

Глубокая рентгеновская рефлектометрия сверхмногопериодных АЗВ5-структур с квантовыми ямами, выращиваемых методом молекулярно-пучковой эпитаксии

© Л.И. Горай,^{1,2,3} Е.В. Пирогов,^{1,4} М.С. Соболев,¹ Н.К. Поляков,¹ А.С. Дашков,¹ М.В. Свечников,⁵ А.Д. Буравлев^{1,6}

¹ Академический университет им. Ж.И. Алферова, 194021 Санкт-Петербург, Россия

² Университет ИТМО, 197101 Санкт-Петербург, Россия

³ Институт аналитического приборостроения РАН, 190103 Санкт-Петербург, Россия

⁴ ООО „Коннектор Оптик“, 194292 Санкт-Петербург, Россия

⁵ Институт физики микроструктур РАН, 607680 Нижний Новгород, Россия

⁶ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: lig@pcgrate.com

Поступило в Редакцию 2 апреля 2020 г.

В окончательной редакции 2 апреля 2020 г.

Принято к публикации 2 апреля 2020 г.

Нами исследовались упруго-напряженные AlGaAs/GaAs сверхмногопериодные (СМП — 100–1000 периодов) сверхрешетки с различной степенью легирования и небольшой разницей в толщине периода. Предложенная методика характеристики, состоящая из согласованного применения метода глубокой рентгеновской рефлектометрии, основанного на строгом методе расчета, а также известного метода высокоразрешающей рентгеновской рефлектометрии, позволили исследовать 100-периодные структуры с 2-nm ширинами Al_{0.3}Ga_{0.7}As барьеров и 10-nm ширинами GaAs ям и с высокой точностью определить толщины слоев и размытость интерфейсов, что можно рассматривать как первый шаг на пути дальнейшего анализа толстых структур на ярких источниках синхротронного излучения. Разница ожидаемых и получившихся в результате восстановления предложенным методом значений толщин слоев составила несколько процентов, в том числе для образцов с высокой степенью легирования (до 10¹⁸ см⁻³). Все СМП структуры характеризуются резкими интерфейсами со среднеквадратичным отклонением порядка 0.1 nm. На основе полученных данных толщин можно точно определять состав слоев с помощью высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии.

Ключевые слова: сверхрешетка, AlGaAs-гетероструктура, рентгеновская рефлектометрия, строгая электромагнитная теория рассеяния.

DOI: 10.21883/JTF.2020.11.49982.108-20

Введение

В последнее время все большую актуальность приобретает создание терагерцовых источников излучения, в том числе перестраиваемых источников, которые могут работать при комнатных температурах. Подобные полупроводниковые излучающие структуры могут быть использованы как для медицинских диагностических систем, так и систем безопасности [1,2]. Однако, в настоящий момент перестраиваемых источников на данный диапазон частот фактически не существует. Нами разрабатываются перспективные АЗВ5 структуры с большим числом периодов (от 100 до 1000) и толщиной до 12 μm, выращиваемые на установке полупромышленного типа Riber 49 методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) и обладающие резкими гетерограни-

цами, постоянством состава и хорошей поверхностной однородностью [3,4]. Для синтеза подобных образцов необходимо создать новые методы прецизионного контроля структурных параметров и состава, в первую очередь, толщин периодов и ширин интерфейсов, в том числе с использованием строгих теоретических методов и данных, получаемых на источниках синхротронного излучения (СИ) с ультрамалым эмиттансом. В настоящей работе рентгеновскими методами исследовались упруго-напряженные AlGaAs/GaAs сверхмногопериодные (СМП) сверхрешетки (СР) с различной степенью легирования и малой разницей в толщинах слоев. Предложенная лабораторная методика характеристики, состоящая из согласованного применения нового теоретического метода глубокой рентгеновской рефлектометрии (ГРР) и известного метода высокоразрешаю-

