенсу брэгговского угла. Из этого следует, что, как и для большинства сильно рассогласованных эпитаксиальных структур с пленками микронных толщин, основной вклад в уширение рефлексов вносят

деформации. Следует также обратить внимание на то, что в геометрии прохождения полуширины максимумов  $\theta$ -2 $\theta$ - и  $\theta$ -сканирования ближе друг к другу, чем в брэгговском случае. Это приводит к тому, что контуры распределения интенсивности в Лауэ-геометрии ближе к сферической форме в отличие от геометрии Брэгга (рис. 1).

Характерной особенностью исследованных пленок было то, что кривые дифракции в асимметричной геоме-

три со скользящим падением были заметно меньше, чем для того же рефлекса со скользящим отражением (рис. 3). Такое поведение должно иметь место в том случае, если узел обратной решетки вытянут в направлении, параллельном поверхности. Тогда в двухкристальной схеме с широко открытым окном детектора, в которой интенсивность интегрируется в направлении, почти параллельном поверхности (при скользящем падении) или перпендикулярно ей (при скользящем отражении), полоса наблюдения пересекает распределение интенсивности в направлении короткого сечения в первом случае и длинного сечения — во втором, как показано на вставке к рис. 3, *a* и *b*. Поскольку для асимметричного отражения ( $11\bar{2}4$ ) вектор дифракции имеет почти одинаковые компоненты  $H_x$  и  $H_z$  (параллельные и перпендикулярные поверхности соответственно), такая дифракционная картина может быть объяснена анизотропией или компонент микродисторсии, или размеров когерентных областей:  $\delta e_{zx} > \delta e_{xz}$ ,  $\delta e_{xx} > \delta e_{zz}$ ,  $\tau_x < \tau_z$ .

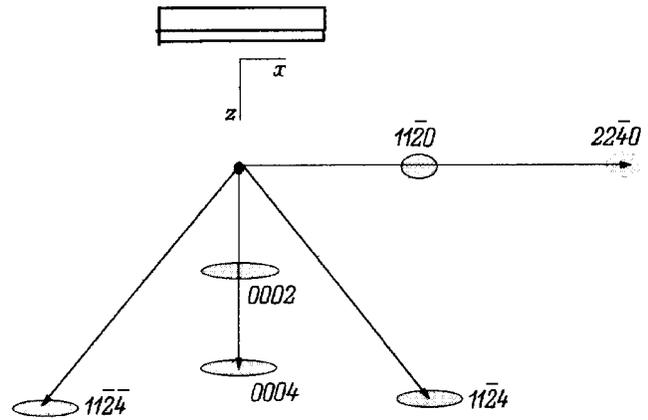
Непосредственно значения компонент были определены из полуширин симметричных отражений в геометриях Брэгга и Лауэ. Полученные результаты приведены в табл. 2. Из них действительно следует, что дилатационная компонента микродеформации  $\delta e_{xx}$  заметно больше значения  $\delta e_{zz}$ , т. е. локальные вариации межплоскостного расстояния для плоскостей, перпендикулярных к поверхности, значительно больше, чем для параллельных интерфейсу. Из табл. 2 также видно, что для недиагональных компонент имеет место обратное соотношение:  $\delta e_{zx} > \delta e_{xz}$  — плоскости, параллельные поверхности, испытывают большие микроразориентации, чем плоскости перпендикулярные.

В скользящей геометрии дифракции было измерено только отражение  $11\bar{2}0$  в двухкристальном варианте. Поскольку размеры когерентных областей вносят малый вклад в уширение, то двумя параметрами, определяющими ширину рефлекса, являются дилатационная составляющая  $\delta e_{xx}$  и ориентационная компонента  $\delta e_{xy}$ . Поскольку первая из них получена из измерений в Лауэ-геометрии, то после вычитания соответствующего вклада из общей полуширины определяется средняя величина микроразориентаций атомных плоскостей вокруг оси  $c$ .

