

УДК 53.083; 538.91

ЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОДЛОЖКИ ПРИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ПРОЦЕССАХ ЭПИТАКСИИ СЛОЁВ InSb

© В. А. Швец^{1,2}, И. А. Азаров¹, С. В. Рыхлицкий¹, А. И. Горопов¹

¹Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13

²Новосибирский государственный университет,
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2
E-mail: shvets@isp.nsc.ru

Работа посвящена решению проблемы *in situ* термометрии низкотемпературных процессов молекулярно-лучевой эпитаксии антимонида индия. Предложен спектральный эллипсометрический метод измерения температуры эпитаксиальных слоёв InSb, основанный на температурной зависимости энергетического положения критических точек. Измерены спектры эллипсометрических параметров материала в температурном диапазоне 25–270 °С. Анализ спектров показывает, что наиболее чувствительными к температуре параметрами являются спектральные положения максимумов эллипсометрического параметра Ψ , которые проявляются вблизи критических точек E_1 и $E_1 + \Delta_1$. Установлено, что зависимости положений максимумов от температуры в указанном температурном интервале линейны с коэффициентами наклона соответственно 0,21 и 0,10 нм/°С. Эти коэффициенты определяют чувствительность метода и позволяют в итоге обеспечить точность измерения температуры порядка 2–3 °С.

Ключевые слова: антимонид индия, эллипсометрия, температура поверхности, *in situ* термометрия, критические точки.

DOI: 10.15372/AUT20190102

Введение. Антимонид индия — прямозонный полупроводник группы A_3B_5 с шириной запрещённой зоны 0,18 эВ [1]. Материал находит широкое применение при разработке фотодетекторов ИК-излучения. Матрицы на основе InSb отличаются высокой однородностью свойств по площади, большим количеством работоспособных элементов, более низкой ценой в сравнении с аналогичными устройствами на основе КРТ. Современный подход подразумевает использование молекулярно-лучевой эпитаксии, при которой *p-n*-переход формируется легированием в процессе эпитаксиального роста. Благодаря этому не повышается число генерационно-рекомбинационных центров, связанных с имплантацией [2, 3] и существенно снижается уровень темнового тока. После роста слоя матрица формируется по мезотехнологии, что даёт ей ещё одно важное преимущество в виде уменьшенной оптической взаимосвязи между пикселями [4].

При эпитаксиальном выращивании слоёв InSb одним из ключевых технологических параметров является температура поверхности. Наиболее простой и надёжный метод измерения температуры — термодпарный метод. Однако его использование в промышленных технологических установках затруднено проблемой обеспечения надёжного теплового контакта при частой загрузке подложек [5] и требует привязки показаний термодпары к температуре образца. Такая привязка осуществляется в соответствии с известной температурой перехода между поверхностными сверхструктурами (4 x 4) и несоразмерной (1 x 3) сверхструктурой на поверхности InSb(001), равной приблизительно 385 °С [6]. При использовании термодпарного метода следует также учитывать, что тепловой контакт спая термодпа-

ры с образцом является неконтролируемым каналом передачи тепла и может приводить к существенному искажению температурного поля по поверхности подложки.

В полупроводниковой технологии при температурах роста порядка 500 °С и выше для контроля температуры с успехом используется пирометрия оптического диапазона [7]. Процессы эпитаксиального роста антимонида индия происходят при температурах порядка 350 °С. В этом случае спектральный максимум теплового излучения смещается в область прозрачности как самого выращиваемого материала, так и подложки, в качестве которой чаще всего выступают InSb и GaAs. Это приводит к снижению интенсивности регистрируемого теплового излучения и существенно усложняет регистрацию пирометрического сигнала и обработку данных, поскольку приходится учитывать тепловое излучение нагревателя, интерференцию на растущем слое и ряд других побочных эффектов [8].