шей рентгеновской рефлектометрии (ВРР), позволяет исследовать 100-периодные структуры с 2-нм ширинами $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ барьеров и 10-нм ширинами GaAs ям на лабораторных источниках, и с высокой точностью определить толщины слоев и шероховатость/диффузность границ, что можно рассматривать как первый шаг на пути анализа толстых структур на ярких источниках СИ. Метод ГРР уже успешно применялся для анализа многослойных кристаллических и аморфных образцов большой толщины, предназначенных для создания приборов микроэлектроники и рентгеновской оптики [5–8]. Данный подход основан на строгом методе теории дифракции электромагнитного излучения [9], который работает от полного внешнего отражения до полного поглощения коротковолнового излучения с возможностью точного определения интенсивности рассеянного света и поглощения, что позволяет проверять приближенные методы и анализировать СМП структуры с помощью измерений на источниках СИ и рентгеновских лазерах на свободных электронах. Разница ожидаемых и полученных в результате восстановления методом ГРР и ВРР значений толщин слоев должна составлять не более нескольких процентов, в том числе для образцов с высокой степенью легирования (до 10^{18} cm^{-3}). Подобные структуры должны характеризоваться резкими интерфейсами со среднеквадратичным отклонением (СКО) ширины переходных слоев порядка нескольких 0.1 нм. Опираясь на полученные с помощью разработанной методики согласованные данные толщин слоев, с помощью метода высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии (ВРД) можно определить состав слоев СР. Методике согласованного применения методов ВРР и ВРД для анализа данного типа СМП структур будет посвящена отдельная публикация.

1. Теория

В строгом смысле факторы Дебая–Валлера (DW) и Нево–Кросе (NC), широко используемые для учета уменьшения зеркального отражения, действительны только в случае малой высоты случайных неровностей границы h (или СКО шероховатости σ), имеющих гауссовское распределение и очень большую (DW) или очень малую (NC) длину корреляции ξ . Борновское приближение деформированных волн второго порядка (DWBA) может использоваться для учета произвольных величин ξ , однако, в общем случае оно справедливо для малых значений $2\pi\sigma \sin\theta/\lambda$ и при использовании гауссово-подобной корреляционной функции, где θ — угол скольжения, отсчитываемый от поверхности, λ — длина волны [10,11]. Кроме того, при выводе фактора NC предполагается, что ξ удовлетворяет $\lambda \gg 2\pi\xi \sin^2\theta$. Теория возмущения по высоте шероховатостей является более общей в смысле использования любого статистического распределения неровностей по высоте и любой корреляционной функции, однако она также имеет силь-

ные ограничения, главным образом, на максимальные значения h [12,13]. Большая разница (до порядка и более величины) в зеркальных коэффициентах отражения между строгим подходом и DW или NC аппроксимациями была впервые теоретически продемонстрирована на примере Au-зеркал с различными параметрами шероховатости и длинами волн, падение излучения на которые происходит при углах скольжения, близких или больше критического [14]. Эта разница может привести к неправильным оценкам σ и ξ , если они получены из ВРР путем сравнения экспериментальных данных с расчетными [15]. С помощью аналогичного строгого подхода были рассчитаны коэффициенты зеркального и диффузного отражения для многослойных Al/Zr зеркал с учетом реальной (негауссовой) статистики шероховатых границ в экстремальном ультрафиолетовом диапазоне длин волн [16]. Сложная многослойная модель [17], точно учитывающая эффекты кинетики роста структурированных границ, имеющих случайные шероховатости с различными углами наклона граней и величинами σ и ξ , демонстрирует хорошую корреляцию значений зеркальной отражательной способности с экспериментальными данными, полученными на источнике СИ для различных углов падения и длин волн.

Чтобы строго рассчитать интенсивность рассеяния на шероховатых поверхностях с использованием электромагнитного кода PCGrateTM-SX v. 6.7 [18], мы применяем метод Монте Карло для усреднения статистики шероховатости по ансамблю реализаций отдельных поверхностей. В данном случае можно использовать модель вертикально некоррелированных шероховатостей из-за значительного случайного шума источников материала и малого σ (около нескольких 0.1 нм) подложек [16,19]. В этом случае зеркальное отражение СР пропорционально зеркальному отражению на границах. Более того, простая оценка показывает, что угловое распределение интенсивности рассеяния аналогично рассеянию на одной границе [20]. Таким образом, мы можем детально изучить с помощью строгого метода только одну шероховатую поверхность GaAs, что гораздо легче, и сравнить результаты расчетов с использованием ГРР и факторов ослабления DW или NC, которые применяются для решения обратных задач ВРР.

С помощью использования приближенных теоретических подходов на основе поправок DW и NC на рис. 1 показано, какое влияние оказывает величина σ на отток интенсивности зеркального ТЕ отражения (данные коэффициента отражения для ТМ поляризации близки по величине для всех приведенных кривых) поверхности GaAs, в зависимости от θ и $\lambda = 0.1541 \text{ nm}$. Из рисунка следует, что вблизи критического угла коэффициенты зеркального отражения для обеих моделей с шероховатостью $\sigma = 0.35 \text{ nm}$ с высокой точностью близки друг к другу и коэффициенту отражения идеально-гладкой поверхности. Для модели NC с $\sigma = 0.7$ и, даже, $\sigma = 1.5 \text{ nm}$ результаты мало (не более нескольких %) отличаются от идеального отражения. Для модели DW и

