

# Дефектная структура сверхрешеток AlGaIn/GaN, выращенных методом MOCVD на сапфире

© Р.Н. Кютт, Г.Н. Мосина, М.П. Щеглов, Л.М. Сорокин

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

E-mail: rkyutt@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 25 октября 2005 г.)

Методами высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии и электронной микроскопии исследованы дефектная структура и механизм релаксации упругих напряжений в сверхрешетках AlGaIn/GaN, выращенных методом MOCVD на сапфире с предварительным нанесением буферного слоя GaN или AlGaIn. На основе анализа полуширин трехкристалльных мод сканирования рентгеновских рефлексов, измеренных в разных геометриях дифракции, определялась плотность различных семейств дислокаций. Показано, что для всех семейств дислокаций она растет с увеличением концентрации Al в слоях твердого раствора, но слабо зависит от периода сверхрешетки. По электронно-микроскопическим снимкам планарных и поперечных сечений определялись типы дислокаций и их распределение по глубине. Показано, что кроме большой плотности вертикальных краевых и винтовых дислокаций, зарождающихся в буферном слое и прорастающих сквозь слои сверхрешетки, наблюдаются наклонные прорастающие дислокации с большой горизонтальной проекцией и загибающиеся смешанные дислокации с вектором Бюргерса  $\langle 11\bar{2}3 \rangle$  на границах между отдельными слоями сверхрешетки. Первые из них образуются на границе между буферным слоем и сверхрешеткой и снимают напряжения несоответствия между буфером и сверхрешеткой в целом, вторые способствуют частичной релаксации напряжений между отдельными слоями сверхрешетки. Для образцов с большой концентрацией Al в слоях AlGaIn ( $> 0.4$ ) наблюдается образование трещин, окруженных большой плотностью горизонтальных хаотических дислокаций.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты № 03-02-16164 и 05-02-16137) и программой ОФН „Новые материалы и структуры“.

PACS: 81.07.-b; 61.10.Nz; 61.72.Dd; 61.72.Ff

## 1. Введение

Гетероструктуры и, в частности, сверхрешетки (СР) на основе AlGaIn–GaN привлекают в последние годы повышенное внимание исследователей ввиду их практического применения в оптоэлектронных приборах, работающих в фиолетовой и ультрафиолетовой областях спектра. Физические свойства системы и характеристики приборов на ее основе зависят от напряжений в эпитаксиальных слоях и структурных дефектов, возникающих в результате их релаксации.

Слои AlN-нитридов имеют большое рассогласование параметров решетки (10% и более) относительно стандартных коммерческих подложек, на которых их выращивают. Поэтому они являются сильнонарушенными кристаллическими объектами и характеризуются большой плотностью дислокаций. В настоящее время дефектная структура пленок GaN подробно изучена. В результате многих рентгенодифракционных и электронно-микроскопических исследований [1–7] выявлены такие характерные особенности пленок GaN, как ансамбли прямолинейных дислокаций, прорастающих через пленку перпендикулярно гетерогранице, а также специфическая столбчатая структура с более или менее вертикальными границами блоков-столбцов. Наблюдался и ряд других дефектов. Все это относилось, однако, к одиночным слоям GaN, а также AlN и InN [8–12]. Что

касается многослойных структур, в частности СР на основе нитридов, то здесь основные усилия исследователей были сосредоточены на определении когерентности СР и деформации отдельных слоев. Непосредственно структура дефектов в таких системах практически не изучалась.

В нашей предыдущей работе [13], посвященной рентгенодифракционному изучению сверхрешеток AlGaIn/GaN, определялись структурные параметры СР и анализировалось деформационное состояние отдельных слоев СР. В настоящей работе основное внимание уделяется структуре дефектов, возникающих в этой системе.

## 2. Методика эксперимента

Рентгеновские измерения проводились на трехкристалльном дифрактометре с использованием плоских монокроматора и анализатора, вырезанных из монокристалла Ge (отражение 111, угловое разрешение  $15''$ ). Для структур с наиболее широкими дифракционными пиками использовался щелевой анализатор с разрешением  $35''$ . Измерялись дифракционные кривые  $\theta-2\theta$ - и  $\theta$ -мод сканирования для симметричных рефлексов 0002 и 0004 в брэгговской, 1010, 20 $\bar{2}$ 0 и 11 $\bar{2}$ 0 в лауэвской и 11 $\bar{2}$ 0 в скользящей геометрии дифракции.

