

06

Межслоевая релаксация в гетероструктурах A^{III} -нитридов по данным рентгеновской дифракции

© Р.Н. Кютт, Ю.А. Динаев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
Кабардино-Балкарский государственный университет
им. Х.М. Бербекова, Нальчик
E-mail: r.kyutt@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 26 мая 2009 г.

Проведено рентгенодифракционное исследование структурного совершенства 2 образцов двухслойной гетеросистемы InN–GaN, выращенной методами молекулярно-лучевой и газофазной эпитаксии на (0001)-плоскости сапфира. Из анализа уширений дифракционных пиков, измеренных в разной геометрии дифракции, получены компоненты тензора микродисторсии и из них оценена плотность отдельных семейств дислокаций в каждом из слоев. Прослежено изменение дислокационной структуры от нижележащего слоя GaN к вышележащему слою InN. Разница в поведении дислокаций в 2 образцах, выращенных разными методами, позволяет предположить разные механизмы релаксации упругих напряжений между слоями InN и GaN в этих двух случаях.

PACS: 61.05.cp, 61.72.Lk, 61.72.uj

Эпитаксиальные пленки A^{III} -нитридов растут обычно на подложках, имеющих большую степень рассогласования параметров решетки со слоем — 13% (GaN–сапфир), 9% (AlN–сапфир). При этом рост происходит путем островкового механизма и напряжения несоответствия снимаются уже вблизи интерфейса, а вышележащий объем эпитаксиальных слоев характеризуется большой плотностью прорастающих дислокаций краевого и винтового типов. Исследованию структурных свойств таких объектов посвящено немало работ [1–5]. Менее изученным является вопрос о релаксации упругих напряжений между отдельными слоями в многослойных нитридных структурах. Механизм такой релаксации, скорее всего, должен отличаться от того, который имеет место для большинства эпитаксиальных систем, состоящих из

слоев с кубической структурой. Это связано, во-первых, с особенностями вюрцитной (гексагональной) структуры, имеющей меньше плоскостей скольжения, и, во-вторых, с большой плотностью прорастающих дислокаций, которые должны вносить свои коррективы в механизм релаксации. В литературе описано несколько механизмов релаксации нитридных слоев [6–9].

Обычно степень релаксации определяется путем измерения латерального параметра решетки (межплоскостного расстояния, параллельного интерфейсу) и анализом его изменения относительно значения для объемного кристалла. Такой подход был использован в работе [8]. Однако он дает мало информации о механизмах релаксации. О них можно судить, исследуя дислокационную структуру эпитаксиальных слоев. Кроме того, большая степень рассогласования параметров решетки между слоями A^{III} -нитридов позволяет утверждать, что относительно толстые слои ($> 0.1 \mu\text{m}$) являются полностью релаксированными при температуре роста, а остаточные напряжения вызваны в основном разницей в коэффициентах теплового расширения.

Рентгеновская дифрактометрия в последние годы достигла больших успехов в исследовании дислокационной структуры эпитаксиальных слоев. Детальный анализ уширений рентгеновских дифракционных пиков, измеренных в разной геометрии дифракции, позволяет определить плотность отдельных семейств дислокаций и проследить ее изменение от слоя к слою.

В данной работе проведено сравнительное исследование дефектной структуры двух образцов гетеросистемы InN-GaN-(0001) -сапфир. Первый образец (№ 108) был выращен методом молекулярно-лучевой эпитаксии с толщиной слоев GaN и InN по $0.5 \mu\text{m}$. Вторым образцом (№ 671) содержал более толстые слои $4 \mu\text{m}$ GaN и $2 \mu\text{m}$ InN , выращенные методом газофазной эпитаксии. Структурные исследования проводились на рентгеновском дифрактометре в двухкристальном варианте, где для получения θ - и $\theta-2\theta$ -мод сканирования и карт распределения интенсивности в обратном пространстве использовалась узкая щель перед детектором, что давало разрешение порядка $60''$ по углу 2θ .

Для 3 симметричных геометрий дифракции — брэгговской, Лауэ и скользящей дифракции на CuK_α -излучении — измерялись кривые θ - и 2θ -мод сканирования с использованием 2 порядков отражения для каждой геометрии. Дифракционные пики аппроксимировались функцией Войта. Уширение пиков (за вычетом инструментального уширения)

анализировалось на основе методики, предложенной в [10], с разделением размерных и деформационных вкладов, в результате которого определяются компоненты тензора микродисторсии и размеры областей когерентности рассеяния в 2 направлениях — перпендикулярно и параллельно поверхности. Из первых величин оценивались плотности отдельных семейств дислокаций. Измерения и анализ проводились отдельно для отражений от каждого слоя.