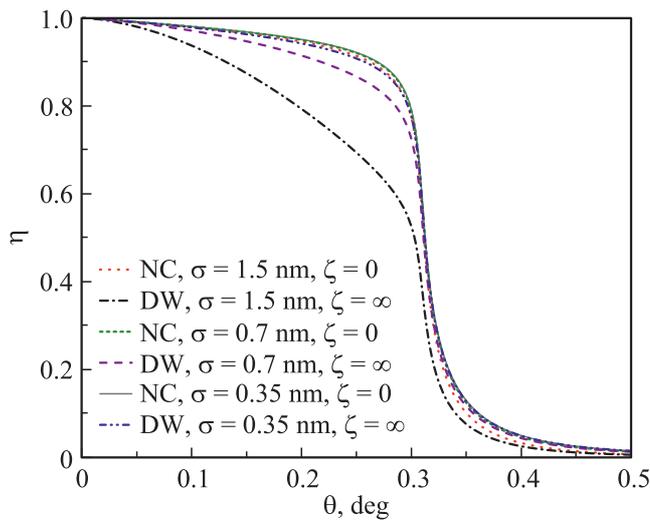


Рис. 1. Коэффициент зеркального отражения η GaAs, рассчитанный приближенно с помощью поправки NC или DW для длины волны $\lambda = 0.15406$ nm, в зависимости от угла скольжения θ вблизи критического угла.

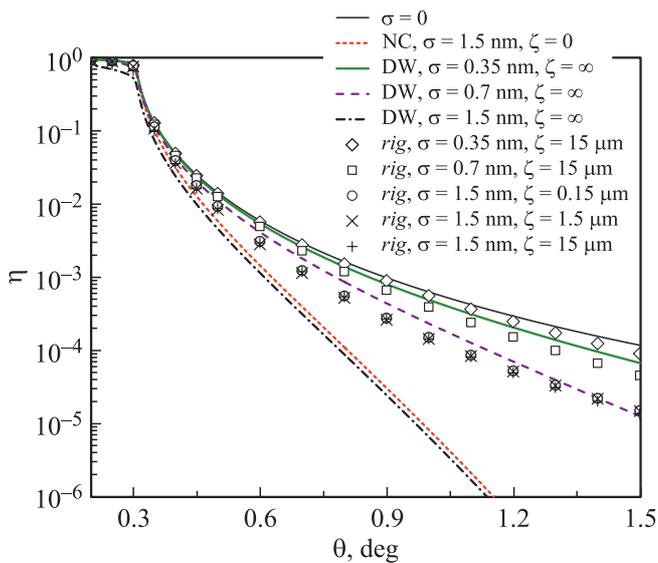


Рис. 2. Коэффициент зеркального отражения η GaAs, рассчитанный приближенно с помощью поправки NC или DW (кривые) и строго (rig — символы) с 99 статистическими реализациями поверхности для длины волны $\lambda = 0.1541$ nm и различной среднеквадратичной шероховатостью σ и длиной корреляции ζ , в зависимости от угла скольжения θ в широком диапазоне углов.

$\sigma = 0.7$ или $\sigma = 1.5$ nm результаты уже значительно (от нескольких % до нескольких десятков %) отличаются от идеального отражения вблизи критического угла. С другой стороны, на рис. 2 хорошо видна разница между результатами, полученными с использованием приближенных подходов и строгих расчетов, которые выполнены для различных значений σ и ζ . Для борновского приближения (фактор DW) $\zeta = \infty$, для DWBA

первого порядка (коэффициент NC или более общее приближение Синха [21]) $\zeta = 0$, а для выбранной строгой модели величины ζ имеют промежуточные реалистичные значения. Сравнение коэффициентов отражения для $\lambda = 0.1541$ nm, полученных для приближенной (DW или NC) и совершенной ($\sigma = 0$) моделей и строгой модели для различных σ и ζ , показано на рисунке в логарифмическом масштабе в широком угловом диапазоне. Для $\sigma = 1.5$ nm и $\zeta = 0.15$ μ m результаты, полученные для строгой модели и модели NC, отличаются лишь на 1–2% вблизи и ниже критического угла и примерно на несколько процентов в диапазоне, немного превышающем критический угол. Для $\zeta = 1.5$ μ m эта разница составляет около нескольких % в диапазоне высокого коэффициента отражения и около нескольких десятков % в диапазоне углов, несколько больших критического. Для $\zeta = 15$ μ m разница составляет уже один–два десятка % в диапазоне высоких коэффициентов отражения и около нескольких десятков % или, даже, несколько раз в диапазоне углов, несколько больше критического. Подобные различия, около нескольких десятков % в диапазоне высоких коэффициентов отражения и около нескольких десятков % или нескольких раз в диапазоне низких коэффициентов отражения, можно видеть на рис. 2 для $\zeta = 15$ μ m и модели DW. Для $\sigma = 0.7$ nm модель NC (не показана на рис. 2) близка, с максимальной разницей в несколько %, к идеальному коэффициенту отражения, а также к строгой модели с наибольшим приведенным значением $\zeta = 15$ μ m. Для $\sigma = 0.35$ nm все модели очень близки (с максимальной разницей в несколько %) в рассмотренном диапазоне углов падения.

