

02

Исследование температурной зависимости спектров оптических постоянных пленок $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии

© В.А. Швец^{1,2}, Д.В. Марин¹, М.В. Якушев¹, С.В. Рыхлицкий¹

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

² Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

e-mail: basi5353@mail.ru

Поступила в редакцию 05.08.2020 г.

В окончательной редакции 09.09.2020 г.

Принята к публикации 17.09.2020 г.

На основе проведенных *in situ* и *ex situ* эллипсометрических измерений найдены спектральные зависимости температурной чувствительности оптических постоянных $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ — $dn(\lambda)$ и $dk(\lambda)$ для серии образцов разного состава в диапазоне от 0.160 до 0.327. Эксперименты были проведены в процессе остывания выращенных образцов в вакуумной камере. Установлено, что полученные зависимости dn и dk хорошо аппроксимируются суммой трех осцилляторов Лоренца с добавлением дисперсионных слагаемых формулы Коши. Предложена параметрическая модель, которая описывает чувствительности $dn(\lambda)$ и $dk(\lambda)$ для произвольного состава x в указанном диапазоне вблизи температуры роста. Проведенные *ex situ* температурные измерения вблизи комнатной температуры коррелируют с данными высокотемпературных измерений. Полученные результаты актуальны для разработки эллипсометрических методов контроля *in situ* процессов роста слоев $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$.

Ключевые слова: кадмий-ртуть-теллур, эллипсометрия, спектры оптических констант, температурная чувствительность, молекулярно-лучевая эпитаксия.

DOI: 10.21883/OS.2021.01.50436.213-20

Введение

Метод эллипсометрии является наиболее привлекательным для мониторинга и управления процессами роста полупроводниковых слоев *in situ*. В значительной мере это касается контроля технологических процессов молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) гетероструктур на основе теллуридов кадмия и ртути (КРТ). Эллипсометрия используется для определения состава слоев в процессе роста [1–5], их структурного совершенства [6,7], скорости роста [6,8], температуры ростовой поверхности [9–11]. Проблема измерения температуры в условиях сложного лучистого теплообмена является непростой задачей и крайне актуальна для низкотемпературного синтеза слоев КРТ. Проблема эта усложняется тем обстоятельством, что спектры оптических постоянных КРТ в равной мере зависят как от температуры, так и от состава x растущих слоев (мольной доли CdTe в твердом растворе CdTe-HgTe), и оба эти параметра могут изменяться в процессе роста. Поэтому для разработки эллипсометрических методов контроля процессов роста *in situ* необходимо детальное изучение зависимости спектров оптических постоянных от состава и температуры. Первая часть этой задачи была решена нами в работе [12], где были получены параметрические формулы для задания показателей преломления $n(\lambda, x)$ и поглощения $k(\lambda, x)$ как функ-

ций длины волны и состава. Для эллипсометрического мониторинга требуется дополнить эти параметрические формулы еще одним параметром — температурой, для чего необходимо провести исследование температурной зависимости оптических постоянных вблизи температуры роста.

Изучению оптических свойств материала КРТ в видимой и ближних ИК и УФ областях посвящено достаточно большое количество работ [5,11–18] как экспериментальных, так и теоретических. Основное внимание в них уделяется описанию диэлектрических функций материала вблизи особенностей Ван-Хова и их связи с составом соединения. Что касается температурных зависимостей оптических спектров, то такой информации крайне мало. Так, в работах [5,11] для учета температурных изменений использовалась линейная интерполяция оптических постоянных, измеренных при температуре роста и при комнатной температуре. В нашей ранней работе [19] проводилось измерение оптических констант n и k на длине волны $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ при импульсном нагреве, чтобы минимизировать нарушения в кристаллической структуре поверхности. Также предпринимались попытки моделировать температурную зависимость n и k КРТ, опираясь на эмпирические данные с использованием модели Лорентца–Лоренца [20].

Таким образом, можно утверждать, что на сегодняшний день нет надежных данных, которые описывали

Таблица 1. Параметры исследуемых образцов

Номер образца	Состав КРТ	Толщина слоя КРТ, μm	Скорость роста, $\mu\text{m/h}$
0905	0.327	2.50	0.77
0906	0.235	2.22	1.01
0909	0.160	2.74	1.33
1010	0.228	1.38	1.39

бы температурную зависимость оптических постоянных КРТ и которые можно было бы использовать для технологического контроля процессов роста. Это объясняется чувствительностью поверхности материала к различного рода воздействиям, включая температуру, и связанными с этим экспериментальными сложностями проведения таких измерений. С ростом температуры может меняться стехиометрический состав приповерхностной области, а метод эллипсометрии, используемый для измерения оптических постоянных, крайне чувствителен к состоянию поверхностных слоев. Чтобы стабилизировать поверхность, температурные измерения при повышенных температурах необходимо проводить в парах ртути.

В настоящей работе проведены исследования температурной зависимости спектров оптических постоянных КРТ в области составов от $x = 0.160$ до $x = 0.327$. Измерения проводились сначала *in situ* в камере эпитаксии в процессе остывания образцов после завершения роста. Дополнительно температурная чувствительность оптических постоянных этих же образцов измерялась *ex situ* вблизи комнатной температуры. На основании этих данных были получены эмпирические формулы, описывающие температурную зависимость оптических постоянных.