Что касается значений размеров областей когерентного рассеяния, то они вносят гораздо меньший вклад в общую ширину дифракционных пиков, чем компоненты микродисторсии. Поэтому их определение путем исполь-

**Таблица 2.** Значения компонент микродисторсии и размеров областей когерентного рассеяния для пленок GaN

Номер образца	$\delta e_{zz}$	$\delta e_{zx}$	$\delta e_{xx}$	$\delta e_{xz}$	$\delta e_{xy}$	$\tau_z$ , nm	$\tau_x$ , nm
	$10^{-4}$	$10^{-4}$	$10^{-4}$	$10^{-4}$	$10^{-4}$		
1	5.1	20.1	12.3	6.3	34.0	640–2300	430–3800
2	5.1	43	29	12.2	—	440–1100	190–1840
3	1.4	7.5	4.5	3.1	11.5	3440	1860
5	7.1	42.3	< 50	< 18	57	2170–35000	780–5000



**Рис. 4.** Взаимное расположение и форма узлов обратной решетки использованных рефлексов для пленок GaN на сапфире (0001).

зования угловой зависимости полуширин от брэгговского угла критически зависит от того, каким образом мы складываем уширения от разных вкладов: по линейному закону  $w = w_e + w_r$  или по квадратичному  $w^2 = w_e^2 + w_r^2$ . Первый, как известно, соответствует свертке двух лоренцовских распределений, второй — двух гауссовских. Поэтому в табл. 2 приведены верхние и нижние границы значений  $\tau_x$  и  $\tau_z$ , полученные соответственно с применением первого и второго законов. Нужно отметить, что последние выглядят более реальными, что согласуется с тем фактом, что большинство теоретических расчетов дифракции в кристаллах с хаотически распределенными дислокациями дают гауссовскую форму уширенной дифракционной линии.

Схематически полученная из анализа полуширин форма узлов обратной решетки для всех измеренных рефлексов изображена на рис. 4. Для всех измеренных отражений распределение интенсивности имеет вытянутую в направлении, параллельном поверхности, форму. В симметричной брэгговской геометрии это вызвано большой составляющей разориентации параллельных поверхности отражающих плоскостей. Если бы в слоях существовали только микроразвороты областей когерентного рассеяния, то все узлы обратной решетки были бы вытянуты в направлении нормали к вектору  $\mathbf{H}$ , что и наблюдается в большинстве экспериментов для других эпитаксиальных систем [12,13] и подтверждается результатами теоретических расчетов [14]. Форма же, наблюдаемая для исследованных нами пленок GaN, может быть объяснена только в предположении анизотропии, как дилатационных, так и ориентационных компонент микродисторсии.

### 3. Обсуждение результатов

Из табл. 2 видно, что анизотропия компонент микродисторсии для параллельных и перпендикулярных атомных плоскостей имеет место для всех образцов

независимо от материала подложки. Только для пленок, выращенных на SiC и имеющих лучшее структурное совершенство (наиболее узкие кривые), эта тенденция проявляется не всегда. Такая анизотропия в компонентах микродисторсии может быть объяснена на основе простых дислокационных моделей. Если мы имеем чисто краевые дислокации, нормальные к гетерогранице, с вектором Бюргерса, параллельным ей, то они должны вносить основной вклад в компоненты  $\delta e_{xx}$ , и  $\delta e_{xy}$  и не влиять на компоненты с индексом  $z$ . Для перпендикулярных к гетерогранице чисто винтовых дислокаций смещения направлены вдоль  $z$  и меняются они по мере удаления от линий дислокаций. Такие дислокации вызывают сдвиговую деформацию с компонентой  $\delta e_{zx}$  и искажают только атомные плоскости, параллельные поверхности. Компонента  $\delta e_{xz}$  может быть связана с разворотом зерен (блоков), обусловленных дислокационной сеткой на гетерогранице (разумеется, эти микроразвороты вносят такой же вклад и в  $\delta e_{zx}$ , но, как видно из табл. 2, он намного меньше чисто сдвиговой компоненты). Величина  $\delta e_{zz}$  является наименьшей из всех деформационных параметров, ответственных за уширение дифракционных максимумов. Она может определяться как флуктуациями нестехиометрии состава пленок, так и дислокациями, параллельными гетерогранице. Кроме того, любые отклонения от идеальной дислокационной структуры, т. е. искривления линий дислокаций или их возможное зарождение не на гетерогранице, будут вызывать нарушение описанной выше связи между ними и компонентами микродисторсии.

Полученные результаты качественно согласуются с теорией рассеяния рентгеновских лучей в кристаллах с хаотически распределенными дислокациями Кривоглаза [15], по которой для семейства прямолинейных дислокаций распределение интенсивности дифракции вокруг узлов обратной решетки имеет форму дисков, ориентированных перпендикулярно линии дислокаций, а ширина гауссовского распределения в двух других направлениях зависит от произведения ( $Hb$ ), где  $b$  — вектор Бергерса. Исходя из этого, наблюдаемое нами растяжение дифракционных распределений параллельно поверхности однозначно свидетельствует о том, что дислокационный ансамбль состоит преимущественно из прямолинейных дислокаций, перпендикулярных гетерогранице.