Одним из перспективных методов мониторинга температуры является оптическая эллипсометрия. Метод основан на температурной зависимости спектров оптических постоянных материала [9] либо показателей преломления и поглощения на фиксированной длине волны [10]. Оптическое излучение проникает на глубину нескольких десятков или сотен нанометров, таким образом, отражённый свет несёт информацию о температуре только поверхностного слоя. Это выгодно отличает эллипсометрию от низкотемпературной пирометрии. Эллипсометрические измерения имеют высокое быстродействие, что является актуальным для быстротекущих процессов. Наконец, следует отметить, что на сегодняшний день аппаратная база эллипсометрии достаточно хорошо развита и не требуется доработки серийных эллипсометров для решения задачи температурного контроля. В связи с этим представляют интерес анализ и количественная оценка перспектив метода эллипсометрии для *in situ* термометрии процессов эпитаксиального роста InSb.

В предлагаемой работе рассмотрены возможности использования спектральной эллипсометрии для определения температуры InSb в условиях вакуума. Для этого были измерены и изучены спектры InSb при различных температурах, найдены наиболее чувствительные к температуре параметры этих спектров и определены калибровочные зависимости.

Методика измерений. Экспериментальные исследования проводились на подложках InSb(100) толщиной 500 мкм, легированных теллуром с концентрацией электронов $n = (3 - 7) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Подложки после химико-динамической полировки дополнительно не обрабатывались. Для измерения эллипсометрических спектров использовался спектральный эллипсометр статического типа, подробно описанный в работе [11]. Шаг сканирования по длине волны составлял 2 нм, угол падения света равнялся 65 °С. Для нагрева образцов был изготовлен малогабаритный нагреватель, представляющий собой медную шайбу, нагреваемую спиралью, к которой плотно прижимался исследуемый образец. Для обеспечения теплового контакта поверхность образца, прилегающая к шайбе, смазывалась индий-галлиевой эвтектикой. Температура измерялась с помощью хромель-алюмелевой термопары, спай которой помещался вблизи образца в углублении медной шайбы, заполненном эвтектикой. Нагреватель с образцом размещался на предметном столике эллипсометра, что позволяло проводить прецизионную настройку отражённого луча в оптический тракт прибора.

Все измерения проводились на воздухе. Предварительно исследовалась стабильность поверхности при таких нагревах. В частности, нагрев на воздухе может приводить к образованию окисного слоя, что повлияет на результаты измерений. Установлено, что после первого нагрева образцов до температуры 270 °С и последующего охлаждения до комнатной температуры спектр параметра Ψ остаётся неизменным, а значения параметра Δ незначительно увеличиваются (на 0,5–1°) во всём спектральном диапазоне. Проведённое моделирование показывает, что такому изменению спектра Δ соответствует удаление

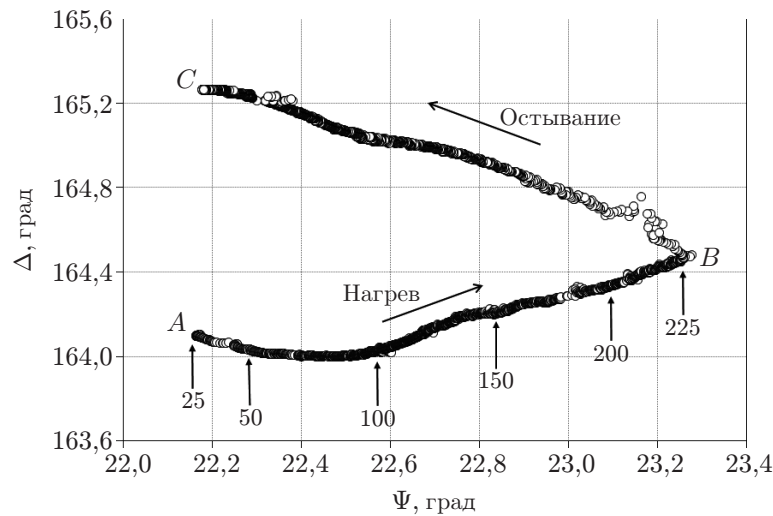


Рис. 1. Кинетика изменения параметра Δ при первом нагреве образца InSb от комнатной температуры до $225\text{ }^{\circ}\text{C}$. Цифры возле стрелок показывают текущую температуру в градусах Цельсия