Экспериментальные детали

Эпитаксиальные пленки КРТ выращивались на подложке Si/CdTe на установке МЛЭ „Обь-М“, детали которой описаны в работе [21]. Параметры выращенных образцов приведены в табл. 1. Состав образцов определялся *ex situ* по спектрам пропускания в ИК области. Установка роста КРТ была оснащена лазерным эллипсометром ЛЭФ-777 ($\lambda = 632.8 \text{ nm}$, угол падения света 68.3°) для контроля технологических процессов, а также спектральным эллипсометром статического типа [22], на котором проводили измерения эллипсометрических спектров образцов в процессе их выращивания и последующего остывания без контакта с атмосферой. В качестве источника света в спектральном эллипсометре использовалась галогеновая лампа, диапазон измерений составлял 400–1000 nm. Время измерения полного спектра составляло 30 s, угол падения света 68.64° , шаг сканирования по длинам волн был равен 1 nm.

Рост слоя КРТ прекращался после отключения молекулярных источников кадмия и теллура. Одновременно

с этим отключался нагреватель, поддерживающий температуру роста, и начиналось пассивное остывание образца в атмосфере паров ртути. В силу технологических особенностей установки прямое измерение температуры образцов при остывании не производилось.

Для измерений *ex situ* использовалась аналогичная модель эллипсометра, смонтированная на гониометре, с ксеноновым источником, позволяющим проводить измерения в диапазоне 300–1000 nm. Угол падения света 65° . Воспроизводимость измерений, определяемая стабильностью аппаратной функции прибора, составляла 0.01° для Ψ и 0.05° для Δ . Остальные характеристики такие же, как у эллипсометра, установленного на камере.

Для нагрева образцов при измерениях *ex situ* использовалась малогабаритная печь, которая располагалась на предметном столике эллипсометра. Печь представляла собой медную шайбу, нагреваемую спиралью нагревателя, на которой располагался исследуемый образец размером 5–15 mm. Для достижения теплового контакта тыльная сторона образца смачивалась индий-галлиевой эвтектикой, а сам образец прижимался к нагреваемой поверхности двумя пружинками. Контроль температуры осуществлялся хромель-алюмелевой термопарой, спай которой располагался в углублении медной шайбы вблизи образца и также смачивался индий-галлиевой эвтектикой. Все измерения *ex situ* проводили на воздухе.

Методика проведения эксперимента

Для определения температурной чувствительности оптических постоянных n и k использовалась дифференциальная методика: рассчитывались разности значений $n(\lambda)$ и $k(\lambda)$, измеренных при двух близких температурах. Таким образом, определялся только линейный член температурной зависимости. Это приближение оправдано тем, что технологические процессы, для которых предполагается использовать результаты исследования, проходят в узком температурном диапазоне. Оптические постоянные рассчитывались из эллипсометрических данных по модели полубесконечной среды [23]. В экспериментах *in situ* измерения эллипсометрических спектров проводили в процессе остывания образцов с периодичностью 36 s. В экспериментах *ex situ* сравнивались спектры, зарегистрированные при комнатной температуре и после нагрева образца на 40°C . Учитывая малость изменений, измерения при каждой фиксированной температуре проводили трижды с последующим усреднением данных, что позволяло уменьшить статистический разброс. Также в целях повышения точности для образца одного и того же состава проводили несколько циклов нагрева, и полученные результаты усредняли.

На рис. 1 показаны три разностных спектра эллипсометрических параметров Ψ и Δ , полученные последовательно на одном и том же образце при трех циклах нагревания–остывания. Представленные разностные спектры рассчитывались по формулам $\delta\Psi = \Psi(T + 40^\circ\text{C}) - \Psi(T)$, $\delta\Delta = \Delta(T + 40^\circ\text{C}) -$

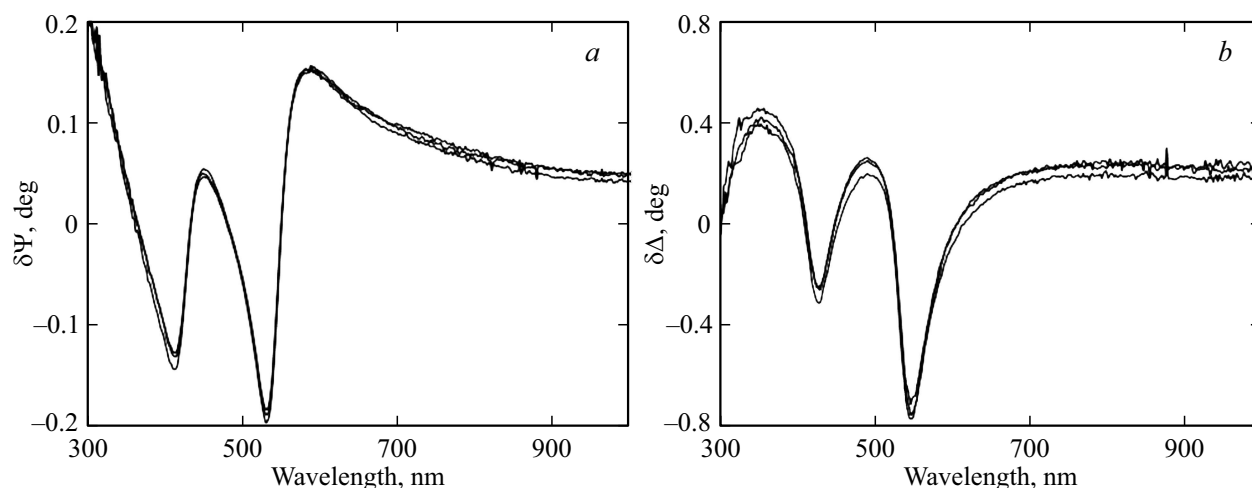


Рис. 1. Разностные спектры параметров Ψ (a) и Δ (b), полученные при трех последовательных циклах нагревания на одном образце.