Что касается количественного определения плотности дислокаций  $\rho$  из уширений рентгеновских дифракционных линий, то, согласно разным моделям, рассмотренным в теоретических работах [15–17], для хаотически распределенных прямолинейных дислокаций имеет место пропорциональность ширины линии (в  $q$ -единицах) величине  $Hb\sqrt{\rho}$ , где  $H$  — длина вектора обратной решетки (для заданного направления  $H$ ). Однако количественная связь между полушириной и плотностью содержит еще два дополнительных множителя, связанных с направлением векторов  $H$  и  $b$  и так называемыми внешним и внутренним радиусами, взятыми в качестве пределов при интегрировании по дислокационному ансамблю. В нашей

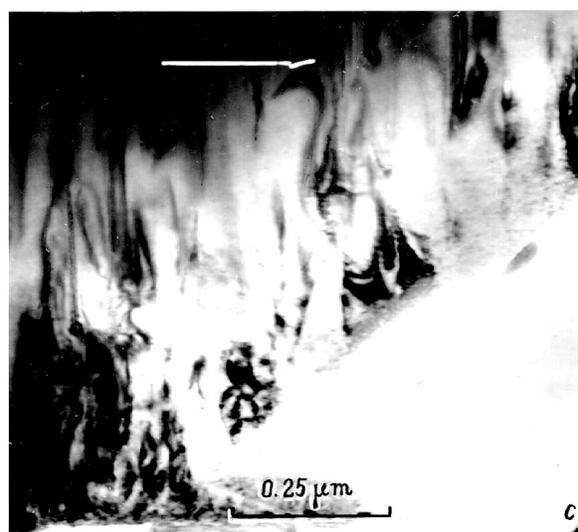
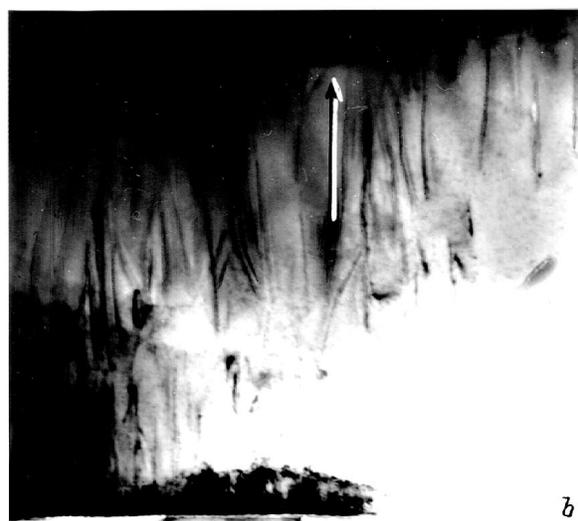
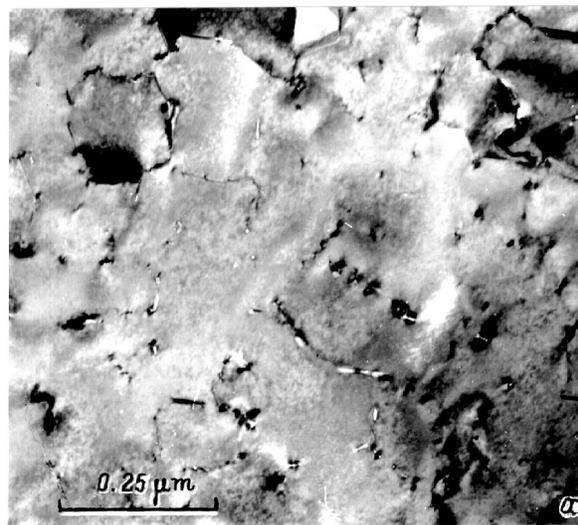


Рис. 5. Электронно-микроскопические изображения пленки GaN, выращенной на GaAs. *a* — планарное, *b* и *c* — поперечные сечения с вектором дифракции  $g = 0002$  (*b*) и  $1120$  (*c*).