На рис. 1, *a, b* приведены кривые θ -сканирования симметричного брэгговского рефлекса (0002). Видно, что для обоих образцов форма и полуширина пиков отражений от GaN и InN слоев одинакова. Зато заметно отличается форма пиков GaN-буфера и InN-слоя на кривые $\theta-2\theta$ -сканирования (рис. 2, *a, b*). Если для буфера пик отражения имеет симметричную форму, то для InN наблюдается явная асимметрия с наплывом интенсивности со стороны меньших углов. Это указывает на существование подслоя с большим межплоскостным расстоянием. Очевидно, на гетерогранице GaN–InN не происходит полной релаксации слоя InN, но образуется частично релаксированный (и следовательно, деформированный) подслой. Последнее утверждение согласуется с результатами исследования в [8], где из рентгенодифракционных измерений получена зависимость параметра решетки a , параллельного поверхности, от толщины слоя InN на GaN и показано, что полная релаксация имеет место при толщинах больше 100 nm.

Полный анализ уширений, выполненный по методике [10], дает для плотности ρ отдельных семейств дислокаций и размеров областей когерентного рассеяния значения, которые приведены в таблице. Сравнивая значения ρ для двух слоев, мы видим, что для образца 108 плотность как винтовых, так и краевых дислокаций уменьшается при переходе от GaN к InN. Но при этом резко возрастает плотность

Плотность дислокаций в слоях InN и GaN и размеры областей когерентного рассеяния, полученные из рентгенодифракционных данных

		$\rho_{screw}, \text{cm}^{-2}$	$\rho_{edge}, \text{cm}^{-2}$	$\rho_{bound}, \text{cm}^{-2}$	$\rho_{hor}, \text{cm}^{-2}$	$\tau_z, \mu\text{m}$	$\tau_x, \mu\text{m}$
108	InN	$2.8 \cdot 10^8$	$4.6 \cdot 10^9$	$6.2 \cdot 10^9$	$4.5 \cdot 10^9$	0.37	0.07
	GaN	$1.4 \cdot 10^9$	$1.5 \cdot 10^{10}$	$8 \cdot 10^9$	$4.2 \cdot 10^8$	0.38	0.17
671	InN	$9 \cdot 10^7$	$1.7 \cdot 10^{10}$	$1.8 \cdot 10^9$	$4.2 \cdot 10^8$	> 1	0.37
	GaN	$1.7 \cdot 10^8$	$6.6 \cdot 10^8$	$3.2 \cdot 10^9$	$1.6 \cdot 10^8$	> 1	0.42