тонкого поверхностного слоя с малым показателем преломления толщиной, не превышающей 1 нм. Предположительно, это могут быть адсорбированные поверхностные слои, в частности, вода. Этот эффект хорошо известен и наблюдался нами также на других материалах как на воздухе [12, 13], так и в вакууме [14].

Кинетика изменения параметра Δ в процессе нагрева и охлаждения при фиксированной длине волны $\lambda = 800\text{ нм}$ показана на рис. 1. Время нагрева составляло 38 минут. На участке нагрева AB параметр Δ сначала уменьшается из-за термооптического эффекта, а затем, начиная с температуры $100\text{ }^{\circ}\text{C}$, монотонно возрастает вплоть до максимальной температуры нагрева $225\text{ }^{\circ}\text{C}$. На участке остывания BC наблюдается возрастание Δ , которое соответствует температурному изменению оптических постоянных. Последующие циклы нагрева и остывания сопровождаются воспроизводимыми изменениями Δ вдоль кривой BC . Аналогичные эксперименты проводились и для более высоких температур. В результате было установлено, что кратковременные нагревы (в течение нескольких минут) до температуры $270\text{ }^{\circ}\text{C}$ не приводят к сколько-нибудь значительным изменениям поверхности InSb. Это делает возможным проведение температурных экспериментов на воздухе.

Результаты эксперимента и обсуждение. На рис. 2 показаны спектры эллипсометрических параметров образца InSb, измеренные при температурах в интервале от 25 до $225\text{ }^{\circ}\text{C}$ с шагом $25\text{ }^{\circ}\text{C}$. В измеренных спектрах наблюдаются характерные особенности, которые проявляются вблизи сингулярностей Ван Хофа. Для InSb это критические точки плотности состояний E_1 , $E_1 + \Delta_1$ и E_2 . Они находятся в области длин волн вблизи 700 , 530 и 300 нм соответственно. В окрестности этих критических точек наблюдаются максимумы зависимости $\Psi(\lambda)$ и наиболее сильные по спектру изменения параметра Δ . Вблизи критических точек и температурная зависимость спектров оказывается наиболее значительной, поэтому эти области представляют наибольший интерес с точки зрения разработки методики температурного контроля.

Из полученных спектров видно также, что возможности лазерной эллипсометрии на длине волны He-Ne-лазера ($\lambda = 632,8\text{ нм}$) для измерения температуры практически отсутствуют из-за крайне низкой температурной чувствительности оптических постоянных для данной длины волны. Оптимальным диапазоном для одноволновых эллипсометрических измерений является область длин волн $700\text{--}800\text{ нм}$. Чувствительность параметра Ψ