Рентгенодифракционный анализ дефектной структуры проводился на основе методики, предложенной в [5] для изучения структурного совершенства пленок GaN. Согласно этому подходу, дефектная структура характеризуется компонентами  $e_{ij}$  несимметричного тензора микродисторсии (из-за изотропности базисной плоскости (0001) в кристаллах с гексагональной вюрцитной структурой число независимых компонент равно 5) и двумя размерами областей когерентного рассеяния  $t_z, t_x$  — соответственно перпендикулярно и параллельно поверхности пластины. Эти семь величин определяются из анализа уширения рефлексов, измеренных в трех симметричных геометриях дифракции: брэгговской, лауэвской и скользящего падения. Тогда уширение каждого рефлекса в двух направлениях (вдоль дифракционного вектора  $\mathbf{H}$  и по нормали к  $\mathbf{H}$ ) связано лишь с одной компонентой  $e_{ij}$  и одним размерным параметром. Для их разделения в каждой геометрии измерялись рефлексы двух порядков и использовалась их различная зависимость от брэгговского угла [5]. Таким путем из кривых симметричных брэгговских отражений определялись  $e_{zz}, e_{zx}, t_x, t_z$ , из симметричной Лауэ-геометрии —  $e_{xx}, e_{xz}, t_z, t_x$ , из кривых в скользящей геометрии дифракции —  $e_{xy}, e_{xx}, t_x$ . Компоненты микродисторсии связаны с разными семействами прямолинейных дислокаций [5]. В частности, нормальные к поверхности винтовые дислокации вносят вклад только в компоненту  $e_{zx}$ , т.е. уширяют только  $\theta$ -кривую в симметричной брэгговской геометрии. С другой стороны, перпендикулярные дислокации чисто краевого типа влияют только на Лауэ-дифракцию и кривые в скользящей геометрии (на компоненты  $e_{xx}$  и  $e_{xy}$ ). Используя известные формулы блочной модели кристалла [14], из комбинации различных компонент тензора микродисторсии можно оценить плотность отдельных семейств дислокаций [5].

### 3. Экспериментальные результаты

3.1. Рентгеновская дифрактометрия. Для всех исследованных образцов трехкристалльные кривые  $\theta-2\theta$ -сканирования в брэгговской геометрии содержат ряд сателлитов вплоть до пятого порядка. Из анализа их пиковой или интегральной интенсивности были определены геометрические параметры и деформации СР [13]. Уширение, перпендикулярное дифракционному вектору ( $\theta$ -мода), одинаково для сателлитов разного порядка. Что касается их ширины в направлении  $H$ , то такое равенство наблюдается не для всех образцов; причина этого явления в настоящей работе не обсуждается. Для анализа дефектной структуры использовались значения полуширины среднего пика СР (0-сателлита). В Лауэ-геометрии и скользящем отражении наблюдается в основном только один центральный пик СР [13]. Непосредственно из экспериментальных кривых разных мод сканирования следует, что для значений полуширин  $w$  дифракционных пиков имеют место те же соот-

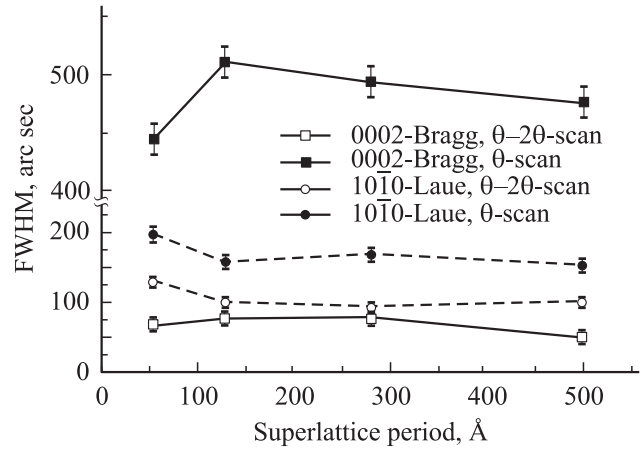


Рис. 1. Полуширина СР (0)-сателлита из дифракционных кривых  $\theta$ - и  $\theta-2\theta$ -мод сканирования в брэгговской и лауэвской геометрии в зависимости от периода СР. Cu  $K\alpha$ -излучение. Сплошные линии — брэгговское отражение 0002 (угол Бэгга  $17.3^\circ$  для GaN), штриховые — Лауэ-отражение  $10\bar{1}0$  (угол Бэгга  $16.2^\circ$ ). Светлые точки — значения для  $\theta-2\theta$ -моды, темные — для  $\theta$ -моды.

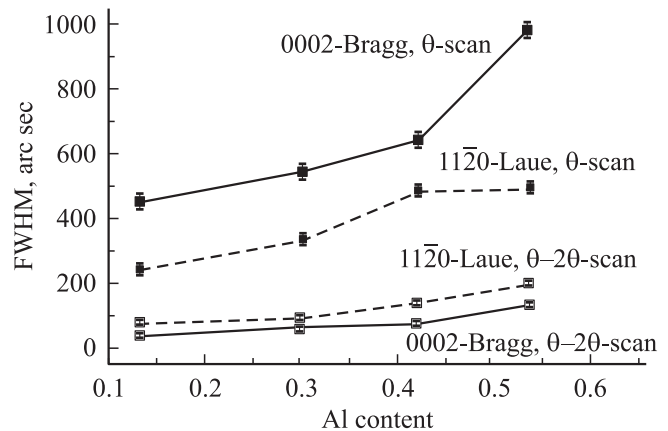


Рис. 2. Полуширина СР (0)-сателлита из дифракционных кривых  $\theta$ - и  $\theta-2\theta$ -мод сканирования в брэгговской и лауэвской геометрии для СР. AlGaIn/GaN в зависимости от содержания Al в слоях AlGaIn. Сплошные линии — брэгговское отражение 0002 (Cu  $K\alpha$ -излучение, угол Бэгга  $17.3^\circ$  для GaN), штриховые — Лауэ-отражение  $10\bar{2}0$  (Mo  $K\alpha$ -излучение, угол Бэгга  $12.8^\circ$ ). Светлые точки — значения для  $\theta-2\theta$ -моды, темные — для  $\theta$ -моды.