Для диапазона угла падения, намного превышающего критический угол, результаты, полученные для строгой модели и моделей DW и NC, отличаются значительно больше. Для $\sigma = 1.5$ nm на рис. 2 строгие результаты, полученные для различных ζ , близки, однако они очень далеки от приближений DW и NC. Например, для $\theta = 0.9^\circ$ результаты различаются на порядок, а для больших значений θ — до нескольких порядков. Для $\sigma = 0.7$ nm и $\zeta = 15$ μ m строгие результаты наиболее близки к предсказаниям модели DW, однако разница варьируется от нескольких десятков % до нескольких раз в исследуемом диапазоне углов. Для $\sigma = 0.35$ nm и $\zeta = 15$ μ m на рис. 2 строгие результаты близки к предсказаниям модели DW, причем разница в исследуемом диапазоне варьируется от нескольких % до нескольких десятков %. Представленные результаты строгих расчетов демонстрируют хорошую сходимость и высокую точность, необходимые для моделирования зеркального отражения СР с полигональными случайно-шероховатыми границами, имеющими 1000 узлов и исследуемыми в широком угловом диапазоне падения излучения. В PCGrate мы использовали 1000–1200 точек дискретизации на границу, 99–195 реализаций случайных границ и „Разделяющий“ („Separating“) солвер с выключенной опцией ускорения сходимости; и получили ошибку $\sim 10^{-6}$, оцененную из энергетического

баланса с учетом точного вычисления поглощения [9]. Разница между коэффициентами отражения, полученными с использованием 99 и 195 наборов случайных границ, составляет $\sim 0.1\%$. Разница между коэффициентами отражения, полученными с использованием 49 и 195 наборов случайных границ, составляет не более $\sim 10\%$. Среднее время, затрачиваемое на одну расчетную точку (99 случайных реализаций) на портативной рабочей станции MSI® WT73VR 7RM с процессором Intel® Xeon® E3-1505M V6 & 3–4 GHz и 64 GB ОЗУ, составляет ~ 4 h при работе под Windows® 10 Pro и использовании восьмикратного распараллеливания. Показатели преломления GaAs и AlGaAs были получены с помощью данных веб-сайта CXRO [22].

Таким образом, как и предсказывает общая теория, строгие результаты для малых значений σ и небольших значений ξ близки к модели NC вблизи и немного ниже критического угла. При других значениях исследуемых параметров, точные результаты могут быть близки к модели DW или NC в диапазоне выше критического угла, но только для небольших значений σ — около или менее 0.35 nm для рассматриваемых структур и материалов. При более высоких значениях σ такие явные различия между строгой моделью и любыми широко используемыми приближениями могут привести к переоценке σ , если она получена из сравнения экспериментальных данных с расчетами, что имеет место, например, для аналогичных толстых структур Type I, рассмотренных в [3].

2. Эксперимент

В настоящей работе исследовались несколько видов образцов, состоящих из 100 периодов слоев $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ и GaAs толщиной 2 nm и 10 nm соответственно, и выращенных на „epi-ready“ подложках GaAs с ориентацией (100) методом МПЭ в полупромышленной установке Riber 49. Качество слоев контролировалось *in situ* системой дифракции быстрых электронов на отражение. Данный тип структур имел толщину ~ 1.2 μm без учета толщины подложки. Структуры значительно отличались концентрацией легирующей примеси, от нелегированных до $n \approx 10^{18}$ cm^{-3} , и незначительно — толщинами слоев. Кремний использовался в качестве донорной легирующей примеси *n*-типа. Уровни легирования по всей толщине CP были примерно одинаковыми для барьеров $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ и ям GaAs и составляли от $n \approx 10^{16}$ до 10^{18} cm^{-3} .

