

18

Определение профиля состава квантовых ям HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te методом одноволновой эллипсометрии

© В.А. Швец^{1,2}, Н.Н. Михайлов^{1,2}, Д.Г. Икусов¹, И.Н. Ужаков¹, С.А. Дворецкий^{1,3}

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

³ Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050 Томск, Россия

e-mail: shvets@isp.nsc.ru

Поступила в редакцию 11.12.2018 г.

В окончательной редакции 11.02.2019 г.

Принята к публикации 22.03.2019 г.

Разработан эллипсометрический метод восстановления профиля состава по толщине в тонких нанослоях гетероструктур, выращиваемых методом молекулярно-лучевой эпитаксии на основе соединения кадмий-ртуть-теллур. Метод основан на решении обратной эллипсометрической задачи с заменой части неоднородного слоя однородной средой со специально подобранными оптическими константами. Численное моделирование показало корректность такой замены и эффективность разработанного алгоритма. С помощью данного метода проведено исследование активной области гетероструктуры, состоящей из пяти квантовых ям HgTe, разделенных обкладками широкозонного CdHgTe. Основываясь на результатах непрерывных *in situ* эллипсометрических измерений, выполненных в процессе роста гетероструктуры, рассчитаны профили состава для всех пяти последовательно выращенных квантовых ям и показана высокая воспроизводимость зависимостей их состава от толщины.

Ключевые слова: эллипсометрические параметры, молекулярно-лучевая эпитаксия, профиль состава.

DOI: 10.21883/OS.2019.08.48049.364-18

Введение

Наноструктуры на основе твердых растворов теллуридов кадмия и ртути (КРТ) представляют большой интерес для фундаментальных исследований физических явлений в низкоразмерных системах, таких как 2D- и 3D-топологические изоляторы [1–4], двойные и множественные квантовые ямы (КЯ) [5–9], лазерные структуры [10–13]. Полученные данные с успехом могут быть использованы и для практических приложений, например, для создания лазеров, работающих в инфракрасном диапазоне 3–5 μm при температурах 200 К, в терагерцовом диапазоне 30–60 μm. Для терагерцового диапазона структуры на основе КРТ, включающие волноводные слои и активные излучающие элементы в виде КЯ HgTe, не имеют альтернативы. Эффективные инфракрасные фотоприемники на основе сверхрешеток CdTe/HgTe могут работать в широком ИК диапазоне и способны заменить в этом отношении слои твердых растворов КРТ [14,15]. Проведенные расчеты показывают возможность создания фотоприемников на основе множественных структур (HgCdTe/HgTe)_n, для которых спектральные характеристики определяются составом спейсеров HgCdTe (молярной долей теллурида кадмия *x*) и шириной HgTe КЯ [16].

В многочисленных работах, посвященных таким структурам, как правило, не рассматривался вопрос о

распределении состава в интерфейсной области между широкозонным слоем HgCdTe и слоем HgTe. Так, в наших ранних публикациях [17–20] для описания КЯ прямоугольного профиля и периодических структур использовалась модель с резкими границами. Для слоев HgTe большой толщины (более 15–20 nm) это вполне оправдано, так как возможные переходные области на границах HgCdTe/HgTe, по-видимому, не повлияют на общую картину физических явлений. В более поздних работах [21,22] отмечалось, что состав на начальной стадии роста узкозонных слоев HgCdTe неоднородный и монотонно уменьшается от $x = 0.3$ до $x = 0.1$. Известно, что для HgTe КЯ имеется критическая толщина 6.3 nm, при которой происходит переход от прямозонной структуры к инверсной. Поэтому для КЯ с толщинами, близкими к критической, переходные слои могут заметно влиять как на физические явления, так и на спектральные характеристики лазеров или фотоприемников.

Таким образом, для моделирования приборных структур актуальной становится задача определения профиля состава в выращиваемых HgTe КЯ. В настоящей работе разработана и экспериментально опробована эллипсометрическая методика восстановления профиля состава при выращивании HgTe КЯ, основанная на использовании метода эффективной подложки [23].

Методика расчета профиля состава

Для определения состава эпитаксиальных слоев КРТ ранее нами была разработана и успешно применяется методика с использованием эллипсометрических измерений на длине волны He–Ne-лазера. Она основана на сильной зависимости оптических постоянных КРТ (показателя преломления n и поглощения k) от состава материала. Для температуры роста эти зависимости были приведены в [22], и после уточнения в серии последующих экспериментов с хорошей точностью аппроксимируются следующими формулами:

$$n(x) = 3.967 - 0.92x, \tag{1}$$

$$k(x) = 1.327 - 2.819x + 4.432x^2 - 4.375x^3 + 1.7x^4. \tag{2}$$

С помощью этой методики удается контролировать *in situ* состав толстых (толщиной несколько микрон) эпитаксиальных слоев КРТ [24], выращивать слои с варизонными областями на границах [22,25], или с заданным распределением состава по толщине слоя [26,27].