ношения, которые характерны и для одиночных слоев AlN-нитридов, а именно:  $w_{\theta-2\theta}(\text{Bragg}) < w_{\theta-2\theta}(\text{Laue})$ ,  $w_{\theta}(\text{Bragg}) \gg w_{\theta}(\text{Laue})$  [5]. Зависимость полуширины пиков  $\theta-2\theta$ - и  $\theta$ -мод сканирования от периода СР для образцов с примерно равным составом слоя  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  ( $x \sim 0.3$ ) приведена на рис. 1. На рис. 2 представлены значения  $w$  для СР, имеющих примерно одинаковый период, в зависимости от состава слоя твердого раствора.

Полный набор данных (пять компонент тензора микродисторсии и размеры областей когерентного рассеяния) для некоторых образцов с разным периодом

**Таблица 1.** Компоненты тензора микродисторсии и размеры областей когерентного рассеяния, полученные из анализа рентгенодифракционных данных

Номер образца	Период, Å	$x$	$e_{zz}, 10^{-4}$	$e_{zx}, 10^{-4}$	$e_{xx}, 10^{-4}$	$e_{xz}, 10^{-4}$	$e_{xy}, 10^{-4}$	$t_z, \mu\text{m}$	$t_x, \mu\text{m}$
1055	53	0.28	4.4	10.3	9.0	4.6	19	0.7	0.5
1054	129	0.31	5.3	11.4	6.9	3.6		> 1	0.35
1051	281	0.30	4.7	11	6.2	4.0		0.75	0.3
1044	470	0.31	2.9	11.3	5.4	3.4	29	0.9	0.7
1075	142	0.51	9.5	20.1	9.8	10.5	22	0.3	> 1

**Таблица 2.** Плотности различных семейств дислокаций (в единицах  $10^8 \text{ cm}^{-2}$ ), полученные из рентгенодифракционных данных

Номер образца	Прорастающие винтовые	Прорастающие краевые	Краевые в малоугловых границах	Горизонтальные
1055	4.1	11	12	2.1
1054	5.6	6.7	18	1.5
1051	4.9	7.8	15	2.0
1044	5.4	8.6	12	1.4
1075	14	2.1	4.6	13

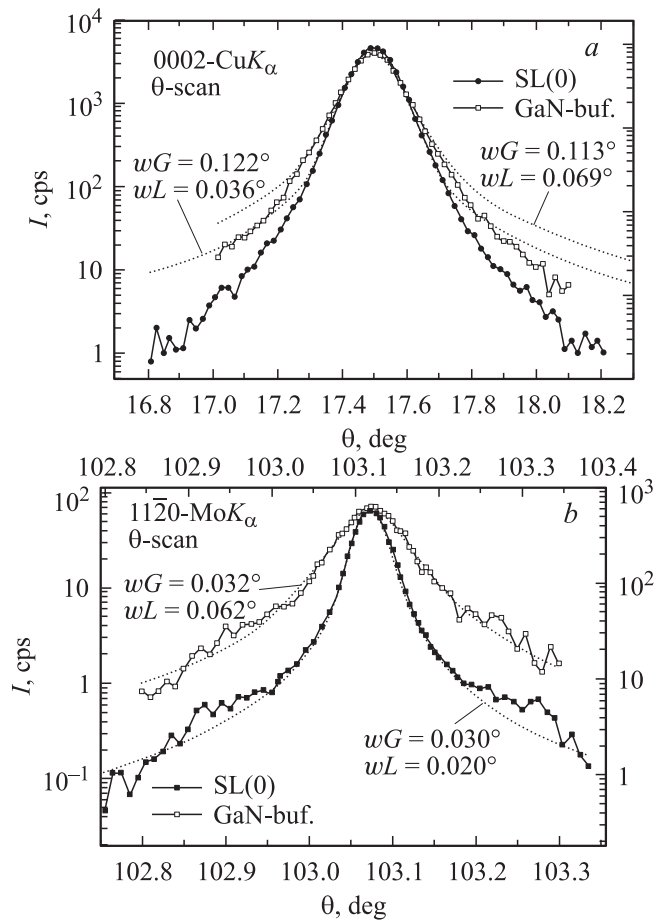
и содержанием Al приведен в табл. 1. Для образцов с содержанием  $x = 0.3$  имеют место характерные для большинства нитридных слоев соотношения между компонентами микродисторсии ( $e_{xx} > e_{zz}$  и  $e_{zx} > e_{xz}$ ), что является свидетельством преобладания прорастающих винтовых и краевых дислокаций (или смешанных). Из табл. 1 следует, что изменения полуширины мод сканирования (рис. 1, 2) в зависимости от периода и концентрации Al связаны в основном с увеличением плотности дислокаций  $\rho$ . Значения  $\rho$ , оцененные по компонентам микродисторсии, приведены в табл. 2. При оценке плотности горизонтальных дислокаций на основе компонент  $e_{zz}$  и  $e_{xz}$  предполагалось, что горизонтальные фрагменты дислокаций являются краевыми с обоими значениями вектора Бюргерса  $1/3\langle 11\bar{2}0 \rangle$  и  $\langle 0001 \rangle$ .