Полученные структуры исследовались методами ВРР и ВРД. Рефлектометрические измерения были произведены на дифрактометре PANalytical X'PertPro с характеристической длиной волны излучения Cu $K_{\alpha 1}$ ($\lambda = 0.15406$ nm) при скользящих углах падения в диапазоне $\Delta\theta = 0-4^\circ$ с шагом сканирования 0.0005° и щелью $\omega = 1$ mm. Дифрактометрическая съемка структур была произведена в режиме $\theta-2\theta$ сканирования в

параллельной геометрии пучка. Использовалась схема с рентгеновской трубкой мощностью 3 kW с характеристической длиной волны излучения Cu $K_{\alpha 1}$ и четырехкратным Ge (220) прорезным кристалл-монокроматором с $\omega = 1$ mm.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 3 показаны рентгеновские дифракционные кривые вблизи симметричного (002) рефлекса GaAs. Моделирование полученных данных с использованием встроенных программных пакетов показало небольшое отклонение толщины периода CP от начальных значений. Значения периода составили $D = 12.69 \pm 0.04$, 13.03 ± 0.06 и 12.84 ± 0.07 nm, соответственно, для нелегированной структуры, с легированием $n \approx 10^{17}$ и 10^{18} cm^{-3} . Измерение нелегированной структуры производилось с использованием кристалла-анализатора, поэтому наблюдается отличие интенсивности спутных пиков от двух других кривых. Однако, это не препятствует точному определению значений периода, толщин слоев и ширин интерфейсов.

Полученная модель ВРР дает хорошее совпадение экспериментальных и теоретических пиков для восьми порядков дифракции, что говорит о высоком качестве структуры и хорошей точности подгонки (рис. 4–6). Параметры толщин слоев и интерфейсов структур, полученные в результате исследования методом ВРР, приведены в таблице. Значения периодов для двух методов (ВРР и ВРД) хорошо коррелируют. Следует отметить, что данные, полученные из анализа толщинных осцилляций Киссига в ВРР, являются более точными и используются нами для корректировки модели ВРД, так как они анализируются не по ширине пика, а

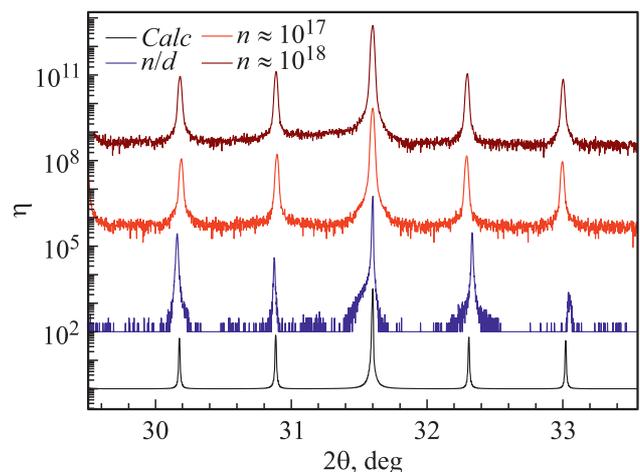


Рис. 3. Интенсивность дифракции η структуры со 100 периодами и различным уровнем легирования n , полученная в режиме сканирования $\theta - 2\theta$ на длине волны $\lambda = 0.15406$ nm вблизи отражения (002) GaAs (кривые сдвинуты для наглядности). Для сравнения приведены расчеты (*calc*) для структуры $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}(2.15 \text{ nm})/\text{GaAs}(10.75 \text{ nm})$.

Восстановленные толщины слоев СМП структур с различным уровнем легирования

Слой СР	Нелегированный		$n \sim 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$		$n \sim 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
	BPP, nm	σ , nm	BPP, nm	σ , nm	BPP, nm	σ , nm
GaAs	10.60	0.39	10.89	0.34	10.78	0.41
AlGaAs	2.11	0.42	2.13	0.43	2.11	0.46
<i>D</i>	12.71 ± 0.02		13.02 ± 0.04		12.89 ± 0.06	

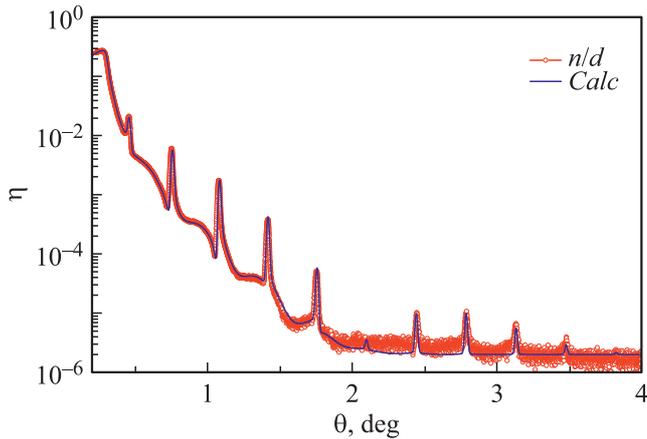


Рис. 4. Коэффициент зеркального отражения η нелегированной (n/d) структуры со 100 периодами, полученный для длины волны $\lambda = 0.1541 \text{ nm}$, в зависимости от угла скольжения θ (расчеты — *calc*).