При небольшом градиенте состава, как в перечисленных выше примерах, для интерпретации измерений можно использовать локальную по толщине зависимость эллипсометрических параметров от состава, определяемую моделью полубесконечной среды и формулами (1), (2). При выращивании КЯ на основе КРТ такая методика не годится. В этом случае имеет место резкий скачок состава и оптических постоянных КРТ, либо значительный их градиент. Благодаря интерференции эллипсометрические параметры, измеряемые в процессе роста, зависят не только от состава растущего поверхностного слоя, но и от его распределения в уже сформированной области.

Для расчета параметров Ψ , Δ такого неоднородного слоя его обычно разбивают на однородные сегменты (слои) и используют рекуррентные формулы [28]:

$$\operatorname{tg} \Psi_{j+1} e^{i\Delta_{j+1}} = \frac{R_{p,j+1}}{R_{s,j+1}}, \tag{3}$$

$$R_{p(s),j+1} = \frac{r_{p(s),j+1}(1 - r_{p(s),j+1}R_{p(s),j}) + (R_{p(s),j} - r_{p(s),j+1})X_{j+1}}{1 - r_{p(s),j+1}R_{p(s),j} + r_{p(s),j+1}(R_{p(s),j} - r_{p(s),j+1})X_{j+1}}. \tag{4}$$

Здесь

$$X_{j+1} = \exp\left(-\frac{4\pi i d_{j+1}}{\lambda} \sqrt{N_{j+1}^2 - \sin^2 \varphi}\right),$$

φ — угол падения света на образец, $r_{p(s),j+1}$, N_{j+1} и d_{j+1} — коэффициенты Френеля, комплексный показатель преломления и толщина верхнего $j + 1$ -го слоя, $R_{p(s),j}$ — комплексные коэффициенты отражения j -слойной структуры, которую можно назвать многослойной подложкой для $j + 1$ -го слоя. В результате решения уравнений (3), (4) можно определить комплексный

показатель преломления верхнего слоя и рассчитать его состав, если известны толщина слоя и коэффициенты отражения $R_{p(s),j}$. При вычислении состава $j + 2$ -го слоя комплексная подложка для него описывается уже коэффициентами отражения $R_{p(s),j+1}$, которые рассчитываются с учетом найденных параметров $j + 1$ -го слоя. Выполняя вычисления от подложки к поверхности, можно по измеренным в процессе роста значениям Ψ и Δ рассчитать распределение состава по всей толщине. Недостатком такого алгоритма является необходимость последовательного определения параметров всех предшествующих слоев структуры, начиная от подложки, для отыскания параметров текущего слоя. Это усложняет процедуру численного решения, для которой необходимо проведение большого числа итераций, и требует значительных ресурсов вычислительной техники. В результате такой алгоритм становится малоприменимым для использования в реальном времени. Остается также открытым вопрос о влиянии ошибок вычисления параметров предшествующих слоев на точность определения параметров текущего слоя.

Описанных выше проблем можно избежать, если заменить многослойную подложку из j слоев однородной средой с некоторыми эффективными оптическими постоянными n_{efj} и k_{efj} , значения которых выбираются таким образом, чтобы отношение коэффициентов Френеля эффективной подложки совпадало с эллипсометрическими параметрами j -слойной структуры [23]:

$$\frac{r_{efp,j}}{r_{efs,j}} = \frac{R_{p,j}}{R_{s,j}} \equiv \rho_j. \tag{5}$$

С учетом (5) получается следующее выражение для комплексного показателя преломления эффективной подложки:

$$N_{efj} = \sin \varphi \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi \left(\frac{1 - \rho_j}{1 + \rho_j}\right)^2}. \tag{6}$$

Ранее было показано [23], что благодаря слабому оптическому контрасту для неоднородных слоев КРТ различие между $r_{efp(s),j}$ и $R_{p(s),j}$ составляет величину менее 10^{-3} , и замена многослойной структуры однородной средой не приводит к заметным ошибкам в расчетах.

В качестве иллюстрации этого нами проведен расчет эллипсометрических параметров для структуры CdTe — 10 nm слой HgTe — слой КРТ ($x = 0.7$) переменной толщины. Расчет выполнялся как с использованием точных формул (3), (4), так и при замене участка CdTe–HgTe эффективной подложкой. В таблице приведены значения эллипсометрических параметров, полученные для обоих способов расчета в зависимости от толщины слоя КРТ. Несмотря на то, что амплитуда изменения эллипсометрических параметров достигает 5° для Ψ и 32° для Δ , расхождения в параметрах, рассчитанных разными способами, не превышают 0.01 и 0.04° для Ψ и Δ соответственно, т. е. оказываются меньше или сравнимы с экспериментальными погрешностями.