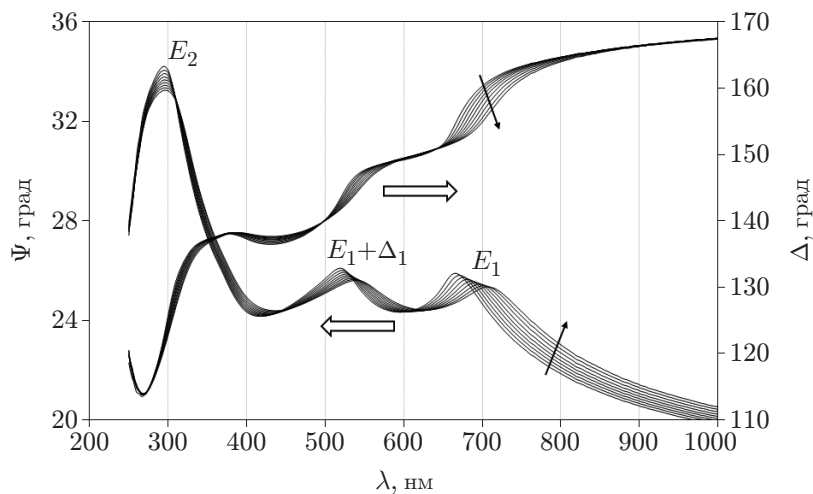


Рис. 2. Спектры эллипсометрических параметров $\Psi(\lambda)$ и $\Delta(\lambda)$, измеренные при различных температурах образца InSb в диапазоне 25–225 °С. Тонкими стрелками показано смещение спектров с ростом температуры, фигурными — направление осей

при этом составляет 0,005 угл. град/°С. Это могло бы обеспечить точность измерения температуры в оптимальном случае $\delta T = 2-3$ °С, если принять погрешность измерения параметра Ψ , равной 0,01°. Однако добиться столь высокой точности практически невозможно по ряду причин: из-за индивидуальных свойств поверхности измеряемых образцов, невоспроизводимости настройки подложки, влияния окон камеры, а также других неустраняемых погрешностей. В исключительных случаях удаётся уменьшить разброс измерений параметра Ψ в технологическом процессе до $\pm 0,03^\circ$ [15], однако это не решает полностью поставленную задачу.

В табл. 1 показана воспроизводимость измерения различных параметров спектра $\Psi(\lambda)$ для серии из пяти образцов и в разных точках одного из них. Статистический разброс параметра Ψ на длине волны 800 нм составляет 0,14°. С учётом этого погрешность измерения температуры окажется на порядок больше вышеприведённой оценки. В лучшем случае такую методику одноволновых измерений можно было бы использовать для мониторинга относительных изменений температуры в процессе роста.

По сравнению с одноволновыми измерениями спектральные зависимости содержат гораздо больше информации. Задача заключается в том, чтобы разработать простые методы интерпретации эллипсометрических спектров, позволяющие извлекать эту информацию и получать значения температуры в режиме реального времени. Из таблицы видно, что наиболее воспроизводимым является параметр Ψ , в то время как значения Δ существенно варьируются от образца к образцу и по площади. Это связано с состоянием поверхности, в частности с её неконтролируемым микрорельефом. Тогда в первую очередь следует проанализировать температурную зависимость спектров $\Psi(\lambda)$. Характерными параметрами в этих спектрах являются максимальные значения Ψ в критических точках Ψ_{\max} и положения максимумов по шкале длин волн, которые приведены в табл. 1. Разброс значений Ψ_{\max} оказывается довольно большим для всех типов критических точек. При условии, что изменение Ψ_{\max} с температурой составляет в рассматриваемом диапазоне менее одного градуса, не приходится говорить об использовании этих параметров для контроля температуры.

Совершенно другая картина наблюдается, если рассматривать положения максимумов по шкале длин волн. Смещение максимумов E_1 и $E_1 + \Delta_1$ с изменением темпера-

Таблица 1

Воспроизводимость эллипсометрических измерений образцов InSb

№ образца	Длина волны максимума Ψ , нм			Значение Ψ_{\max} , град.			Значения Ψ и Δ при $\lambda = 800$ нм	
	E_1	$E_1 + \Delta_1$	E_2	E_1	$E_1 + \Delta_1$	E_2	Ψ	Δ
Воспроизводимость по образцам								
1	665,9	518,7	293,7	25,58	25,78	34,40	21,65	166,46
2	665,9	518,7	291,2	25,62	25,84	34,49	21,69	166,34
3	666,0	518,6	292,4	25,63	25,87	34,53	21,69	165,65
4	665,4	518,2	291,9	25,48	25,69	34,31	21,62	167,75
5	665,6	518,2	293,2	25,45	25,60	34,02	21,55	168,00
Разброс	0,6	0,5	2,5	0,18	0,27	0,51	0,14	2,35
Воспроизводимость по поверхности одного образца								
№ точки								
1	664,9	517,8	292,9	25,62	25,86	34,47	21,66	166,03
2	665,0	517,7	293,0	25,62	25,86	34,47	21,66	166,02
3	664,9	517,9	293,1	25,63	25,86	34,46	21,66	166,01
4	664,9	517,9	293,5	25,64	25,87	34,48	21,67	165,91
5	665,0	517,9	293,0	25,61	25,84	34,45	21,64	166,04
6	665,1	517,9	293,5	25,54	25,75	34,37	21,60	166,66
7	665,1	518,0	292,9	25,42	25,50	34,16	21,53	167,61
Разброс	0,2	0,3	0,6	0,2	0,36	0,31	0,14	1,70