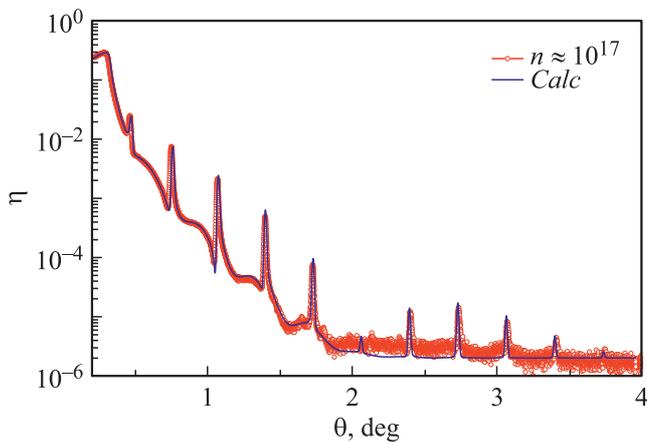


Рис. 5. Коэффициент зеркального отражения η структуры со 100 периодами и уровнем легирования $n \sim 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, полученный для длины волны $\lambda = 0.1541 \text{ nm}$, в зависимости от угла скольжения θ (расчеты — *calc*).

по его положению и усредняются по наблюдаемым осцилляциям в нескольких брэгговских порядках. Таким образом, периоды выращенных структур отличались от задаваемых при росте величин на 5–8%, как и полученные значения толщин слоев, что может быть ском-

пенсировано в программе роста с учетом полученных знаний. Наблюдаемые ширины дифракционных пиков и восстановленные значения σ для всех образцов примерно одинаковы, что говорит о незначительном влиянии концентрации легирующей примеси до $n \approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ на качество получаемых структур.

Что касается исследуемых в настоящей работе СМП структур, теоретические результаты, полученные с помощью ГРП, показывают, что точные результаты могут быть близки к модели DW или NC (рис. 2), используемой при восстановлении параметров структур в широком диапазоне углов BPP, но только для небольших значений σ — около или менее 0.35 nm для рассматриваемых структур и материалов и практически любых корреляционных длин шероховатости. Таким образом, сравнение результатов решения прямой задачи рассеяния, полученных нами с помощью приближенных и строгого метода (ГРП), позволило не только оценить критическое значение σ , при котором расхождение данных интенсивности рассеяния становится значимым, но и определить величину конкретного расхождения зеркальных коэффициентов отражения путем нахождения точного решения прямой задачи в нескольких точках интересующего диапазона параметров. С учетом этого восстановленные с помощью BPP величины σ для слоев СР (см. таблицу) дают ошибку всего несколько %

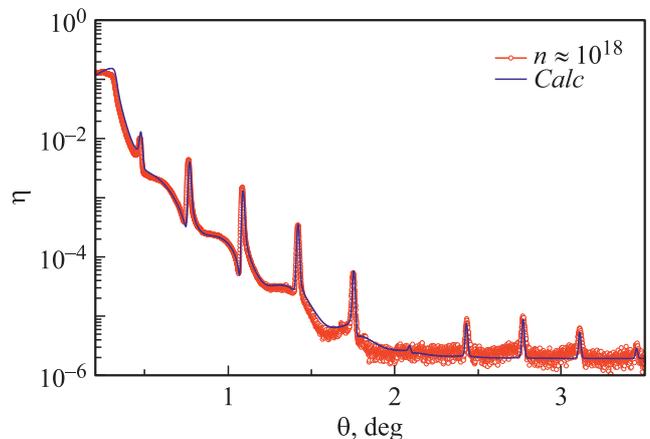


Рис. 6. Коэффициент зеркального отражения η структуры со 100 периодами и уровнем легирования $n \sim 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, полученный для длины волны $\lambda = 0.1541 \text{ nm}$, в зависимости от угла скольжения θ (расчеты — *calc*).