$-\Delta(T)$, где T соответствует комнатной температуре. Несмотря на некоторое отличие в приведенных кривых, не наблюдается их систематического изменения, которое могло бы свидетельствовать о деградации образца (такой вывод сделан из анализа серии различных экспериментов). Тем не менее сравнение спектров эллипсометрических параметров $\Psi(\lambda)$ и $\Delta(\lambda)$, зарегистрированных после остывания до комнатной температуры, показывает, что после нескольких нагревов начинают проявляться характерные изменения, свидетельствующие о нарушении кристаллической структуры материала: уменьшается амплитуда максимумов Ψ вблизи критических точек, и появляется тенденция к возрастанию параметра Δ в длинноволновой области. Поэтому на одном и том же образце, вырезанном из пластины, проводили не более трех циклов нагрева.

Заметим, что используемая дифференциальная методика нечувствительна к имеющимся слабым изменениям поверхности, так как основной вклад в формирование оптического отклика происходит от объема за счет термооптического эффекта. Вклад от поверхностных изменений при этом просто вычитается. По этой же причине методика нечувствительна и к окисному слою, который присутствует на поверхности КРТ. Главное, чтобы в процессе нагрева не происходило необратимых изменений. Поэтому для сравнения всегда использовались результаты, полученные в одном цикле нагревания—охлаждения.

Результаты эксперимента и обсуждение

На рис. 2 показан коротковолновый участок спектров $\Psi(\lambda)$, измеренных для образца 0906 в процессе роста и последующего остывания. Рассматриваемый спектральный участок включает области вблизи критических точек E_1 и $E_1 + \Delta_1$, где наиболее сильно сказываются изменения на поверхности. Кривая 1 соответствует стационарному росту КРТ, кривая 2 получена сразу после

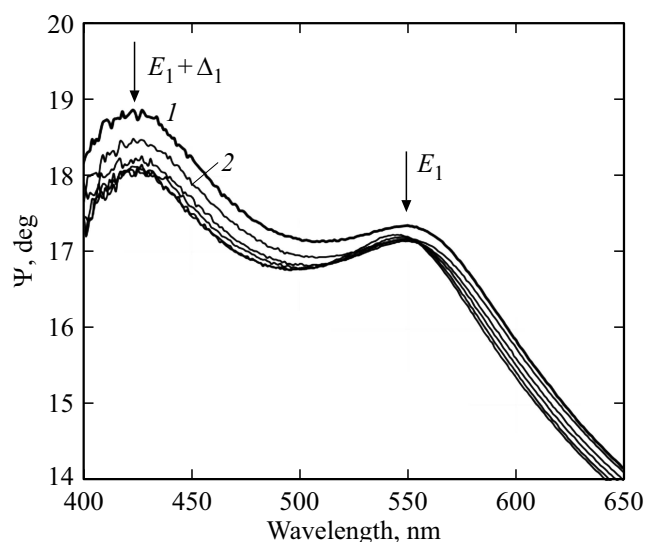


Рис. 2. Спектральные зависимости параметра Ψ , измеренные в процессе роста (1), сразу после прекращения роста (2) и при последующем остывании с интервалом 15 min (все оставшиеся кривые). Стрелками показаны максимумы вблизи соответствующих критических точек.

отключения молекулярных источников и нагревателя подложки. Все оставшиеся приведенные кривые были получены с интервалом 15 min. Обращает внимание быстрое, практически скачкообразное изменение $\Psi(\lambda)$ после прекращения роста, которое происходит за время, не превышающее 36 s.

Аналогичное поведение наблюдается и для параметра Δ . Моделирование показывает, что этот эффект может быть интерпретирован как образование тонкого ~ 1 nm слоя CdTe, который быстро формируется по какой-то причине на поверхности КРТ после отключения источников. Дальнейшие изменения спектров $\Psi(\lambda)$ про-

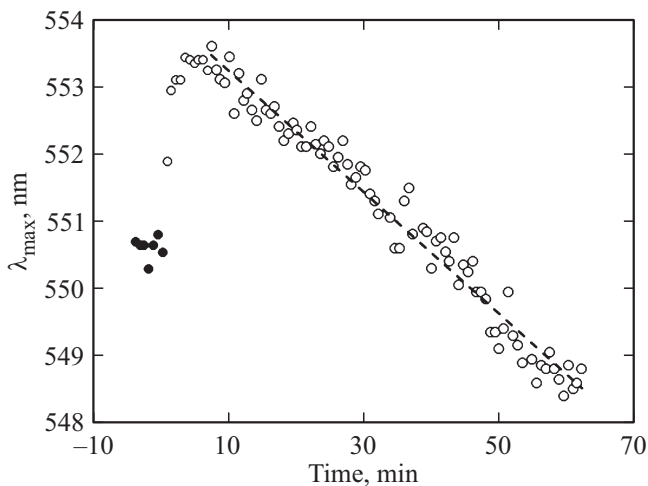


Рис. 3. Положение максимума мнимой части псевдодиэлектрической функции $\langle \varepsilon_2 \rangle$ в процессе роста (темные кружки) и последующего остывания образца 0906 (светлые кружки). Штриховая линия — аппроксимация линейного участка (после 7 min остывания).