туры составляет несколько десятков нанометров при разбросе $\delta\lambda \approx 0,5$ нм. Для E_2 это соотношение заметно хуже. Данная критическая точка представляет меньший интерес и по соображениям технического характера: в коротковолновой области спектра вблизи E_2 наблюдается наиболее сильное поглощение зондирующего излучения окнами вакуумной камеры из-за их запыления, что затрудняет проведение измерений.

Таким образом, для разработки методики контроля температуры необходимо решить проблему прецизионного определения положений максимумов в спектре $\Psi(\lambda)$. При шаге сканирования длины волны, равном 1–2 нм, можно добиться точности позиционирования максимума в пределах нескольких долей нанометра. Для этого необходимо использовать достаточно широкий диапазон измеренных значений $\Psi(\lambda)$, задавая эту зависимость в параметрическом виде и определяя значения параметров путём сравнения с экспериментом. Это можно сделать, например, описывая вклад электронной составляющей в диэлектрическую функцию антимионид индия от критических точек E_1 и $E_1 + \Delta_1$ в рамках стандартной модели критических точек [16, 17]:

$$\varepsilon(E) = -B_1\chi_{1d}^{-2} \ln(1 - \chi_{1d}^2) - B_2\chi_{1sd}^{-2} \ln(1 - \chi_{1sd}^2).$$

Здесь $\chi_{1d} = (E + i\Gamma)/E_1$; $\chi_{1sd} = (E + i\Gamma)/(E_1 + \Delta_1)$; $B_{1,2}$ и Γ — амплитудные параметры и параметр уширения соответственно; $E = hc/\lambda$ — энергия фотона; E_1 и $E_1 + \Delta_1$ — энергетические положения критических точек, определение которых и является главной задачей в нашем случае.

Оказалось, что для хорошего количественного совпадения измеренных и рассчитанных по данной модели спектров приходится учитывать не только рассматриваемый дублет $E_1/(E_1 + \Delta_1)$, но также вклад ближайших критических точек и, кроме того, вводить дополнительные коэффициенты, описывающие вклад в диэлектрическую функцию ионной составляющей. В результате число подгоночных параметров превышало 10, что делало решение обратной задачи малоэффективным и неточным.