Толщина слоя КРТ d , Å	Ψ , deg		Δ , deg	
	Точный расчет	Расчет по эффективной подложке	Точный расчет	Расчет по эффективной подложке
0	13.641	13.641	174.881	174.881
100	14.381	14.379	163.514	163.519
200	13.981	13.977	152.898	152.896
300	12.572	12.568	144.081	144.060
400	10.432	10.434	139.247	139.210
500	8.255	8.261	142.700	142.687

Проведенные численные расчеты доказывают применимость метода эффективной подложки для анализа эллипсометрических измерений неоднородных структур КРТ. Для текущего тонкого слоя оптические постоянные эффективной подложки вычисляются согласно (6), по значениям Ψ и Δ , измеренным на предшествующей структуре, т.е. в начале роста слоя. Поэтому для расчета оптических постоянных и состава любого выбранного тонкого слоя разбиения достаточно использовать только значения эллипсометрических параметров, измеренные в начале и в конце его формирования. Такая задача может быть решена численными методами, если известна толщина искомого слоя. В наших экспериментах эта толщина определялась по времени роста слоя, детали методики изложены в разделе „результаты эксперимента и обсуждение“.

При заданной толщине слоя d_0 его оптические постоянные можно рассчитать, решая уравнение (3) численными методами. Однако с учетом малости толщин, это уравнение можно рассмотреть в приближении Друде и провести в нем разложение по малому параметру $\delta = \left(\frac{4\pi d_0}{\lambda}\right) \sqrt{N^2 - \sin^2 \varphi}$. При $d_0 = 0.4$ nm, $\lambda = 632.8$ nm и $|N| \approx 4$ получаем $\delta = 0.03$, что является достаточно хорошим приближением, чтобы учитывать только линейные члены. В результате такого разложения получаем квадратное уравнение относительно комплексного показателя преломления слоя N :

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \Psi e^{i\Delta} = \operatorname{tg} \Psi_0 e^{i\Delta_0} \left(1 - \left(\frac{4\pi i d_0}{\lambda} \right) \right. \\ \left. \times \frac{(N_0^2 - N^2)(N^2 - 1)}{N^2(N_0^2 - 1)} \frac{\cos \varphi \sin^2 \varphi}{N_0^2 \cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi} \right). \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь Ψ_0 , Δ_0 и Ψ , Δ — значения эллипсометрических параметров, измеренные в начале роста слоя и в конце, N_0 — показатель преломления эффективной подложки, определяемый по формуле (6) из значений Ψ_0 , Δ_0 . Таким образом, комплексный показатель преломления растущего слоя можно рассчитать аналитически, что гораздо предпочтительнее поисковых методов. Отметим, что в уравнение (7) не входят результаты измерений в предшествующие моменты времени, поэтому отпадает вопрос о накоплении экспериментальных ошибок. Состав

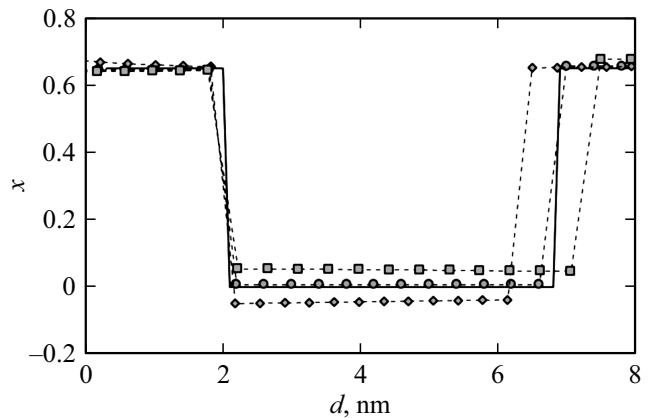


Рис. 1. Профили состава $x(d)$: сплошная линия — исходный, символы — расчет при точном задании толщин (кружки), при задании толщин равными 0.9 от исходных значений (ромбы) и 1.1 от исходных значений (квадраты).

слоя определялся решением каждого из уравнений (2) относительно x с последующим вычислением среднего арифметического.

Численное моделирование

Точность восстановления профиля состава зависит от ряда причин:

- от погрешностей, связанных с принятыми приближениями эффективной подложки и малости толщины слоя;
- от точности задания толщины искомого слоя;
- от случайных ошибок эллипсометрических измерений.

Влияние всех перечисленных факторов было проверено численным моделированием. Сначала для заданного профиля состава по рекуррентным формулам (3), (4) рассчитывали кривую эллипсометрических параметров, имитирующую эксперимент. Затем, используя эти данные, восстанавливали профиль $x(d)$, используя приближенную формулу (7).

На рис. 1 показаны результаты такого моделирования для структуры с резкими границами слоя. Исходный профиль $x(d)$ задавался в виде прямоугольной ямы толщиной 5 nm с изменением состава от $x = 0.65$ до $x = 0$, на рисунке показан сплошной линией.