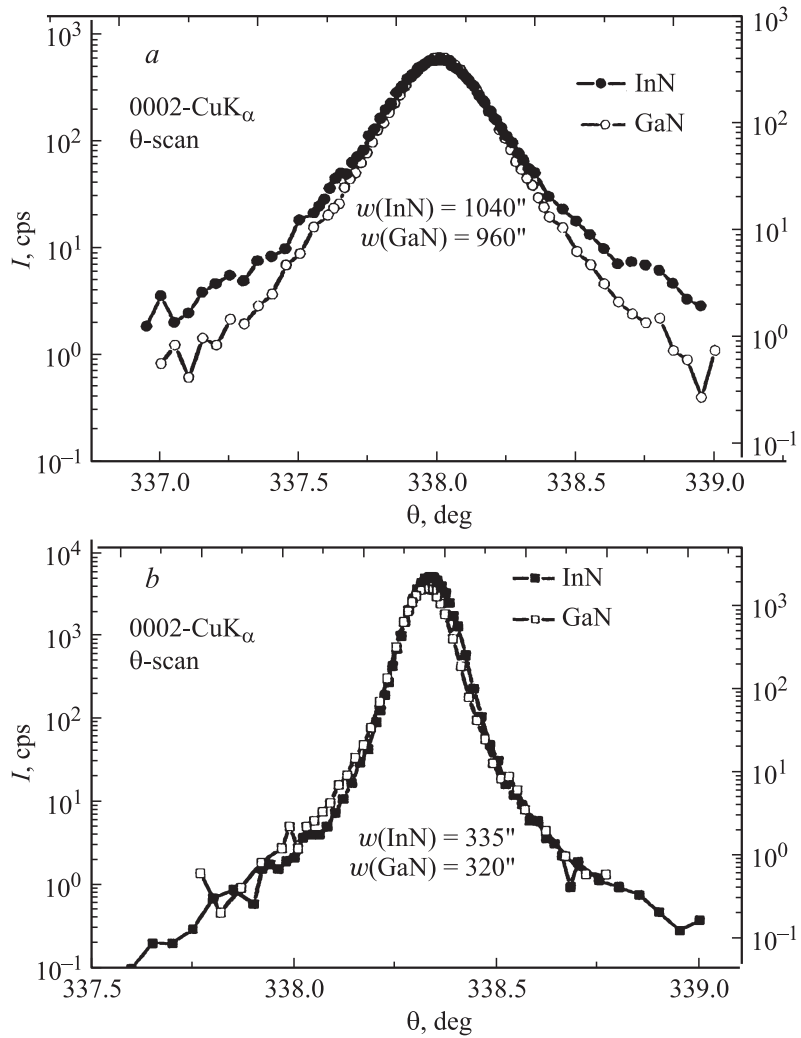


Рис. 1. Кривые θ -сканирования 0002-отражения образцов 108 (a) и 671 (b). Пики отражения от слоя InN и слоя GaN совмещены по углу и высоте.

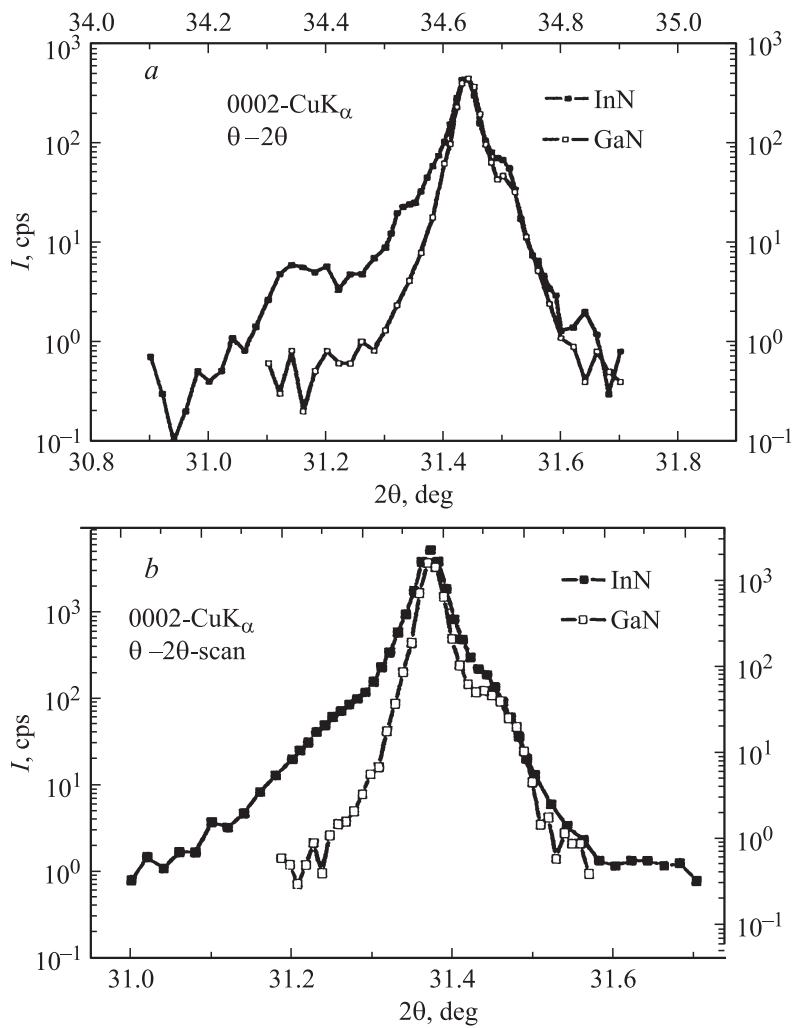


Рис. 2. Кривые θ - 2θ -сканирования 0002-отражения образцов 108 (a) и 671 (b). Пики отражения от слоя InN и слоя GaN совмещены по углу и высоте. Верхняя угловая шкала соответствует GaN, нижняя — InN.

горизонтальных дислокаций или их фрагментов. С другой стороны, для образца 671 плотность винтовых дислокаций практически одинакова в обоих слоях, но краевых дислокаций в слое InN на порядок больше, чем в нижележащем слое GaN.