исходят более плавно и сопровождаются уменьшением полуширины пиков вблизи критических точек и смещением их максимумов в коротковолновую область, что характерно для процесса остывания.

Из полученных эллипсометрических спектров рассчитывали псевдодиэлектрическую функцию $\langle \varepsilon(\lambda) \rangle$, для мнимой части которой определяли длину волны положения максимума λ_{\max} , соответствующего критической точке E_1 . Результаты показаны на рис. 3, время отсчитывается от момента прекращения роста.

Видно, что сразу после прекращения роста происходит быстрое смещение максимума в длинноволновую область, что в нашем представлении связано с образованием CdTe. Затем происходит переход к медленному уменьшению длины волны, обусловленному остыванием поверхности. Из графика следует, что активная фаза образования CdTe продолжается 5–7 min. Чтобы исключить из температурных измерений влияние кинетики роста CdTe, дальнейшей обработке подвергались только спектры, отстоящие по времени на 7 и более минут от момента отключения источников.

По зависимости λ_{\max} от времени была определена скорость остывания. Для этого предварительно была проведена серия калибровочных измерений *ex situ*, в которых находилась температурная чувствительность λ_{\max} для образцов разного состава. Основную часть измерений чувствительности проводили в диапазоне температур 25–65°C. Однако нагревы вплоть до 150°C показывают линейную зависимость λ_{\max} от температуры, что позволяет экстраполировать полученную калибровку до ростовых температур. Представленные на рис. 3 данные, соответствующие этапу остывания (за исключением первых 7 min), аппроксимировались линейной функцией. Скорость остывания определялась из

сравнения откалиброванной чувствительности положения максимума с наклоном линии, аппроксимирующей экспериментальные данные. Результаты обработки для трех образцов разного состава приведены в табл. 2, погрешность оценки составляет $\sim 1^\circ\text{C}$. Наблюдаемое незначительное отличие в скорости остывания образцов можно объяснить различием их интегральной излучательной способности, обусловленным смещением края поглощения с изменением состава.

Из эллипсометрических измерений образцов, проведенных в процессе остывания, были рассчитаны разностные спектры $dn(\lambda)$ и $dk(\lambda)$ для показателей преломления n и поглощения k . Их значения находились как разность между оптическими постоянными, рассчитанными по модели полубесконечной среды для двух измерений при близких температурах. Эллипсометрические измерения для расчета разностей n , k выбирались отстоящими по времени на 12 min, что соответствовало изменению температуры примерно на 10°C . Полученные разностные спектры нормировались на 10°C согласно данным, приведенным в табл. 2. Рассчитанные таким образом зависимости $dn(\lambda)$ и $dk(\lambda)$ представляют собой производные оптических постоянных по температуре и характеризуют их температурную чувствительность. Для образца 0906 эти зависимости показаны на рис. 4 на разных этапах остывания: на начальной стадии (исходные эллипсометрические измерения 18 и 38), в середине (измерения 38 и 58) и ближе к концу остывания (измерения 58 и 78), нумерация эллипсометрических измерений возрастает по времени.

Из рисунка видно, что функция чувствительности $dn(\lambda)$ значительно изменяется по мере остывания. Для $dk(\lambda)$ это справедливо в длинноволновом диапазоне. При этом в длинноволновом диапазоне обе функции сохраняют свой знак. Это означает, что в этом диапазоне оптические постоянные изменяются с температурой монотонно и нелинейно. Для коротковолновой области спектра чувствительность более значительная и знакопеременная: оптические постоянные при фиксированной длине волны меняются немонотонно с температурой. Так, вблизи $\lambda = 550\text{ nm}$ чувствительность при высоких температурах положительная, а с понижением температуры переходит через ноль и меняет знак. Из этого следует, что вблизи критических точек линейная аппроксимация зависимостей $n(T)$ и $k(T)$ возможна только в узком температурном диапазоне, а в широком диапазоне неправомерна. Поэтому не вполне корректно строить эмпирическую модель оптических постоянных, опираясь только на измерения при комнатной температуре и температуре роста, как это делалось в работе [11].

Области отрицательной чувствительности показателя поглощения вблизи критических точек объясняются расплыванием соответствующих пиков поглощения с возрастанием температуры. Отрицательная чувствительность $dk(\lambda)$ в диапазоне 700–1000 nm связана предположительно с критической точкой $E_0 + \Delta_0$, которая для КРТ состава $x = 0.235$ должна располагаться вблизи

Таблица 2. Скорость остывания образцов

Номер образца	Состав x	Температурная чувствительность λ_{\max} , nm $^{\circ}$ C	Изменение температуры за 12 min остывания, $^{\circ}$ C
0905	0.327	0.093	9.2
0906	0.235	0.113	10
0909	0.160	0.136	11.1