Исследуемая область разбивалась на сегменты толщиной $d_0 = 0.4$ nm, затем по точным формулам (3), (4) рассчитывались зависимости $\Psi(d)$, $\Delta(d)$. Используя эти зависимости для каждого сегмента, определялось значение N решением уравнения (7) с последующим нахождением x . Восстановленный профиль $x(d)$, полученный при точном задании толщины сегментов, показан на рисунке кружками. Он отличается от исходного не более, чем на 0.01. Это расхождение связано с используемыми при расчете приближениями. В том случае, когда толщины сегментов задавали на 10% больше или меньше

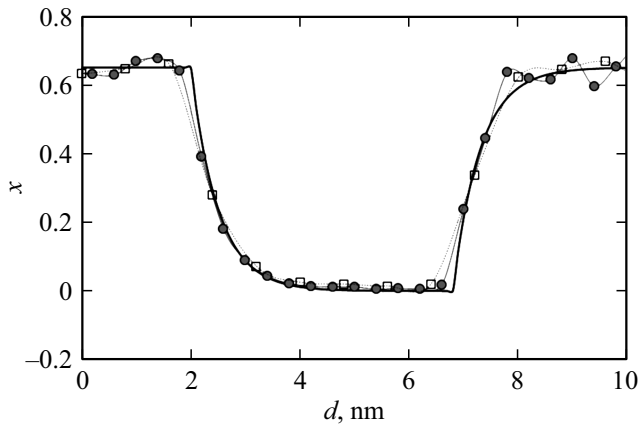


Рис. 2. Профили состава для структуры с размытыми границами. Сплошная линия — исходный профиль, символы — восстановленные зависимости. Толщина разбиения исходного профиля: 0.8 nm (квадраты) и 0.4 nm (кружки).

исходного значения d_0 , рассчитанный состав дна ямы отличался от $x = 0$ на ± 0.05 . В экспериментах скорость роста определялась с точностью не хуже 1%, поэтому погрешностью расчета состава, связанной с ошибками задания толщины, можно пренебречь.

На рис. 2 показаны результаты аналогичного моделирования для ямы с размытыми границами, в которых состав изменялся по экспоненциальному закону. При этом в расчетные зависимости $\Psi(d)$, $\Delta(d)$ с помощью генератора случайных чисел вносили отклонения, которые имитировали экспериментальные ошибки. Их дисперсия выбиралась равной $\delta\Psi = \pm 0.01^\circ$ и $\delta\Delta = \pm 0.02^\circ$. Ошибки в Ψ и Δ приводили к разбросу значений в восстановленных профилях $x(d)$. В области дна ямы разброс составляет $\delta x = \pm 0.005$, а в области спейсеров оказывается на порядок больше. Влияние случайных ошибок измерения сказывается тем сильнее, чем меньше толщина разбиения d_0 . Это следует из уравнения (7), из которого видно, что N зависит от разностных производных эллипсометрических параметров по толщине, а с уменьшением толщины зашумление разностных производных возрастает. На рисунке показаны два восстановленных профиля: один получен при разбиении области ямы на слои, толщиной 0.4 nm, а второй — на слои 0.8 nm. Во втором случае разброс данных по составу меньше, особенно это заметно в широкозонной области. Таким образом, увеличивая толщину слоев разбиения, можно повысить точность расчета состава, но при этом ухудшается разрешение профиля по толщине, которое определяется величиной d_0 . И наоборот, с увеличением пространственного разрешения профиля снижается точность определения состава.

Детали эксперимента

Гетероэпитаксиальные структуры КРТ выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установ-

ке „Обь-М“ с эллипсометрическим *in situ* контролем процессов. Детали экспериментальной установки описаны в работе [29]. Для измерения эллипсометрических параметров использовался высокостабильный лазерный эллипсометр статического типа, подробно описанный в [30,31]. Источником излучения служил He–Ne-лазер (длина волны 632.8 nm). Особенностью данного прибора является отсутствие подвижных элементов и модуляции сигнала, благодаря чему удается добиться высокого быстродействия. Минимальное время единичного измерения составляет 1 ms. В экспериментах время между измерениями составляло несколько секунд, что позволяло проводить накопления и усреднять случайные ошибки.

Предварительно проводилась калибровка и тестирование эллипсометра, установленного на технологическую камеру с целью определения угла падения света φ и корректирующих коэффициентов аппаратной функции: параметра d_Ψ , описывающего дихроизм оптического тракта, и параметра d , описывающего фазовый сдвиг компенсатора. Для этого было выбрано 4 эталонных пластины: Si, CdTe, Si–SiO₂ (100 nm) и Si–SiO₂ (400 nm), для которых измеряли значения их углов Ψ_{ex} , Δ_{ex} на образцовом *ex-situ* эллипсометре в нескольких точках вблизи центра и при нескольких углах падения. Эти пластины последовательно загружали в камеру, где измеряли их поляризационные углы Ψ_{in} , Δ_{in} с помощью установленного на камере *in situ* эллипсометра, варьируя при этом коэффициенты d_Ψ и δ_c . Значения корректирующих параметров и угла падения определяли в линейном приближении по параметрам d_Ψ , δ_Ψ и φ путем минимизации функционала:

$$S(\varphi, d_\Psi, \delta_c) = \sum_j \left[\left(\frac{\Psi_{in}^j(d_\Psi, \delta_c) - \Psi_{out}^j(\varphi)}{\delta\Psi_j} \right)^2 + \left(\frac{\Delta_{in}^j(d_\Psi, \delta_c) - \Delta_{out}^j(\varphi)}{\delta\Delta_j} \right)^2 \right]. \quad (8)$$