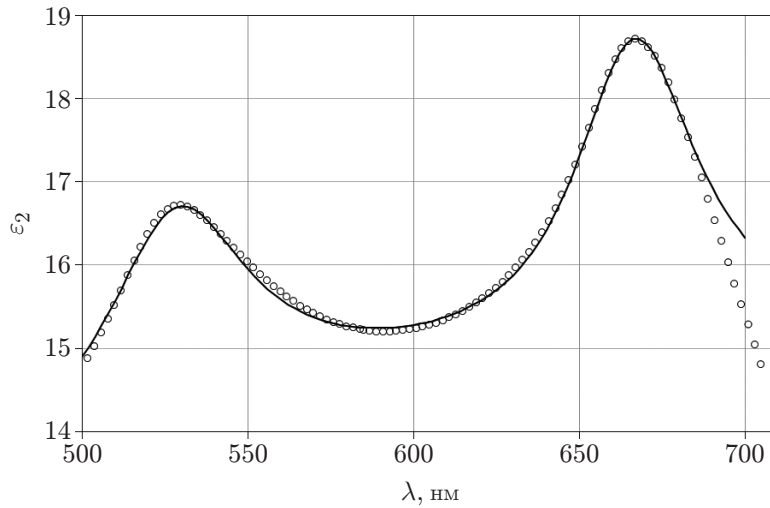


Рис. 3. Мнимая часть диэлектрической функции $\varepsilon_2(\lambda)$ для InSb: эксперимент — символы, расчёт по модели двух гармонических осцилляторов — сплошная кривая

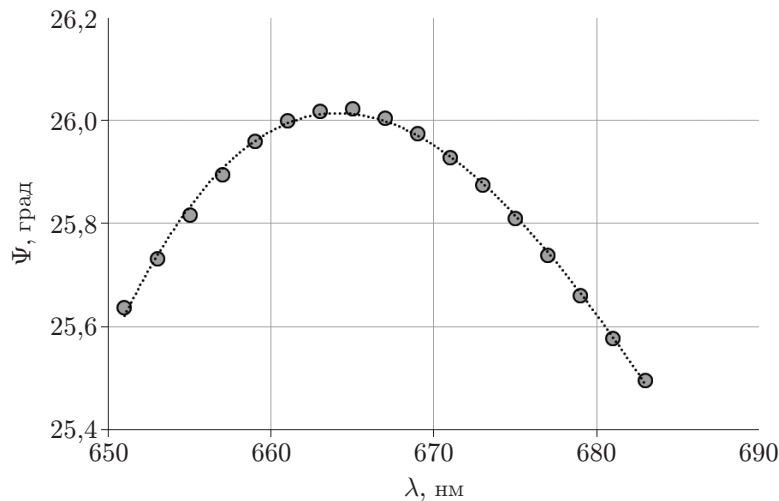


Рис. 4. Экспериментальная зависимость $\Psi(\lambda)$ (символы) и аппроксимация полиномом третьей степени (точечная кривая)

Попытка описать дублет пиков $E_1/(E_1 + \Delta_1)$ моделью двух гармонических осцилляторов Лоренца показана на рис. 3. Результаты оказались более приемлемыми, однако не удовлетворяли необходимой точности, а главное — для описания модельных спектров по-прежнему требуется 10 и более подгоночных параметров, многие из которых коррелируют между собой. В конце концов, наилучший результат для описания кривых $\Psi(\lambda)$ в области максимумов удалось получить путём аппроксимации каждого максимума полиномом третьей степени, для чего потребовалось всего лишь четыре параметра.

На рис. 4 показан пример, иллюстрирующий степень совпадения аппроксимирующего полинома с экспериментальными точками. Коэффициент достоверности аппроксимации составляет $R^2 = 0,9975$. Это позволяет определять положение максимума с точностью не хуже 0,1 нм, используя спектральный интервал 20–30 нм, в который может попадать от 10 до 30 экспериментальных точек. Тем самым удаётся усреднить случайный разброс данных и уменьшить ошибку, связанную с погрешностью измерения параметра Ψ .