работе мы имели дело с рефлексами, для которых вектор дифракции был параллелен соответствующему вектору Бюргерса, так что остается неопределенность только со вторым множителем, которая возрастает в связи с тем, что мы имеем дело не с массивными кристаллами, которые рассматривались Кривоглазом и Вилкенсом, а с эпитаксиальными слоями небольшой толщины. Поэтому мы можем только оценить приблизительно плотность дислокаций как величину порядка  $2 \cdot 10^8 - 10^9 \text{ см}^{-2}$  для лучшего образца (№ 3) и  $6 \cdot 10^9 - 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  для пленки GaAs. Вероятно, эта плотность примерно одинакова для винтовых и краевых дислокаций, поскольку меньшие значения соответствующей компоненты микродисторсии во втором случае (табл. 2) вызваны меньшей длиной вектора Бюргерса. Корреляция в распределении дислокаций также вносит свои коррективы в оценку величины  $\rho$ . С возможной упорядоченностью одноименных перпендикулярных краевых дислокаций может быть связано, в частности, большое значение компоненты  $\delta e_{xy}$  (табл. 2).

Сравнение исследованных образцов по параметрам их дефектной структуры показывает, что наблюдаемые закономерности, а следовательно, и дислокационная структура одинаковы для разных образцов независимо от степени структурного совершенства (диапазон полуширин рефлексов составлял величину больше одного порядка). Это свидетельствует, скорее всего, о том, что наличие прорастающих чисто винтовых и чисто краевых дислокаций является характерной особенностью пленок GaN с гексагональной структурой независимо от способа выращивания и условий роста.

Хотя размеры зерен и определяются из нашего эксперимента с недостаточной точностью, тем не менее можно сказать, что для всех образцов поперечные размеры областей когерентного рассеяния меньше, чем в направлении нормали. Это подтверждает неоднократно наблюдавшееся в пленках GaN столбчатое строение.

Электронно-микроскопические наблюдения как планарных образцов, так и поперечных срезов в основном совпадают с результатами рентгенодифракционных исследований. Электронно-микроскопические изображения, полученные для образца, выращенного на GaAs, показаны на рис. 5, *a-c*. На планарном снимке (рис. 5, *a*) видны области-зерна, размер которых составляет величину  $0.2-0.3 \mu\text{m}$ , между зернами наблюдаются нормальные к поверхности дислокации в виде темных и светлых точек. Тип прорастающих дислокаций определялся из поперечных изображений, полученных в разных отражениях. Выявляются винтовые с вектором Бюргерса  $\mathbf{b} = [0001]$  (рис. 5, *b*) и чисто краевые с вектором Бюргерса типа  $\mathbf{b} = 1/3[11\bar{2}0]$  (рис. 5, *c*). Указанные типы дислокаций наблюдались в пленках GaN и другими авторами [18,19]. Как отмечено выше, именно такая конфигурация дислокаций должна быть ответственной за большие значения компонент  $e_{zx}$  и  $e_{xx}$ .

Компоненты микродисторсии, приведенные в табл. 2, определялись нами из симметричных рефлексов с использованием Лауэ-геометрии. Разумеется, измерения

в геометрии прохождения возможны для пленок, выращенных на слабопоглощающих подложках, какими являются сапфир, кремний, карбид кремния. Такой способ уже неприменим для структур на GaAs. Здесь для получения искоемых параметров нужно использовать стандартно применяемую при исследовании структурного совершенства эпитаксиальных систем асимметричную брэгговскую дифракцию. Как уже отмечалось выше, она не дает столь же однозначных значений дифракционных параметров. Это связано с тем, что число параметров, влияющих на полуширину рефлекса в асимметричной геометрии, вдвое больше, чем для симметричных рефлексов, и их строгое разделение является намного более сложной задачей, требующей знания функций распределения деформаций в пленке. Однако для эпитаксиальных пленок нитрида галлия измерение асимметричных брэгговских отражений, как видно из табл. 1 и рис. 2, является хорошим экспрессным способом выявления анизотропии параметров микродисторсии, а следовательно, и оценки плотности краевых и винтовых дислокаций, ответственных за эту анизотропию.