Суммирование в (8) проводилось по всем образцам. В качестве величин $\delta\Psi_j$ и $\delta\Delta_j$, которые определяют статистический вес каждого слагаемого, были выбраны значения разброса соответствующих параметров по площади индивидуально для каждого образца. В результате оптимизации были найдены значения параметров d_Ψ и δ_c и значение угла падения света на образец в вакуумной камере $\varphi = 68.77 \pm 0.02^\circ$. При этом расхождения между эллипсометрическими параметрами, измеренными на *ex-situ* и *in situ* эллипсометрах, для образцов Si и CdTe (наиболее близких по оптическим свойствам к КРТ) составили всего 0.01° для Ψ и 0.05° для Δ .

Результаты эксперимента и обсуждение

При полном *in situ* эллипсометрическом контроле на подложках GaAs (013) были выращены многослойные

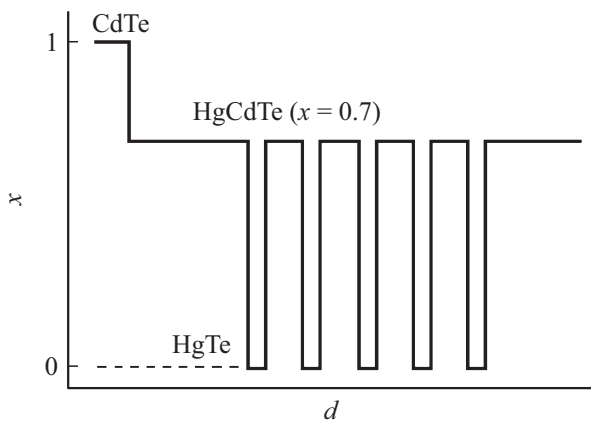


Рис. 3. Схематическое распределение состава структуры.

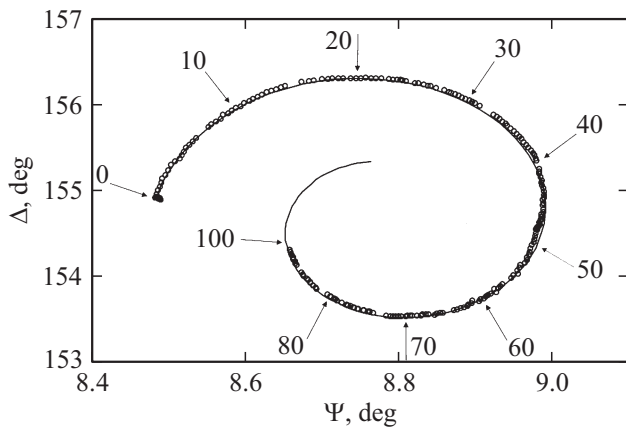


Рис. 4. Траектория эллипсометрических параметров при ступенчатом изменении состава от $x = 0.746$ до $x = 0.773$: символы — эксперимент, сплошная линия — расчет. Числами возле стрелок показаны значения толщины слоя (nm).

лазерные структуры, состоящие из волноводных слоев, содержащих слой буферного CdTe (толщиной $10 \mu\text{m}$) и слой широкозонного $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (состава $x_{\text{CdTe}} \cong 0.7$ толщиной от 4 до $12 \mu\text{m}$) со встроенными в него на определенной толщине HgTe КЯ в количестве 5 штук, разделенных широкозонным 30 nm барьером. Толщины КЯ в каждой структуре были идентичными и составляли от 3 до 15 nm. Толщины волноводных структур и квантовых ям и их расположение в волноводе были согласованы для получения заданной длины волны стимулированного излучения. Схематическое распределение состава в выращиваемых структурах изображено на рис. 3.

Периодичность измерения эллипсометрических параметров варьировалась в диапазоне от 3 до 10 с. В процессе выращивания структуры определялась скорость ее роста. Поскольку процесс роста широкозонных слоев достаточно длительный, то из-за температурного дрейфа источника теллура наблюдается изменение его потока, что приводит к дрейфу скорости роста слоя КРТ. Поэтому калибровка скорости проводилась непосредственно перед выращиванием активной области структуры

с HgTe КЯ. Для этого в процессе выращивания достаточно толстого широкозонного слоя формировалась незначительная ступенька состава. Эллипсометрические параметры, которые перед этим были стабильны, начинали изменяться за счет интерференции на границах растущего ступенчатого слоя, описывая в плоскости $\Psi - \Delta$ траекторию в виде сворачивающейся спирали. Один виток такой экспериментальной кривой показан на рис. 4 символами.