Из табл. 2 видно, что для серии образцов с одинаковым содержанием Al плотность вертикальных дислокаций в пределах точности ее определения одинакова:  $(4-6) \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$  для винтовых дислокаций,  $(8-10) \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$  для краевых и  $(1.2-1.5) \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$  для дислокаций в стенках, т. е. не зависит от периода СР. Как и для большинства эпитаксиальных слоев с вюрцитной структурой, число прорастающих краевых дислокаций в несколько раз больше, чем винтовых. В то же время оценка плотности горизонтальных дислокаций дает большее значение для образца с наименьшим периодом СР. Это может быть объяснено тем, что данные дислокации — горизонтальные участки, образующиеся в результате загибания прорастающих дислокаций между субслоями СР, а число таких границ, разумеется, тем больше, чем меньше период СР при одинаковой общей толщине СР.

Несколько иная тенденция имеет место при увеличении содержания Al в СР (образцы № 1044 и 1075). Здесь имеет место увеличение всех компонент, кроме  $e_{xy}$ , т. е. увеличение плотности всех дислокаций. Примерное равенство компонент  $e_{xx}$  и  $e_{zz}$  для образца с наибольшей концентрацией Al позволяет предположить, что для данного образца имеет место не типичная структура с прямолинейными дислокационными ансамблями, перпендикулярными гетерогранице, а более хаотичное распределение дислокаций по толщине. Правда, большое значение  $e_{zx}$  свидетельствует о том, что система прямолинейных винтовых дислокаций сохраняется и в этом образце. В компоненту  $e_{xy}$  основной вклад вносят вертикальные краевые дислокации, объединяющиеся в стенки и обеспечивающие разворот отдельных областей (столбцов) вокруг нормали к поверхности. Уменьшение  $e_{xy}$  с ростом  $x$ , вероятно, связано с уменьшением вероятности образования таких стенок при более хаотичном распределении дислокаций.

Интересно отметить, что размер когерентной области в нормальном направлении значительно больше периода СР, что естественно (иначе отдельные слои были бы некогерентными между собой и мы не наблюдали бы сателлитов на дифракционных кривых). Однако он убывает как с уменьшением периода, так и с увеличением содержания Al. Скорее всего, он во многом зависит от плотности семейств горизонтальных дислокаций.

Эти выводы подтверждаются и анализом формы дифракционных пиков. Напомним, что в литературе в основном считается, что дислокационные системы вызывают гауссовское уширение рентгеновских дифракционных отражений [14–16]. Измеренные в настоящей



**Рис. 3.** Пики  $\theta$ -сканирования для СР (0)-сателлита (темные точки) и буферного слоя GaN (светлые точки) (образец № 1051) для брэгговского отражения 0002 (a) и Лауэ-отражения  $11\bar{2}0$  (b). Пики от буферного слоя и СР совмещены по высоте. Пунктирные линии — аппроксимация с помощью Войт-функции с параметрами, указанными на рисунке ( $wG$  и  $wL$  — полуширины гауссовской и лоренцовской составляющих соответственно).

работе уширенные пики (сателлиты) рефлексов от СР не имели чисто гауссовской формы, а хорошо аппроксимировались пиковой функцией Войта с большой долей лоренцовской составляющей как для  $\theta$ -, так и для  $\theta-2\theta$ -моды сканирования, хотя на дальних крыльях углового распределения ( $|\Delta\theta| > 2w$ , где  $w$  — полуширина пика) экспериментальная интенсивность на  $\theta$ -кривых в брэгговской геометрии убывает заметно быстрее Войт-функции. На рис. 3 представлены характерные примеры такой аппроксимации для  $\theta$ -кривых 0002-брэгговского и  $11\bar{2}0$ -лауэвского рефлексов одного из образцов. Видно, что в брэгговских пиках превалирует гауссовская составляющая, а для Лауэ-геометрии вклады гауссовского и лоренцовского уширения примерно равны. Можно предположить, что упорядоченные семейства одноименных дислокаций приводят к гауссовской форме уширенных дифракционных пиков [16], в то время как хаотические дислокации дают распределение

интенсивности ближе к функции Лоренца. Учитывая, что в кривые  $\theta$ -моды брэгговской дифракции основной вклад вносят прорастающие прямолинейные винтовые дислокации, а уширение  $\theta$ -кривых симметричных Лауэ-отражений может быть вызвано только горизонтальными дислокациями, можно говорить о более хаотичном распределении горизонтальных дислокаций или их фрагментов по сравнению с вертикальными дислокациями. Для образца с наибольшим содержанием Al в слоях СР форма уширенных дифракционных пиков становится близкой к лоренцовской функции, что указывает на сильно неупорядоченное распределение дислокаций в этом образце.