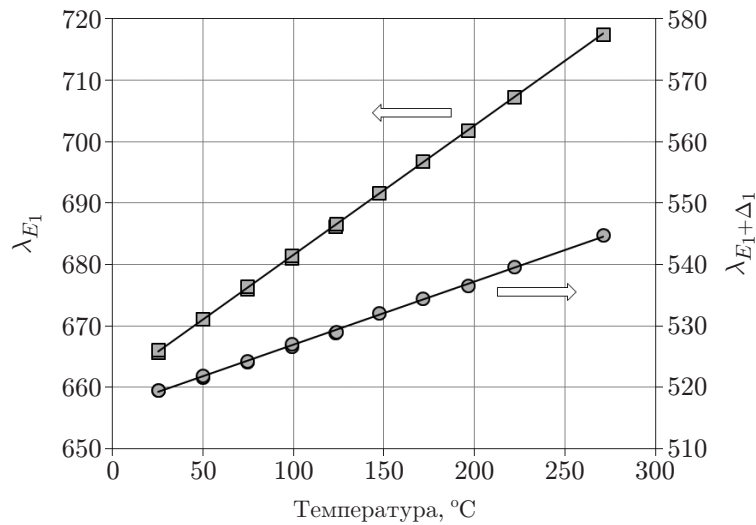


Рис. 5. Температурные зависимости спектральных положений максимумов параметра Ψ вблизи критических точек E_1 и $E_1 + \Delta_1$

Таблица 2

Коэффициенты температурной чувствительности критических точек E_1 и $E_1 + \Delta_1$ и максимума Ψ (нм/°C)			
Критическая точка	Данные работы [20]	Данные работы [22]	Наши данные
E_1	0,24	0,28	0,21
$E_1 + \Delta_1$	0,15	0,14	0,10

Предложенный способ определения положения максимумов был использован для обработки температурных измерений спектров InSb. На рис. 5 показаны температурные зависимости положений максимумов Ψ , соответствующих критическим точкам E_1 ($\lambda = 666 - 717$ нм) и $E_1 + \Delta_1$ ($\lambda = 520 - 545$ нм). Обе зависимости с хорошей степенью точности линейны по температуре. Максимальные случайные отклонения экспериментальных точек от линейной зависимости, наблюдаемые в серии экспериментов, не превосходят 0,3 и 0,5 нм для E_1 и $E_1 + \Delta_1$ соответственно, а среднеквадратичные отклонения составляют 0,2 нм. Коэффициенты температурной чувствительности, определяемые как смещение максимумов при изменении температуры на 1°, равны 0,21 и 0,10 нм/°C для E_1 и $E_1 + \Delta_1$.

Проведено сравнение полученных результатов с данными других авторов, которые исследовали диэлектрические функции монокристаллического и эпитаксиального антимонида индия и их температурные зависимости [18–22]. Из экспериментальных результатов, выполненных в работах [20, 22], можно рассчитать коэффициенты температурной чувствительности рассматриваемых критических точек. Они сведены в табл. 2 и отличаются от наших данных. Однако следует учесть, что такое сравнение не совсем корректно. В цитируемых работах экспериментальные спектры описывались моделью стандартной диэлектрической функции [16], в которой $\varepsilon(E)$ представлялась в виде суммы резонансных слагаемых, соответствующих различным критическим точкам; выделялся вклад каждой критической точки и определялось её энергетическое положение. В измеряемых эллипсометрических спектрах на положение максимума Ψ в значительной мере влияют ближайшие критические точки. Наиболее сильным оказывается взаимное влияние E_1 и $E_1 + \Delta_1$. Поэтому наши данные, представленные в последнем столбце, следует интерпретировать как интегральный вклад от всех критических точек. При такой оговорке полученные от-

личия от данных [20, 22] не представляются значительными.

Исходя из приведённого в табл. 1 разброса положений максимумов Ψ , а также учитывая разброс экспериментальных точек на рис. 5, можно оценить точность измерения температуры, которая составляет ~ 2 – 3 градуса. При этом целесообразно проводить расчёт температуры по результатам измерений обоих максимумов, исходя из их статистического веса, который зависит от температурной чувствительности и точности определения их положений.

Чтобы использовать предлагаемую методику в технологических процессах, следует учесть два обстоятельства: во-первых, необходимо продлить калибровочные зависимости до рабочих температур (~ 350 °C), во-вторых, скорректировать зависимости с учётом рабочего угла падения для данной технологической установки. Обе проблемы можно решить экспериментальным путём, проводя однократные температурные измерения в камере. Можно также экстраполировать калибровочные зависимости до нужной температуры и пересчитать их для конкретного угла падения света. Модельные расчёты показали, что вариация угла падения в диапазоне 60 – 70° приводит к смещению максимумов, равному 5 – 6 нм, а коэффициенты температурной чувствительности почти не изменяются. Это означает, что незначительный разброс угла падения при измерениях, связанный с погрешностью юстировки подложки, практически никак не повлияет на результаты.