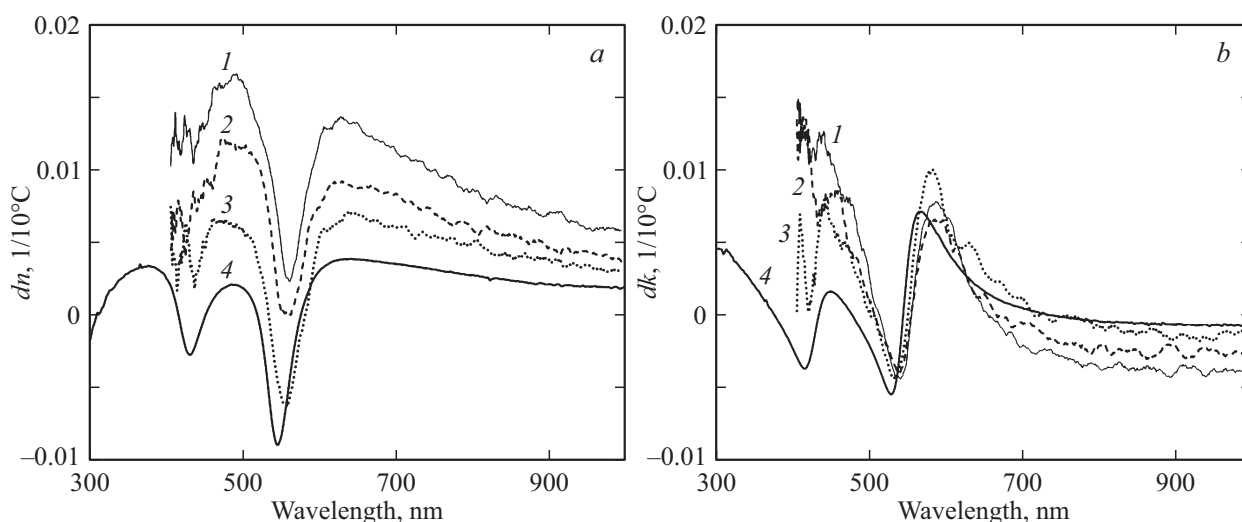


Рис. 4. Разностные спектры $dn(\lambda)$ (a) $dk(\lambda)$ (b) для образца 0906 ($x = 0.235$), нормированные на изменение температуры на 10° C: 1 — в начале остывания, 2 — в середине остывания, 3 — ближе к концу остывания. Кривые 4 на рисунках соответствуют аналогичным спектральным зависимостям вблизи комнатной температуры.

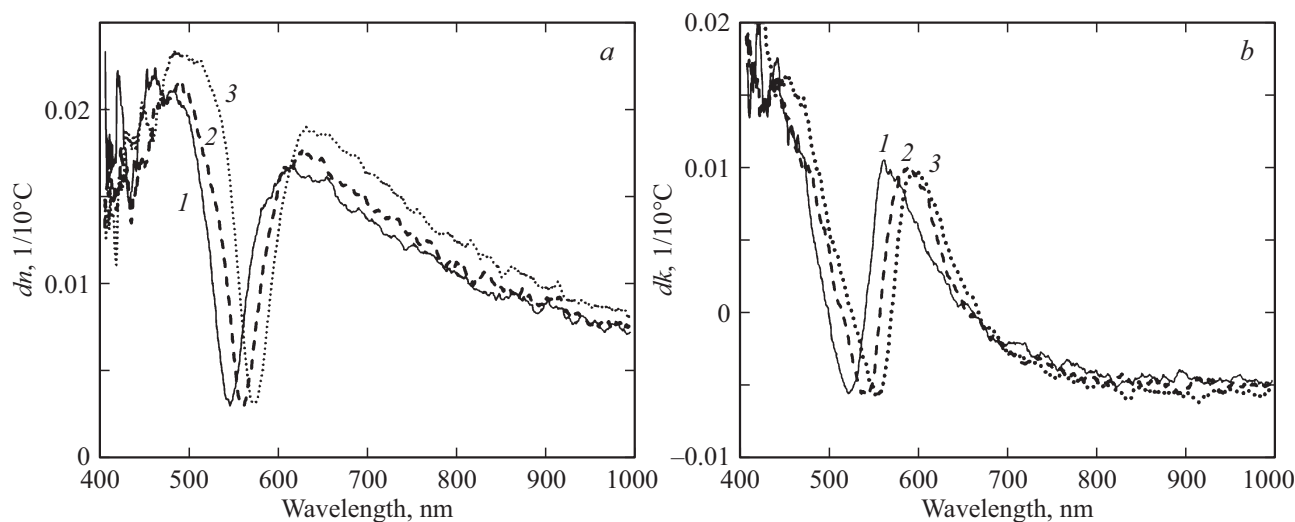


Рис. 5. Спектральная зависимость температурной чувствительности оптических постоянных КРТ для образцов разного состава, полученная вблизи температуры роста: a — показатель преломления, b — показатель поглощения. Значения состава: $x = 0.327$ (1), 0.235 (2) и 0.160 (3). Температурная чувствительность нормирована на 10° C.