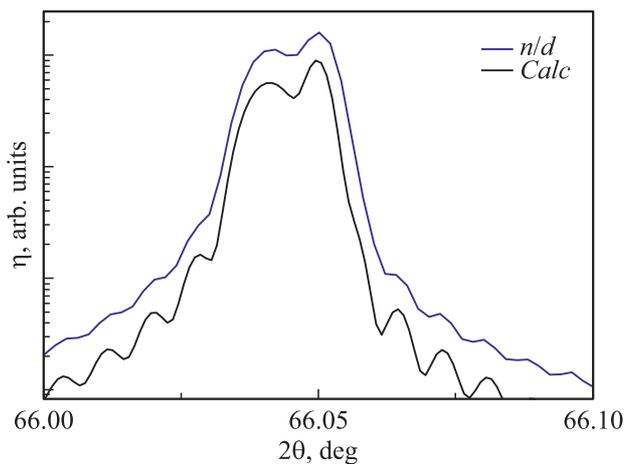


Рис. 7. Интенсивность дифракции η (arb. units), полученная для нелегированной структуры в режиме сканирования $\theta - 2\theta$ в малом диапазоне углов на длине волны $\lambda = 0.15406$ nm вблизи отражения (004) GaAs (расчеты — *calc*).

в широком диапазоне исследованных углов падения, по сравнению с истинными значениями шероховатости. Следовательно, в данном случае используемая модель ВРР применима, и ошибка восстановления параметра σ не хуже, чем общая ошибка восстановления параметров на основе ВРР.

Используя полученные значения толщин и положение пика от среднего состава для нелегированной структуры (рис. 7), была определена молярная доля Al в твердом растворе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, которая составила $x = 0.30 \pm 0.005$.

Заключение

Рассмотренная методика исследований с помощью ГРР и ВРР, а также ВРД хорошо подходит для анализа СМП структур и позволяет охарактеризовать образцы и определить с высокой достоверностью и точностью такие параметры, как толщина слоев и шероховатость интерфейсов. Различия между ожидаемыми и полученными данными толщин слоев составляют несколько процентов для образцов рассмотренного типа с различной степенью легирования. Эти различия могут быть обусловлены недостаточно высокой точностью начальных калибровок, а также изменением потоков материалов 3 группы во время роста толстых структур, что может быть компенсировано в процессе проведения трудоемкого и дорогостоящего технологического эксперимента. Остаточное количество материала, а также его однородность в камере также влияют на изменение толщины слоя и ширину переходных областей. Согласно данным ГРР и ВРР, все структуры, в том числе с высоким уровнем легирования, характеризуются четкими границами с σ порядка нескольких 0.1 nm. Наши исследования показали, что метод ГРР, основанный на строгой

модели рефлектометрии, необходимо использовать для проверки достоверности результатов ВРР, которые могут отличаться для восстанавливаемых коэффициентов зеркального отражения на десятки % вблизи критического угла и на порядки величины — при больших углах скольжения. Для исследованных образцов и диапазонов углов величина $\sigma \sim 0.35$ nm оказалась критичной для использования приближенных поправок типа DW и NC, однако, в общем случае, это зависит от корреляционной длины (статистики шероховатости), угла падения и длины волны излучения и может быть определено только на основе применения строгой теории рассеяния. Опираясь на полученные согласованные данные, можно найти лучшее решение обратных задачи ВРР и ВРД [3] и определить изменения толщин и состава слоев СМП структур с высокой точностью.

Стоит также отметить, что аналогичные СМП структуры с числом периодов 300–400 и, даже, 1000 были выращены с использованием метода МПЭ и их исследования на основе разработанных нами методов, а также с применением источников СИ находятся в процессе. Таким образом, работа рассматривается как первый основной шаг в получении и рефлектометрическом анализе необходимых СМП гетероструктур с большим числом периодов и высоким уровнем легирования.

Финансирование работы

Работа частично поддержана Министерством образования и науки Российской Федерации (Минобрнаука) (FSRM-2020-0008) и Российским фондом фундаментальных исследований (РФФИ) (19-29-12053) в части экспериментальных исследований. Работа Л.И. Горая, Е.В. Пирогова, М.С. Соболева и А.С. Дашкова поддержана Российским научным фондом (РНФ) (19-12-00270) в теоретической части.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] *Gmachl C., Sivco D.L., Colombelli R., Capasso F., Cho A.Y.* // Nature. 2002. Vol. 415. P. 883–887. DOI: 10.1038/415883a
- [2] *Андронов А.А., Додин Е.П., Зинченко Д.И., Ноздрин Ю.Н., Ладугин М.А., Мармалюк А.А., Падалица А.А., Беляков В.А., Ладенков И.В., Фефелов А.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 102. Вып. 4. С. 235–239. [*Andronov A.A., Dodin E.P., Zinchenko D.I., Nozdrin, Yu.N., Ladugin M.A., Marmalyuk A.A., Padalitsa A.A., Belyakov V.A., Ladenkov I.V., Fefelov A.G.* // JETP Lett. 2015. Vol. 102. P. 207–211.] DOI: 10.7868/S0370274X15160031
- [3] *Goray L.I., Pirogov E.V., Sobolev M.S., Ilkiv I.V., Dashkov A.S., Vainer Yu.A., Svechnikov M.V., Yunin P.A., Chkhalo N.I., Bouravlev A.D.* // Semiconductors. 2019. Vol. 53. N 14. P. 1910–1913. DOI: 10.1134/S1063782619140082