При сравнении параметров, полученных для СР (из 0-сателлита) и буферного слоя, можно заметить следующее. Пики рефлексов буферного слоя, как правило, немного шире и содержат более протяженные хвосты. Если аппроксимировать форму пиков функцией Войта, то для дифракции от буферного слоя вклад лоренцовской составляющей больше, чем для пиков СР. Это может быть объяснено меньшей толщиной буфера по сравнению с общей толщиной СР и вкладом очень сильно нарушенной тонкой области вблизи границы сапфир-буферный слой.

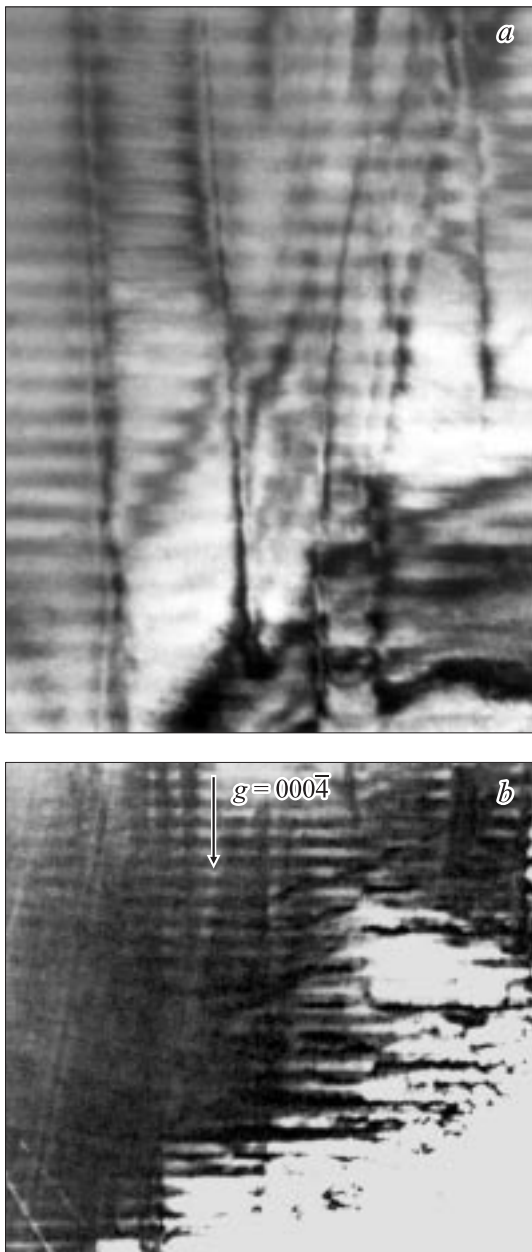
3.2. Электронно-микроскопические исследования. На рис. 4, a, b представлены изображения поперечного сечения структуры СР с периодом 470 Å и содержанием Al в слоях  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$   $x = 0.3$ . Изображения получены в отражении  $g = [0004]$  вблизи оси зоны  $[11\bar{2}0]$ . Видны прямолинейные дислокации большой плотности ( $\sim 10^9 \text{ cm}^{-2}$ ) (D1), которые прорастают из буферного слоя и пронизывают всю структуру перпендикулярно слоям СР. Анализ изображений, полученных в двух отражениях, показал, что это дислокации винтового, краевого и смешанного типов (с векторами Бюргера соответственно  $b = \langle 0001 \rangle$ ,  $1/3\langle 11\bar{2}0 \rangle$  и  $1/3\langle 11\bar{2}3 \rangle$ ). Как известно, такая дислокационная структура характерна для эпитаксиальных слоев AlN-нитридов, выращенных на сапфире [7–9].

Однако из рис. 4, a видно, что некоторые дислокации не являются прямолинейными, а имеют зигзагообразную форму, испытывая небольшой загиб на гетерограницах между отдельными слоями СР и образуя таким образом горизонтальные сегменты. Такие дислокации не четко перпендикулярны гетерогранице, а прорастают под небольшим углом к нормали. Загибание этих дислокаций вызвано, вероятно, наличием напряжений между слоями AlGaIn и GaN по механизму, описанному в [17] для одиночного слоя AlGaIn, зажато между слоями GaN.

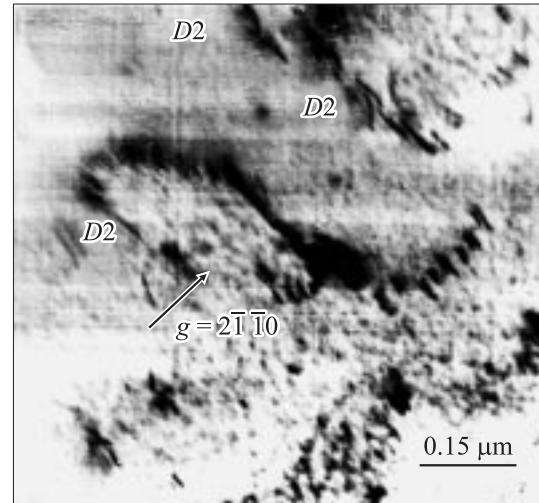
Кроме того, в исследованных структурах присутствуют дислокации (D2) с большой горизонтальной проекцией, которые пронизывают слои СР под малым углом к поверхности (рис. 4, b). Из дифракционного анализа следует, что эти дислокации также имеют вектор Бюргера  $1/3\langle 11\bar{2}3 \rangle$ . Планарное сечение СР на глубине  $\sim 2 \mu\text{m}$  от поверхности представлено на рис. 5. На изображении

видны прямолинейные отрезки дислокаций в плоскости сечения (0001), которые, очевидно, являются горизонтальными сегментами дислокаций  $D2$ . Эти дислокации берут начало на границе между буферным слоем и СР и расположены, скорее всего, в плоскостях скольжения типа  $\{11\bar{2}2\}$ .