Сплошной линией изображена расчетная зависимость, найденная для оптимального состава ступеньки, при котором наблюдается наилучшее совпадение эксперимента с расчетом. Сравнение экспериментальных точек, привязанных ко времени, с расчетной кривой, откалиброванной по толщине, позволяет с высокой точностью определить скорость роста, которая варьировалась от эксперимента к эксперименту в диапазоне 0.1–0.13 nm/s. Относительная погрешность определения скорости роста в этих экспериментах не превышала 1%. При изменении состава в процессе перехода от широкозонной области к теллуриду ртути скорость роста практически не меняется. При молекулярно-лучевой эпитаксии твердых растворов КРТ скорость роста определяется только потоком теллура, так как коэффициент прилипания его молекул близок к единице (величина потока десорбции молекул теллура с поверхности роста на несколько порядков меньше величины поступающего потока молекул теллура из-за низкой температуры роста, составляющей 180–185°C). Поэтому толщина слоя, выросшего между соседними эллипсометрическими измерениями, остается пропорциональной временному интервалу.

Фрагмент экспериментальной кривой эллипсометрических параметров, измеренной при выращивании одной из квантовых ям, показан на рис. 5. Светлые символы соответствуют росту широкозонных обкладок с $x \approx 0.7$, темные — росту квантовой ямы. На рисунке показана также номограмма, рассчитанная по модели однородного состава КЯ. Видно, что с началом роста КЯ (точка А на рисунке) экспериментальная кривая эллипсометрических параметров претерпевает излом, что вызвано резким изменением состава. В начале экспериментальные точки располагаются на кривых состава $x = 0.3$ и монотонно смещаются к кривой $x = 0$ в конце роста (точка В), т.е. растущий слой неоднороден по составу. Поэтому сравнение экспериментальных точек кривой с номограммой носит лишь качественный характер.

Это качественное рассмотрение подтверждается результатами вычисления профилей всех пяти КЯ. Расчет проводился согласно изложенной выше методике, результаты расчета показаны на рис. 6. С началом роста КЯ состав изменяется резко, но не скачком, и в дальнейшем монотонно стремится к значению $x=0$. Для второй границы КЯ также наблюдается размытие, и на протяжении нескольких нанометров после перекрытия молекулярного потока Cd состав стремится к значению для широкозонного слоя $x = 0.7$. Скорость закрытия/открытия клапана для потока кадмия в паропроводе

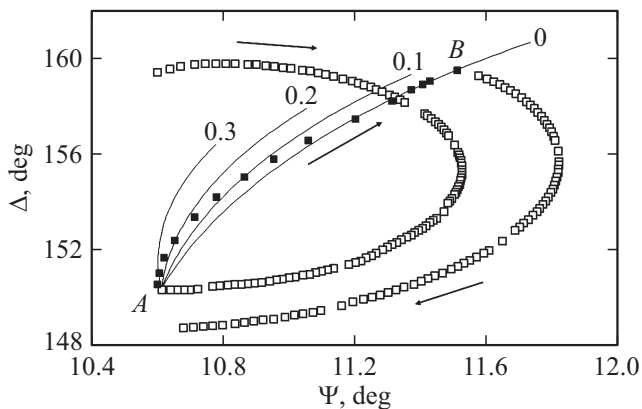


Рис. 5. Фрагмент зависимости эллипсометрических параметров, измеренных в процессе выращивания квантовой ямы (символы). Сплошные кривые рассчитаны для слоя КРТ различного состава (состав указан числами возле кривых). Светлые символы соответствуют росту широкозонной области, темные — росту КЯ. Стрелками показано направление изменения эллипсометрических параметров с увеличением толщины.

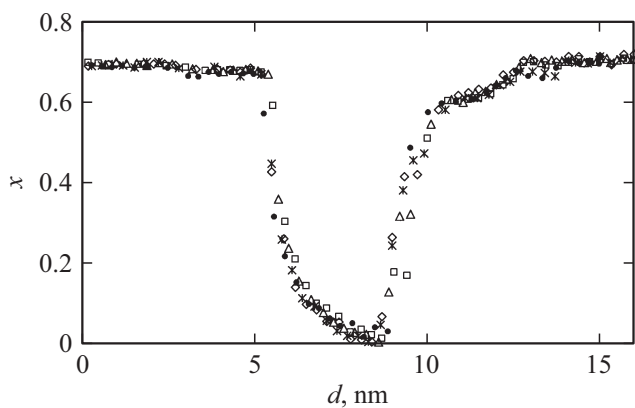


Рис. 6. Распределения состава в 5 выращенных КЯ, наложенные друг на друга. Каждый символ соответствует профилю отдельной КЯ.