$\lambda = 1 \mu\text{m}$ [13]. Существование областей положительной и отрицательной чувствительности принципиально для разработки методики контроля температуры. Это обеспечивает разнонаправленное изменение эллипсометрических параметров и позволяет связать наблюдаемые

изменения эллипсометрических спектров с вариацией температуры. На рисунке также наблюдается смещение кривых $dn(\lambda)$ и $dk(\lambda)$, соответствующих разным температурам, по оси длин волн, особенно хорошо заметное вблизи острых минимумов. Это смещение является

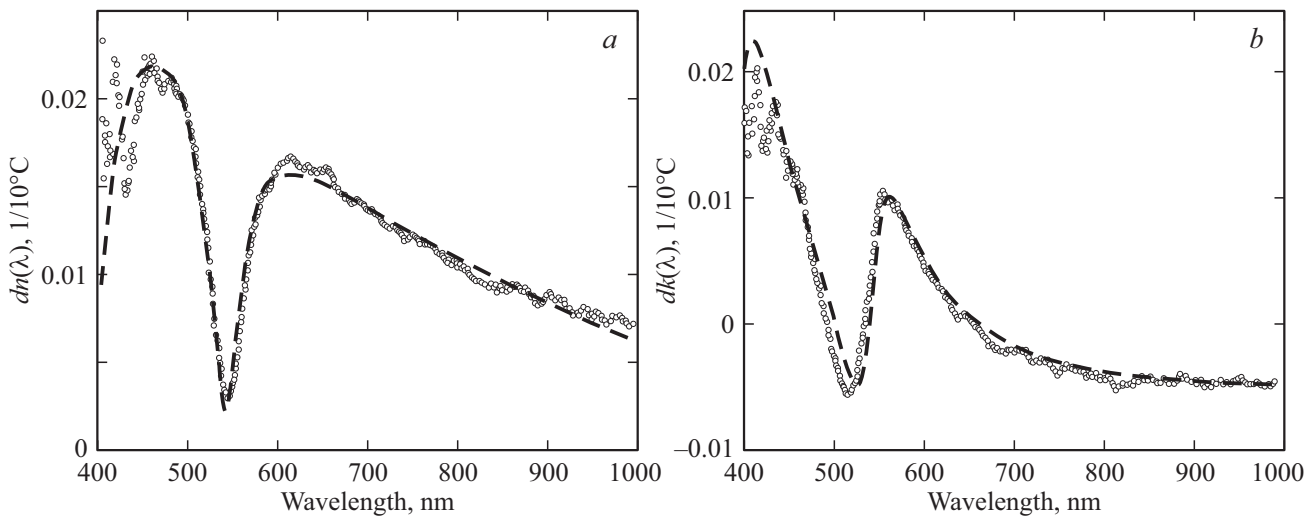


Рис. 6. Экспериментальные зависимости $dn(\lambda)$ (a) и $dk(\lambda)$ (b) для образца 0905 (кружки) и их аппроксимация формулами (3), (4) (штриховая кривая).

следствием общего температурного сдвига спектров оптических постоянных, и оно же является причиной немонотонного поведения функций $n(T)$ и $k(T)$ вблизи критических точек.

Опираясь на полученные эмпирические результаты, можно построить параметрическую модель, которая описывает спектральную зависимость оптических постоянных от состава и температуры. Учитывая, что эпитаксиальный рост происходит в узком интервале температур порядка 10°C , в выражениях для оптических констант можно оставить только линейные члены температурной зависимости:

$$n(x, \lambda, T) = n_0(\lambda, x, T_0) + dn(\lambda, x)(T - T_0)/10, \quad (1)$$

$$k(x, \lambda, T) = k_0(\lambda, x, T_0) + dk(\lambda, x)(T - T_0)/10. \quad (2)$$

Здесь T_0 соответствует некоторой исходной температуре роста, относительно которой рассматриваются изменения оптических постоянных. Значения dn и dk в формулах (1), (2) нормированы, как и прежде, на 10°C и должны быть взяты при температуре роста. Для исследуемых образцов этому условию наиболее близко соответствуют кривые чувствительности, полученные для начального этапа остывания (для образца 0906 это кривые 1 на рис. 4). На рис. 5 аналогичные кривые для начального этапа остывания представлены для трех значений состава. С изменением состава наблюдается монотонная трансформация кривых чувствительности. Для произвольного значения x из рассматриваемого диапазона такие же зависимости можно получить квадратичной аппроксимацией представленных на рис. 5 данных на каждой длине волны. Это предполагает работу с большими численными массивами и не всегда удобно.

Другой путь решения проблемы состоит в моделировании измеренных спектральных чувствительностей

аналитическими функциями со свободными параметрами. Это удастся сделать с помощью функции, которая представляет сумму трех осцилляторов Лоренца и дисперсионных слагаемых формулы Коши:

$$dn(\lambda, x) = \text{Im} \left(\sum_{j=1}^3 \frac{a_j}{E_{0j}^2 - E^2 + i\gamma_j E} \right) + A_n + \frac{B_n}{\lambda^2}, \quad (3)$$