Более сложная дислокационная структура наблюдается для образца № 1075 с наибольшим содержанием Al в слоях твердого раствора. На рис. 6 показано поперечное сечение образца, на котором видно полное изображение



**Рис. 4.** Электронно-микроскопические изображения поперечного сечения СР Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN (период 470 Å,  $x = 0.3$ ) вблизи оси зоны  $[11\bar{2}0]$ , полученные вблизи поверхности (а) и вблизи гетерограницы буферный слой–сверхрешетка (b). Вектор дифракции  $g = [0004]$ .

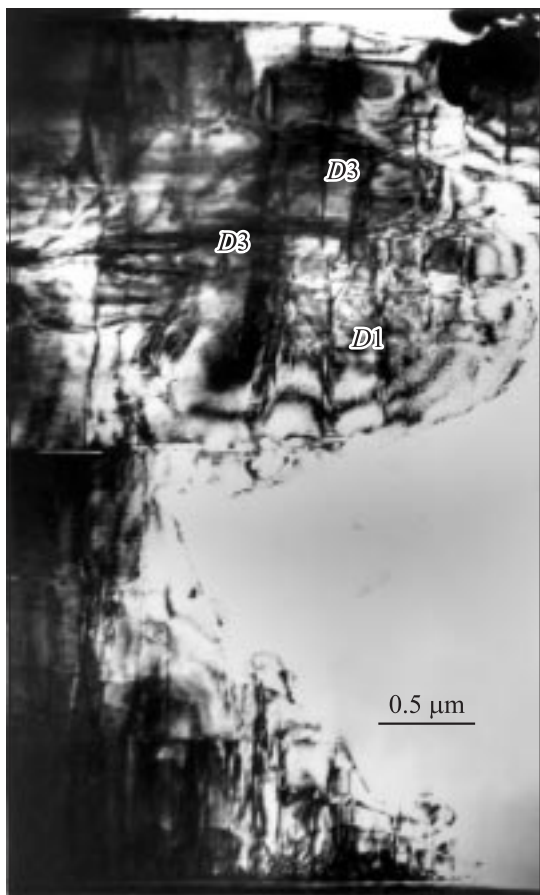


**Рис. 5.** Электронно-микроскопическое изображение планарного сечения СР Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN (период 470 Å,  $x = 0.3$ ) вблизи оси зоны  $[11\bar{2}0]$ ,  $g = [2\bar{1}\bar{1}0]$ .

буферного слоя и СР. Как и для предыдущего образца, одни дислокации прорастают из буферного слоя в СР, не меняя своего направления, другие изгибаются и располагаются почти параллельно слоям СР. Примерно в середине СР наблюдается полоса, которая, скорее всего, представляет собой изображение дна трещины, расположенной на этой глубине параллельно направлению  $11\bar{2}0$ . Выше трещины видно большое число дислокаций ( $D3$ ), располагающихся вдоль плоскости (0001) и не связанных с прорастающими дислокациями. На планарном сечении этого образца на глубине около 1 μm видны дефектные полосы, идущие вдоль направлений  $[11\bar{2}0]$  и  $[1\bar{1}00]$ . Такие же полосы фиксируются и на электронно-микроскопических изображениях поверхности образца, из чего можно сделать вывод, что они появляются вследствие растрескивания эпитаксиального слоя на глубине. При наличии растягивающихся напряжений трещина раскрывается и при росте слоя заполняется материалом, который содержит скопления дислокаций, взаимодействующих между собой. По границам полос располагается значительное число дислокаций. Эти дислокации распространяются по плоскостям (0001) и образуют скопления (сетку) неправильной формы.

#### 4. Обсуждение результатов

Результаты рентгенодифракционного анализа и электронно-микроскопического исследования в основном согласуются между собой. Это касается прежде всего типа дислокационной структуры, характеризующейся преобладанием перпендикулярных прорастающих дислокаций. Следующее из рентгеновских данных появление горизонтальных дислокаций, очевидно, увязывается с горизонтальными проекциями фиксируемых на элект-



**Рис. 6.** Электронно-микроскопическое изображение поперечного среза CP Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN (период 140 Å,  $x = 0.51$ ) вблизи оси [1 $\bar{1}$ 00].

ронно-микроскопических изображениях наклонных дислокаций.

Тенденция изменения дислокационной структуры с ростом концентрации Al в слоях AlGa<sub>N</sub> (переход от упорядоченных прямолинейных дислокаций к более хаотичному их распределению), выявленная на основе анализа компонент микродисторсии, также подтверждается прямым сравнением изображений, полученных для структур с  $x = 0.3$  и  $0.51$  (рис. 4 и 6).