составляет несколько секунд, что соответствует изменению толщины на доли нанометра. Затянутые фронты, по нашему мнению, связаны со скоростью освобождения/заполнения емкости формователя потока кадмия. В нашем случае эта емкость выступает как ресивер и дает экспоненциально затухающий/возрастающий поток кадмия при закрытии/открытии клапана. Экспериментально наблюдаемый случайный разброс состава в широкозонных слоях оказалась в несколько раз меньше того, что было получено при моделировании, так как в эксперименте использовался высокостабильный эллипсометр [31], случайные ошибки измерений которого $\delta\Psi \approx 0.003$ и $\delta\Delta \approx 0.01^\circ$ заметно меньше значений, принятых в модельных расчетах.

Важно отметить, что во всех выращенных КЯ наблюдается воспроизводимое изменение состава: средний статистический разброс для фиксированной координаты

оказывается $\delta x \approx 0.02$. Этот результат имеет принципиальное значение для получения эффекта стимулированного излучения и создания лазерных структур, что и наблюдалось в работах [11–13]. Обнаруженное размытие гетерограниц связано с конструктивными особенностями установки МЛЭ, и это следует принимать во внимание при выращивании КЯ малой толщины, когда размер переходной области становится сравнимым с толщиной КЯ. Рассчитанные из данных эксперимента профили распределения состава $x(d)$ могут учитываться для расчета уровней размерного квантования при проектировании квантовых структур с заданными свойствами.

Заключение

Предложен эллипсометрический метод прецизионного определения состава при выращивании наноструктур на основе $HgCdTe$. Метод основан на решении обратной задачи эллипсометрии для неоднородных слоев и использует приближение эффективной подложки и малость толщин разбиения. В результате алгоритмическая часть задачи сводится к решению квадратного уравнения и не требует привлечения поисковых методов. Это делает предложенную методику надежной и позволяет использовать ее в реальном времени при выращивании тонких нанометровых слоев в сверхрешетках $CdTe/HgTe$ и квантовых ямах $HgCdTe/HgTe/HgCdTe$. Применение данного метода позволило с высокой точностью восстановить распределение состава по толщине в пяти последовательно выращенных $HgCdTe/HgTe/HgCdTe$ квантовых ямах и подтвердило воспроизводимый характер профилей распределения состава в этих КЯ.

Финансирование работы

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, проект № 18-29-20053 и Государственным заданием № 0306-2016-0003.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] König M., Wiedmann S., Roth A., Buhmann H., Molenkamp L.W., Qi X.L., Zhang S.C. // Science. 2007. V. 318. P. 766.
- [2] Crauste O., Ohtsubo Y., Ballet P., Delplace P.A.L., Carpentier D., Bouvier C., Meunier T., Taleb-Ibrahimi A., Lévy L. arXiv: 1307.2008.
- [3] Brune C., Liu C.X., Novik E.G., Hankiewicz E.M., Buhmann H., Chen Y.L., Qi X.L., Shen Z.X., Zhang S.C., Molenkamp L.W. // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. P. 126803.
- [4] Olshanetsky E.B., Kvon Z.D., Kobylkin S.S., Kozlov D.A., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A., Portal J.C. // JETP Lett. 2011. V. 93. N 9. P. 526.