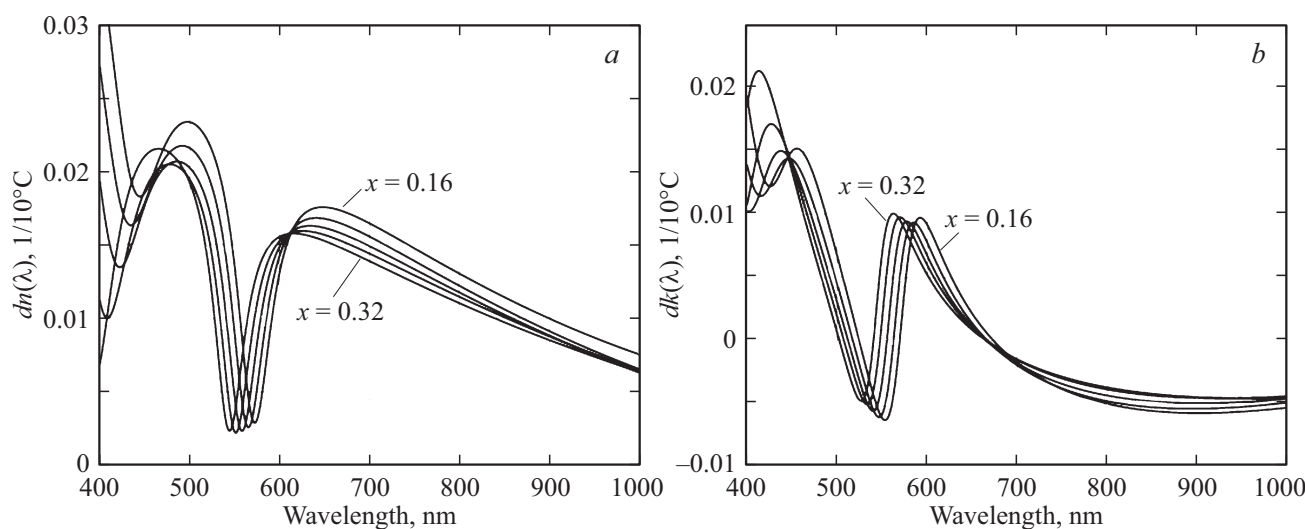
$$dk(\lambda, x) = \text{Re} \left(\sum_{j=1}^3 \frac{a_j}{E_{0j}^2 - E^2 + i\gamma_j E} \right) + A_k + \frac{B_k}{\lambda^4}. \quad (4)$$

В формулах (3), (4) через E обозначена энергия фотона в электрон-вольтах, вычисляемая по формуле $E = 1240/\lambda$ (длина волны берется в нанометрах); a_j , E_{0j} , γ_j — амплитуда, резонансная энергия и параметр уширения j -го осциллятора; $A_{n,k}$ и $B_{n,k}$ — коэффициенты формулы Коши. Все перечисленные параметры предполагаются зависящими от состава. Для исследуемых образцов их численные значения были найдены методом наименьших квадратов из сопоставления экспериментальных данных, представленных на рис. 5, с формулами (3), (4) и приведены в табл. 3: длины волн в нанометрах, параметры уширения в электрон-вольтах, коэффициенты a_j , $A_{n,k}$ и $B_{n,k}$ нормированы на 10°C .

Найденные значения резонансных длин волн осцилляторов λ_{01} , λ_{02} и λ_{03} ассоциируются с критическими точками $E_1 + \Delta_1$, E_1 , и $E_0 + \Delta_0$ соответственно. То, что dn описывается мнимой частью суммы осцилляторов, а dk — вещественной, а не наоборот, легко объяснить. Температурная чувствительность оптических постоянных проявляется главным образом за счет сдвига спектров $n(\lambda)$ и $k(\lambda)$ по оси длин волн и поэтому dn и dk представляют собой производные этих спектров по λ , которые, в свою очередь, совпадают по форме со своими

Таблица 3. Численные значения параметров дисперсионных формул (3) и (4) для трех образцов различного состава

a_1	λ_{01}	γ_1	a_2	λ_{02}	γ_2	a_3	λ_{03}	γ_3	A_n	B_n	A_k	B_k
$x = 0.160$												
0.028	437	0.513	0.0081	571	0.18	0.041	975	2.26	0.0184	4460	-0.014	$1.19 \cdot 10^9$
$x = 0.235$												
0.036	417	0.579	0.0076	558	0.18	0.050	1069	2.48	0.02	3235	-0.012	$8.75 \cdot 10^8$
$x = 0.327$												
0.053	387	0.51	0.0074	542	0.177	0.051	1100	3.33	0.015	3830	-0.013	$6.48 \cdot 10^8$

**Рис. 7.** Спектральные зависимости $dn(\lambda)$ (a) и $dk(\lambda)$ (b), рассчитанные по параметрической модели в диапазоне значений состава от 0.16 до 0.32 с шагом 0.04.

комплементарными первообразными: $dn(\lambda)$ совпадает с $k(\lambda)$ и $dk(\lambda)$ — с $n(\lambda)$.

В качестве иллюстрации на рис. 6 показаны экспериментальные зависимости $dn(\lambda)$ и $dk(\lambda)$ для образца 0905 и их аппроксимация формулами (3), (4). Действительно, модель гармонических осцилляторов хорошо описывает экспериментальные спектры чувствительности, сглаживая при этом случайные шумы.

Используя данные табл. 3, можно рассчитать спектральную зависимость чувствительностей dn и dk для произвольного состава в диапазоне $0.160 < x < 0.327$. Для этого достаточно задать соответствующие данному составу значения параметров, используемых в формулах (3), (4), которые находятся квадратичной интерполяцией данных таблицы. Таким образом, для задания функций $dn(\lambda, x)$ и $dk(\lambda, x)$ используются 39 экспериментально найденных параметров. Результаты реализации предложенного алгоритма показаны на рис. 7, где представлена серия кривых $dn(\lambda)$ и $dk(\lambda)$, полученная для разных значений состава. Таким образом, продемонстрированная модель расчета $dn(\lambda)$ и $dk(\lambda)$ в сочетании с формулами (1), (2) решает задачу параметрического

задания температурной зависимости спектров оптических постоянных КРТ.