Оценка плотности прорастающих вертикальных дислокаций на основе электронно-микроскопического изображения поперечного среза (рис. 3) дает величину порядка  $(1-1.5) \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ , что согласуется с суммарной плотностью краевых и винтовых дислокаций для этого образца (табл. 2).

Различие в дислокационной структуре одиночных слоев GaN и AlGa<sub>N</sub> с CP на их основе, выращенных на буферном слое, связано, очевидно, с наличием дополнительных упругих напряжений между буферным слоем и CP в целом и между отдельными слоями CP. Как известно, из-за очень большого рассогласования параметров решеток подложки сапфира и AlN-нитридов одиночные слои GaN и AlN образуются путем остров-

кового 3D-механизма роста и полностью (или почти полностью) релаксируют при температуре роста, а их характерная дислокационная структура мало связана с процессом релаксации. Существующие в таких системах напряжения при комнатной температуре имеют термоупругое происхождение. То же самое относится и к буферному слою в исследованных нами структурах (независимо от состава буфера: GaN или AlGa<sub>N</sub>). Что же касается несоответствия между буферным слоем и CP, то оно не так велико (при буфере GaN  $\Delta a/a = (1-6) \cdot 10^{-3}$  для  $x = 0.1-0.5$ ), а для буферных слоев твердого раствора еще меньше. Поэтому CP растет в целом псевдоморфно до достижения некоторой критической толщины, при которой происходит релаксация упругих напряжений. Значения критической толщины пленок AlGa<sub>N</sub> на GaN-буфере как для CP, так и одиночных слоев составляют по данным разных авторов  $1 \mu\text{m}$  для  $\langle x \rangle = 0.11$  [18],  $0.5 \mu\text{m}$  для  $\langle x \rangle = 0.2$  [11] и  $< 45 \mu\text{m}$  для  $\langle x \rangle = 0.25$ . Общая толщина CP, исследованных в настоящей работе, заведомо больше критической.

Из литературы известно, что механизм релаксации в слоях твердых растворов на основе AlN-нитридов зависит от знака упругих напряжений. Для слоев AlGa<sub>N</sub> на GaN, испытывающих деформацию растяжения, описан в основном механизм релаксации через образование трещин [18,19]. При этом традиционно считается, что формирование дислокационных сеток затруднено из-за высоких барьеров Пайерлса в базисной плоскости скольжения (0001). Для слоев, находящихся под напряжениями сжатия (AlGa<sub>N</sub> на буфере твердого раствора с большим содержанием Al, InGa<sub>N</sub> на GaN-буфере), упругие напряжения снимаются с помощью дислокаций [20-23].

В настоящей работе трещины были зафиксированы только для CP с наибольшим содержанием Al, выращенной на GaN-буфере. Что касается остальных образцов, то в них, очевидно, превалирует дислокационный механизм релаксации. При этом следует иметь в виду два типа напряжений: между буферным слоем и CP в целом и между отдельными слоями CP. Из анализа дифракционных кривых [13] были получены отличные от нуля скачки тангенциального межплоскостного расстояния как на нижней гетерогранице (между буфером и CP), так и на границах между внутренними слоями CP. Последние, как упоминалось выше, частично могут сниматься в процессе роста за счет загибания почти прямолинейных смешанных дислокаций на границах между слоями GaN и AlGa<sub>N</sub>.

С другой стороны, дислокации, проходящие сквозь структуру под большим углом к нормали, обязаны своим происхождением, вероятно, релаксации между CP в целом и буферным слоем. Механизм снятия напряжений в сжатых слоях AlGa<sub>N</sub> с помощью наклонно прорастающих дислокаций обсуждался в недавних работах [21-23]. В них наблюдался наклон краевых дислокаций с вектором Бюргерса типа  $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ , прорастающих из буферного слоя AlGa<sub>N</sub>, от нормали  $\mathbf{c}$  в перпендикулярных  $\mathbf{b}$  направлениях типа  $\langle 10\bar{1}0 \rangle$ . Такие дислокации имеют параллель-

ную гетерогранице составляющую краевого типа, обеспечивающую релаксацию упругих напряжений, степень которой меняется линейно от гетерограницы к поверхности пленки. Механизм снятия напряжений с помощью наклонных дислокаций (наряду с образованием трещин) описывается и для растянутых слоев AlGaIn на GaN в [24,25]. Правда, при этом речь идет о дислокациях смешанного типа, имеющих вектор Бюргерса ( $\mathbf{a} + \mathbf{c}$ ), т. е.  $\langle 11\bar{2}3 \rangle$ . Именно такого рода наклонные дислокации наблюдаются в наших образцах, но угол между ними и нормалью значительно больше, чем зафиксированный в [21–23,25] (60–70 и 15–25° соответственно). Возможно, это связано с тем, что в упомянутых работах рассматривается релаксация в одиночных слоях AlGaIn, а у нас — в СР, содержащих дополнительные гетерограницы между отдельными слоями СР.

Следует отметить, что как загибание почти перпендикулярных дислокаций, так и образование наклонных дислокаций реализуются только путем переползания дислокаций из одной плоскости скольжения в другую [23].