- [5] Dvoretzky S.A., Mikhailov N.N., Sidorov Yu.G., Shvets V., Danilov S.N., Wittmann B., Ganichev S.D. // J. Electron. Mater. 2010. V. 39. N 7. P. 918.
- [6] Yakunin M.V., Suslov A.V., Podgornykh S.M., Dvoretzky S.A., Mikhailov N.N. // Phys. Rev. B. 2012. V. 85. N 24. P. 245321.
- [7] Yakunin M.V., Suslov A.V., Popov M.R., Novik E.G., Dvoretzky S.A., Mikhailov N.N. // Phys. Rev. B. 2016. V. 93. N P. 085308.
- [8] Gudina S.V., Arapov Yu.G., Neverov V.N., Podgornykh S.M., Popov M.R., Shelushinina N.G., Yakunin M.V., Dvoretzky S.A., Mikhailov N.N. // Phys. Status Solidi C. 2016. V. 13. N 7–9. P. 473.
- [9] Бовкун Л.С., Криштопенко С.С., Иконников А.В., Алешкин В.Я., Кадыков А.М., Ruffenach S., Consejo C., Терре F., Кпар W., Orlita M., Piot B., Potemski M., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Гавриленко В.И. // ФТП. 2016. Т. 50. В. 11. С. 1554.
- [10] Morozov S.V., Rumyantsev V.V., Antonov A.V., Kadykov A.M., Maremyanin K.V., Kudryavtsev K.E., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A., Gavrilenko V.I. // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 105. N 2. P. 022102.
- [11] Morozov S.V., Rumyantsev V.V., Kadykov A.M., Dubinov A.A., Kudryavtsev K.E., Antonov A.V., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A., Gavrilenko V.I. // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 108. N 9. P. 092104.
- [12] Morozov S.V., Rumyantsev V.V., Fadeev M.A., Zholudev M.S., Kudryavtsev K.E., Antonov A.V., Kadykov A.M., Dubinov A.A., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A., Gavrilenko V.I. // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 111. N 19. P. 192101.
- [13] Fadeev M.A., Rumyantsev V.V., Kadykov A.M., Dubinov A.A., Antonov A.V., Kudryavtsev K.E., Dvoretzky S.A., Mikhailov N.N., Gavrilenko V.I., Morozov S.V. // Optics Express. 2018. V. 26. N 10. P. 12755.
- [14] Zhou Y.D., Becker C.R., Selament Y., Chang Y., Ashokan R., Boreiko R.T., Aoki T., Smith D.J., Betz A.L., Sivananthan S. // J. Electron. Mater. 2003. V. 32. N 7. P. 608.
- [15] Grein C.H., Jung H., Singh R., Flatte M.E. // J. Electron. Mater. 2005. V. 34. N 6. P. 905.
- [16] Aleshkin V.Y., Dubinov A.A., Morozov S.V., Ryzhii M., Otsuji T., Mitin V., Shur M.S., Ryzhii V. // Opt. Mater. Expr. 2018. V. 8. N 5. P. 1349.
- [17] Mikhailov N.N., Smirnov R.N., Dvoretzky S.A., Sidorov Yu.G., Shvets V.A., Spesivtsev E.V., Rykhliitski S.V. // Int. J. Nanotechnology. 2006. V. 3. N 1. P. 120.
- [18] Дворецкий С.А., Икусов Д.Г., Квон Д.Х., Михайлов Н.Н., Дай Н., Смирнов Р.Н., Сидоров Ю.Г., Швец В.А. // Автометрия. 2007. Т. 43. № 4. С. 104.
- [19] Дворецкий С.А., Квон З.Д., Михайлов Н.Н., Швец В.А., Виттман Б., Данилов С.Н., Ганичев С.Д., Асеев А.Л. // Опт. журн. 2009. Т. 76. № 12. С. 69.
- [20] Dvoretzky S.A., Ikuov D.G., Kvon Z.D., Mikhailov N.N., Remesnik V.G., Smirnov R.N., Sidorov Yu.G., Shvets V.A. // Semicond. Phys., Quant. Electr. and Optoelectronics. 2007. V. 10. N 4. P. 47.
- [21] Dvoretzky S., Mikhailov N., Sidorov Yu., Shvets V., Danilov S., Wittman B., Ganichev S. // J. Electron. Mater. 2010. V. 39. N 7. P. 918.
- [22] Швец В.А., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А. // Автометрия. 2011. Т. 47. № 5. С. 13.
- [23] Швец В.А. // Опт. и спектр. 2009. Т. 107. № 5. С. 822.
- [24] Svitashov K.K., Shvets V.A., Mardezhov A.S., Dvoretzky S.A., Sidorov Yu.G., Mikhailov N.N., Spesivtsev E.V., Rykhliitski S.V. // Mat. Sci. Engin. B. 1997. V. B44. N 1–3. P. 164.
- [25] Сидоров Ю.Г., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Якушев М.В., Варавин В.С., Васильев В.В., Сусяков А.О., Овсяк В.Н. // Прикладная физика. 2000. № 5. С. 108.
- [26] Васильев В.В., Дворецкий С.А., Варавин В.С., Михайлов Н.Н., Ремесник В.Г., Сидоров Ю.Г., Сусяков А.О., Асеев А.Л. // Автометрия. 2007. Т. 43. № 4. С. 17.
- [27] Vasiliev V.V., Remesnik V.G., Dvoretzky S.A., Varavin V.S., Mikhailov N.N., Sidorov Yu.G., Suslyakov A.O., Aseev A.L. // Optical Sensing II, Proceedings of SPIE. 2006. V. 189. P. 579. ISBN: 9780819462459
- [28] Azzam R.M.A., Bashara N.M. Ellipsometry and polarized light. North-Holland Publishing Company, 1977. 529 p.; Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. 1981. М.: Мир, 583 с.
- [29] Якушев М.В., Брунев Д.В., Варавин В.С., Васильев В.В., Дворецкий С.А., Марчишин И.В., Предеин А.В., Сабина И.В., Сидоров Ю.Г., Сорочкин А.В. // ФТП. 2011. Т. 45. № 3. С. 396.
- [30] Спасивцев Е.В., Рыхлицкий С.В., Швец В.А. // Автометрия, 2011. Т. 47. № 5. С. 5.
- [31] Швец В.А., Азаров И.А., Спасивцев Е.В., Рыхлицкий С.В., Якушев М.В., Марин Д.В., Михайлов Н.Н., Кузьмин В.Д., Ремесник В.Г., Дворецкий С.А. // ПТЭ. 2016. № 6. С. 87.