При использовании разных геометрий измерения следует помнить, что для них эффективно в рассеянии участвуют разные области эпитаксиальной пленки. В Лауэ-дифракции — это практически полная толщина пленки, в брэгговской геометрии глубина проникновения излучения определяется фотоэлектрическим поглощением и верхние, более близкие к поверхности слои вносят больший вклад в дифрагированную интенсивность. В скользящей дифракции информация собирается только с очень тонкого приповерхностного слоя пленки. Все это может иметь существенное значение, когда толщина эпитаксиальной пленки велика ( $> 5-10 \mu\text{m}$ ) и дефекты распределены неравномерно по толщине. Исследованные в настоящей работе образцы имели толщину слоя GaN порядка  $1-2 \mu\text{m}$ , что меньше глубины поглощения в симметричной брэгговской геометрии. Следовательно, как в брэгговской, так и в лауэвской дифракции участвует вся толщина эпитаксиальной пленки и проведенный в работе сравнительный анализ полуширин вполне правомерен, даже если дефектная структура меняется по глубине. И только для скользящей геометрии дифракции следует констатировать, что полученное значение компоненты  $e_{xy}$  относится к поверхностному слою (толщиной порядка  $0.1 \mu\text{m}$ ) и может, вообще говоря, не соответствовать среднему значению по слою.

Таким образом, в работе проведен детальный анализ рентгенодифракционных отражений от эпитаксиальных слоев GaN в разных геометриях измерения, определены компоненты микродисторсии и размеры областей когерентного рассеяния, выявлена асимметрия локальных полей смещений вокруг дефектов, которая увязана с конфигурацией дислокаций в слоях.

Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований 96-02-16907а.

## Список литературы

- [1] M. Leszczynski, T. Suski, P. Perlin, H. Teisseyre, I. Grzegory, M. Bockowski, J. Jun, S. Porowski, J. Major. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **28A**, A149 (1995).
- [2] C. Kim, I.K. Robinson, J. Myoung, K. Shim, M.-C. Yoo, K. Kim. *Appl. Phys. Lett.* **69**, 2358 (1996).
- [3] T.D. Moustakas, T. Lei, R.J. Molnar. *Physica* **B185**, 36 (1993).
- [4] D. Kapolnek, X.H. Wu, B. Hejing, S. Keller, U.K. Mishra, S.P. Den-Baars, J.S. Speck. *Appl. Phys. Lett.* **67**, 1541 (1995).
- [5] T. Lei, T.D. Moustakas, K.F. Ludwig Jr. *J. Appl. Phys.* **74**, 4400 (1993).
- [6] B. Heying, X.H. Wu, S. Keller, Y. Li, D. Kapolnek, B.P. Keller, S.P. Den Baars, J.S. Speck. *Appl. Phys. Lett.* **68**, 643 (1996).
- [7] W. Li, P. Bergman, I. Ivanov, Wei-Xin Ni, H. Amano, I. Akasa. *Appl. Phys. Lett.* **69**, 3390 (1996).
- [8] R. Stoommer, T. Metzger, M. Schuster, H. Gobel. *Nuovo Cimento* **19D**, 465 (1997).
- [9] Р.Н. Кютт, Л.М. Сорокин, Т.С. Аргунова, С.С. Рувимов. *ФТТ* **36**, 9, 2700 (1994).
- [10] R.N. Kyutt, T.S. Argunova. *Nuovo Cimento* **19D**, 267 (1997).
- [11] R.N. Kyutt, T.S. Argunova, S.S. Ruvimov. *J. Appl. Cryst.* **28**, 700 (1995).
- [12] W.C. Marra, P. Eisenberger, A.Y. Cho. *J. Appl. Phys.* **50**, 6927 (1979).
- [13] E. Koppensteiner, A. Schuh, G. Bauer, V. Holy, G.P. Watson, E.A. Fitzgerald. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **28A**, A114 (1995).
- [14] V.M. Kaganer, R. Kohler, M. Schmidtbauer, R. Opitz, B. Jenichen. *Phys. Rev.* **B55**, 1793 (1997).
- [15] М.А. Кривоглаз. Теория рассеяния рентгеновских лучей и тепловых нейтронов реальными кристаллами. Наука, М. (1967).
- [16] M. Wilkens. *Krist. Techn.* **11**, 1159 (1976).
- [17] К.П. Рябошапка. *Завод. лаб.* **5**, 26 (1981).
- [18] W. Qian, M. Skowronski, M. DeGraef, R. Doverspike, D.K. Gaskill. *Appl. Phys. Lett.* **66**, 1252 (1995).
- [19] A. Sakai, H. Sunakawa, A. Usui. *Appl. Phys. Lett.* **71**, 2259 (1997).