Следует отметить интересную особенность полученных зависимостей, а именно наличие точек пересечения кривых разного состава. Для dn это происходит при $\lambda = 612$ nm, а для dk — при $\lambda = 680$ nm. То есть на этих длинах волн температурные чувствительности dn и dk остаются постоянными и не зависят от состава. Наличие таких специфических точек может оказаться полезным при разработке экспресс-методов контроля температуры.

Заключение

Таким образом, в работе представлена параметрическая модель для описания температурной зависимости спектров оптических постоянных КРТ. Модель включает 39 параметров, найденных в результате обработки эллипсометрических измерений *in situ*, выполненных на серии образцов разного состава в процессе их остывания в вакуумной камере в атмосфере паров ртути. Создание такой параметрической модели является важным шагом

для разработки эллипсометрических методов *in situ* контроля температуры растущих слоев КРТ.

Благодарности

Авторы выражают благодарность В.Г. Ремеснику за измерение составов образцов.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственных заданий, полученных от Минобрнауки (Государственный контракт № 0306-2019-0004).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Швец В.А., Азаров И.А., Спесивцев 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.
- [2] Edwall D., Phillips J., Lee D., Arias J. // J. Electron. Mater. 2001. V. 30. N 6. P. 643.
- [3] Phillips J., Edwall D., Lee D., Arias J. // J. Vac. Sci. Technol. B. 2001. V. 19. N 4. P. 1580.
- [4] De Lion T.J., Olson G.L., Roth J.A., Jensen J.E., Hunter A.T., Jack M.D., Bailey S.L. // J. Electron. Mater. 2002. V. 31. N 7. P. 688.
- [5] Almedia L.A., Dinan J.H. // J. Cryst. Growth. 1999. V. 201/202. P. 22.
- [6] Svitashov K.K., Dvoretzky S.A., Sidorov Yu.G., Shvets V.A., Mardezhov A.S., Nis I.E., Varavin V.S., Liberman V., Remesnik V.G. // Cryst. Res. Technol. 1994. V. 29. N 7. P. 931.
- [7] Advances in Semiconductor Nanostructures/ Ed. by Latshev A.V., Dvurechenskii A.V., Aseev A.L. Amsterdam, Netherlands: Elsevier, 2017.
- [8] Svitashov K.K., Shvets V.A., Mardezhov A.S., Dvoretzky S.A., Sidorov Yu.G., Mikhailov N.N., Spesivtsev E.V., Rychlitsky S.V. // Mat. Sci. Engineer. 1997. V. B-44. P. 164.
- [9] Швец В.А., Азаров И.А., Марин Д.В., Якушев М.В., Рыхлицкий С.В. // ФТП. 2019. Т. 53. В. 1. С. 137.
- [10] Schlereth R., Hajer J., Fürst L., Schreyeck S, Buhmann H., Molenkamp L.W. // J. Cryst. Growth. 2020. V. 537. P. 25602. doi 10.1016/j.jcrysgro.2020.125602
- [11] Johs B., Herzinger C.M., Dinan J.H., Cornfeld A., Benson J.D. // Thin Sol. Films. 1998. V. 313–314. P. 137.
- [12] Швец В.А., Марин Д.В., Ремесник В.Г., Азаров И.А., Якушев М.В., Рыхлицкий С.В. // Опт. и спектр. 2020. Т. 128. В. 12. С. 1815.
- [13] Adachi S. Optical constants of crystalline and amorphous semiconductors. Numerical data and graphical information. Kluwer Academic Publishers, 1999. 714 p.
- [14] Fei-Ming Tong, Ravindra N.M. // Infrared Phys. 1993. V. 34. N 2. P. 207.
- [15] Arvin H., Aspnes D.E. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1984. V. 2. N 3. P. 1316.
- [16] Vñna L., Umbach C., Cardona M., Vodopyanov L. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. N 12. P. 6752.
- [17] Djurišć A.B., Li E.H. // J. Appl. Phys. 1999. V. 85. N 5. P. 2854.
- [18] Mercury Cadmium Telluride. Growth, Properties and Applications / Ed. by Capper P., Garland J. Wiley, 2011.
- [19] Shvets V.A., Mikhailov N.N., Yakushev M.V., Spesivtsev E.V. // Proc. SPIE. 2002. V. 4900. Part 1. P. 46.
- [20] Свиташев К.К., Швец В.А., Мардежов А.С., Дворецкий С.А., Сидоров Ю.Г., Спесивцев Е.В., Рыхлицкий С.В., Чикичев С.И., Придачин Д.Н. // Автометрия. 1996. № 4. С. 100.
- [21] Сидоров Ю.Г., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Якушев М.В., Варавин В.С., Анциферов А.П. // Оптический журнал. 2000. Т. 67. С. 39.
- [22] Спесивцев Е.В., Рыхлицкий С.В., Швец В.А. // Автометрия. 2011. Т. 47. № 5. С. 5.
- [23] Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981. 583 с.