Эти результаты подтверждаются и построением карт распределения интенсивности вокруг узлов обратной решетки для асимметричного рефлекса 10 $\bar{1}$ 5. Для образца 108 такое построение наглядно показывает разницу в распределении дислокаций в двух слоях (рис. 3). Контуры равной интенсивности вокруг центра отражения буферного слоя GaN вытянуты в направлении, параллельном поверхности образца, что является типичным для большинства нитридных пленок и обусловлено доминирующим влиянием прорастающих перпендикулярно поверхности дислокаций винтового и краевого типов.

С другой стороны, распределение интенсивности вокруг центра отражения InN имеет вид эллипсов, вытянутых в направлении, перпендикулярном вектору дифракции, что характерно для структур с хаотически распределенными дислокациями. Для образца 671 форма контуров (не показано) одинакова для обоих слоев: они вытянуты, хотя и в разной степени, в направлении, параллельном поверхности. Это указывает на одинаковый тип дислокационной структуры обоих слоев.

Что касается областей когерентного рассеяния (последние два столбца в таблице), то для тонких пленок (образец 108) их размер τ_z по нормали к поверхности примерно равен толщине слоев. Малый латеральный размер τ_x для этих же слоев связан, скорее всего, также с большой плотностью дислокаций в них, а уменьшение τ_x при переходе от GaN к InN с большей хаотичностью распределения дислокаций в верхнем слое.

Таким образом, характер изменения дислокационной структуры при переходе от GaN к InN для 2 образцов заметно различается. Это позволяет предположить разные механизмы релаксации в этих структурах. В первом случае (для образца 108) она проходит, вероятно, путем загибания прорастающих дислокаций или с образованием дислокационной сетки.

Для образца 671 речь, возможно, идет о самостоятельном островковом 3D-росте (с последующей коалесценцией островков) слоя InN, с чем и связана генерация новых краевых прорастающих дислокаций. Эти 2 механизма, вообще говоря, соотносятся с описанными в литературе 2 механизмами релаксации, которые определяются как пластический

связано с разными методами и условиями роста. С другой стороны, причин может состоять в разном структурном качестве буферных слоев GaN — для образца 671 плотность прорастающих дислокаций в буфере почти на порядок меньше, чем для образца 108.

Таким образом, в результате рентгенодифракционного исследования образцов двухслойной гетеросистемы InN–GaN определены плотности отдельных семейств дислокаций в обоих слоях, показано изменение дислокационной системы от слоя к слою и на этой основе делаются предположения о существовании двух механизмов релаксации упругих напряжений между слоями GaN и InN.

Список литературы

- [1] Qian W., Skowronski M., De Graef M., Doverspike K., Rowland L.B., Gaskil D.K. // *Appl. Phys. Lett.* 1995. V. 66. P. 1252–1254.
- [2] Heying B., Wu X.H., Keller S., Li Y., Kopolnek D., Keller B.P., DenBaars S.P., Speck J.S. // *Appl. Phys. Lett.* 1996. V. 68. P. 643.
- [3] Metzger T., Hopler R., Born E., Ambacher O., Stutzmann M., Stommer R., Schuster M., Gobel H., Christiansen S., Albrecht M., Strunk H.P. // *Phil. Mag.* 1998. V. A77. P. 1013.
- [4] Кюмм Р.Н., Ратников В.В., Мосина Г.Н., Щеглов М.П. // *ФТТ.* 1999. Т. 41. С. 30–36.
- [5] Wang H.-M., Zhang J.-P., Chen C.-Q., Fareed Q., Yang J.W., Asif Khan M. // *Appl. Phys. Lett.* 2002. V. 81. P. 604–606.
- [6] Einfeldt S., Heinke H., Kirchner V., Hommel D. // *J. Appl. Phys.* 2001. V. 89. P. 2160–2166.
- [7] Jiao C.G., Cherns D. // *Inst. Phys. Conf. Ser.* 2001. N 169. P. 327–332.
- [8] Bellet-Amalric E., Adelman E.C., Sarigiannidou E., Rouviere J.L., Feuillet G., Monroy E., Daudin B. // *J. Appl. Phys.* 2004. V. 95. P. 1127–1133.
- [9] Cantu P., Wu F., Waltereit P., Romanov A.E., Keller S., DenBaars S.P., Speck J.S. // *J. Appl. Phys.* 2005. V. 97. P. 103 534.
- [10] Ratnikov V., Kyutt R., Shubina T., Pashkova T., Valcheva E., Monemar B. // *J. Appl. Phys.* 2000. V. 88. P. 6252–6258.