## 5. Заключение

Итак, в результате рентгенодифракционного и электронно-микроскопического исследования СР AlGaIn/GaN показано следующее.

1) СР с содержанием Al  $x < 0.3$  имеют дислокационную структуру, характерную для эпитаксиальных слоев AlN-нитридов: преобладают прорастающие прямолинейные дислокации краевого и винтового типов.

2) Основное отличие от одиночных слоев состоит в загибании почти перпендикулярных поверхности дислокаций на гетерограницах между субслоями СР и появлении наклонных дислокаций, прорастающих сквозь СР под малыми углами к поверхности, что обусловлено релаксацией упругих напряжений между буферным слоем и слоями СР.

3) С увеличением концентрации Al в слоях СР распределение дислокаций становится более хаотичным и их плотность увеличивается.

## Список литературы

- [1] T. Lei, K.F. Kudwig, jr., T.D. Moustakas. *J. Appl. Phys.* **74**, 4430 (1993).
- [2] B. Heying, X.H. Wu, S. Keller, Y. Li, D. Kaponek, B.P. Keller, S.P. DenBaars, J.S. Speck. *Appl. Phys. Lett.* **68**, 643 (1996).
- [3] T. Metzger, R. Hopler, E. Born, O. Ambacher, M. Stutzmann, R. Stommer, M. Schuster, H. Gobel, S. Christiansen, M. Albrecht, H.P. Strunk. *Phil. Mag. A* **77**, 1013 (1998).
- [4] P.H. Кютт, В.В. Ратников, Г.Н. Мосина, М.М. Щеглов. *ФТТ* **41**, 30 (1999).
- [5] V.V. Ratnikov, R.N. Kyutt, T.V. Shubina, T. Pashkova, B. Monemar. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34**, A30 (2001).
- [6] H. Heinke, V. Kirchner, H. Selke, R. Chierchia, R. Ebel, S. Einfeldt, D. Hommel. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34**, A25 (2001).
- [7] W. Qian, M. Skowronski, M. De Graef, K. Doverspike, L.B. Rowland, D.K. Gaskil. *Appl. Phys. Lett.* **66**, 1252 (1995).
- [8] A. Sakai, S. Sunakava, A. Usui. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 2259 (1997).
- [9] F.A. Ponce, D. Cherns, W.T. Young, J.W. Steeds. *Appl. Phys. Lett.* **69**, 770 (1996).
- [10] H.-M. Wang, J.-P. Zhang, C.-Q. Chen, Q. Fareed, J.W. Yang, M. Asif Khan. *Appl. Phys. Lett.* **81**, 604 (2002).
- [11] J.E. Van Nostrand, R.L. Hengehold, K.D. Leedy, J.T. Gant, J.L. Brown, Q.-H. Xie. *J. Appl. Phys.* **86**, 3120 (1999).
- [12] Z. Zhong, O. Ambacher, A. Link, V. Holy, J. Stangl, R.T. Lechner, T. Roch, G. Bauer. *Appl. Phys. Lett.* **80**, 3521 (2002).
- [13] P.H. Кютт, М.П. Щеглов, В.Ю. Давыдов, А.С. Усиков. *ФТТ* **46**, 353 (2004).
- [14] J.E. Ayers. *J. Cryst. Growth* **135**, 71 (1994).
- [15] М.А. Кривоглаз. Теория рассеяния рентгеновских лучей и тепловых нейтронов реальными кристаллами. Наук. думка, Киев (1968).
- [16] V.M. Kaganer, R. Kohler, M. Schmidbauer, R. Opitz, B. Jenichen. *Phys. Rev. B* **55**, 1793 (1997).
- [17] C.G. Jiao, D. Cherns. *Inst. Phys. Conf. Ser.* **169**, 327 (2001).
- [18] S. Einfeldt, V. Kirchner, M. Dieselberg, H. Heinke, S. Figge, K. Vogeler, D. Hommel. *J. Appl. Phys.* **88**, 7029 (2000).
- [19] S. Einfeldt, H. Heinke, V. Kirchner, D. Hommel. *J. Appl. Phys.* **89**, 2160 (2001).
- [20] S. Srinivasan, L. Geng, R. Liu, F.A. Ponce, Y. Narukawa, S. Tanaka. *Appl. Phys. Lett.* **83**, 5187 (2003).
- [21] P. Cantu, F. Wu, P. Waltereit, S. Keller, A.E. Romanov, S.P. DenBaars, U.K. Mishra, J.S. Speck. *Appl. Phys. Lett.* **83**, 974 (2003).
- [22] A.E. Romanov, J.S. Speck. *Appl. Phys. Lett.* **83**, 2569 (2003).
- [23] D.M. Follstaedt, S.R. Lee, P. Provencio, A.A. Allerman, J.A. Floro, M.H. Crawford. *Appl. Phys. Lett.* **87**, 121 112 (2005).
- [24] J.A. Floro, D.M. Follstaedt, P. Provencio, S.J. Hearne, S.R. Lee. *J. Appl. Phys.* **96**, 7087 (2004).
- [25] J.-M. Bethoux, P. Venneques. *J. Appl. Phys.* **97**, 123 504 (2005).