- [4] Goray L.I., Pirogov E.V., Nikitina E.V., Ubyivovk E.V., Gerchikov L.G., Ipatov A.N., Dashkov A.S., Sobolev M.S., Ilkiv I.V., Bouravlev A.D. // *Semiconductors*. 2019. Vol. 53. N 14. P. 1914–1917. DOI: 10.1134/S1063782619140094
- [5] Goray L.I. // *Proc. SPIE*. 2007. Vol. 6617. P. 661719. DOI: 10.1117/12.726038
- [6] Горай Л.И., Чхало Н.И., Цырлин Г.Э. // *ЖТФ*. 2009. Т. 79. Вып. 4. С. 117–124. [Goray L.I., Chkhalo N.I., Tsyrlin G.E. // *Tech. Phys.* 2009. Vol. 54. N 4. P. 561–568. DOI: 10.1134/S1063784209040185]
- [7] Горай Л.И., Чхало Н.И., Вайнер Ю.А. // *Письма в ЖТФ*. 2010. Т. 36. Вып. 3. С. 31–38. [Goray L.I., Chkhalo N.I., Vainer Yu.A. // *Tech. Phys. Lett.* 2010. Vol. 36. N 2. P. 108–111. DOI: 10.1134/S1063785010020057]
- [8] Goray L., Lubov M. // *Opt. Express*. 2015. Vol. 23. N 8. P. 10703–10713. DOI: 10.1364/OE.23.010703
- [9] Goray L.I., Schmidt G. *Boundary Integral Equation Methods for Conical Diffraction and Short Waves, in Gratings: Theory and Numerical Applications* / ed. E. Popov. 2nd rev. ed., Institut Fresnel, AMU, 2014. P. 447–536. URL: <https://www.fresnel.fr/files/gratings/Second-Edition/index.htm>.
- [10] Goray L., Lubov M. // *J. Appl. Cryst.* 2013. Vol. 46. P. 926–932. DOI: 10.1107/S0021889813012387
- [11] de Boer D.K.G. // *Phys. Rev. B*. 1996. Vol. 53. P. 6048. DOI: 10.1103/PhysRevB.53.6048
- [12] Ogilvy J.A. // *Rep. Prog. Phys.* 1987. Vol. 50. N 12. P. 1553–1608.
- [13] Kozhevnikov I.V., Pyatakhin M.V. // *J. X-Ray Sci. Technol.* 2000. Vol. 8. N 4. P. 253–275.
- [14] Goray L.I. // *J. Appl. Phys.* 2010. Vol. 108. P. 033516. DOI:10.1063/1.3467937
- [15] Svechnikov M. // *J. Appl. Cryst.* 2019. Vol. 53. N 1. P. 244–252.
- [16] Goray L., Lubov M. // *Opt. Express*. 2015. Vol. 23. N 8. P. 10703–10713. DOI: 10.1364/OE.23.010703
- [17] Lubov M., Goray L.J. // *Synchrotron Rad.* 2019. Vol. 26. P. 1539–1545. DOI: 10.1107/S1600577519006337
- [18] Website of I. I. G., Inc.: [Интернет-ресурс] / URL: <http://pcgrate.com> (дата обращения 05.03.2020).
- [19] Stearns D.G. // *J. Appl. Phys.* 1992. Vol. 71. N 9. P. 4286. DOI: 10.1063/1.350810
- [20] Stearns D.G., Gaines D.P., Sweeney D.W., Gullikson E.M. // *J. Appl. Phys.* 1998. Vol. 84. N 2. P. 1003–1028. DOI: 10.1063/1.368098
- [21] Sinha S.K., Sirota E.B., Garoff S., Stanley H.B. // *Phys. Rev. B*. 1988. Vol. 38. P. 2297. DOI: 10.1103/PhysRevB.38.2297
- [22] Center of X-ray Optics: [Интернет-ресурс] / URL: http://henke.lbl.gov/optical_constants/ (дата обращения 05.03.2020).