Заключение. В данной работе рассмотрены возможности метода спектральной эллипсометрии для измерения температуры поверхности InSb в условиях вакуумного роста. Основное преимущество представленной методики заключается в том, что она основана на температурной зависимости фундаментальных физических величин — энергетических положений критических точек материала — и мало подвержена влиянию неконтролируемых факторов, таких как рельеф поверхности, разброс угла падения, систематические приборные погрешности. Измеренная калибровочная зависимость положений критических точек от температуры демонстрирует высокую чувствительность предлагаемой методики и открывает перспективы её использования в технологических процессах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Adachi S.** Optical Constants of Crystalline and Amorphous Semiconductors: Numerical Data and Graphical Information. Boston: Kluwer Academic Publishers, 1999. 714 p.
2. **Klipstein P. C., Mizrahi U., Fraenkel R., Shtrichman I.** Status of cooled and uncooled infrared detectors at SCD // Def. Sci. Journ. 2013. **63**, N 6. P. 555–570. DOI: 10.144029/dsj.63.5755.
3. **Бурлаков И. Д., Болтарь К. О., Мирофьянченко А. Е. и др.** Исследование структур InSb, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии // Успехи прикладной физики. 2015. **3**, № 6. С. 559–565.
4. **Бакаров А. К., Гутаковский А. К., Журавлев К. С. и др.** Матричные фотоприёмные устройства на основе слоёв InSb, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии // ЖТФ. 2017. **87**, вып. 6. С. 900–904. DOI: 10.21883/JTF.2017.06.44514.1986.
5. **Температурные измерения:** Справочник /Под ред. О. А. Геращенко, А. Н. Гордова, А. К. Ереминой и др. Киев: Наук. думка, 1989. 704 с.
6. **McConville C., Jones T., Leibsle F. et al.** Surface reconstructions of InSb(100) observed by scanning tunneling microscopy // Phys. Rev. B. 1994. **50**. P. 14965–14976.
7. **Radiometric Temperature Measurements. II. Applications** /Eds. Zh. Zhang, B. Tsai, G. Machin. Amsterdam: Elsevier, 2010. 458 p.

8. **Азаров И. А., Швец В. А., Дулин С. А. и др.** Поляризационная пирометрия слоистых полупроводниковых структур в условиях низкотемпературных технологических процессов // *Автометрия*. 2017. **53**, № 6. С. 111–120.
9. **Wakagi M., Hong B. G., Nguyen H. V. et al.** Characterization of substrate temperature and damage in diamond growth plasmas by multichannel spectroellipsometry // *Journ. Vac. Sci. and Technol. A*. 1995. **13**, N 4. P. 1917–1923.
10. **Tomita T., Kinoshita T., Yamashita T. et al.** A new non-contact method to measure temperature of surface of semiconductor wafers // *Jap. Journ. Appl. Phys.* 1986. **25**, N 11. P. L925–L927.
11. **Спесивцев Е. В., Рыхлицкий С. В., Швец В. А.** Развитие методов и средств оптической эллипсометрии в Институте физики полупроводников СО РАН // *Автометрия*. 2011. **47**, № 5. С. 5–12.
12. **Сидоров Г. Ю., Швец В. А., Сидоров Ю. Г., Варавин В. С.** Динамика роста собственного оксида $Cd_xHg_{1-x}Te$ // *Автометрия*. 2017. **53**, № 6. С. 97–105.
13. **Spesivtsev E. V., Rykhlytsky S. V., Shvets V. A. et al.** Time-resolved microellipsometry for rapid thermal processes monitoring // *Thin Sol. Films*. 2004. **455–456**. P. 700–704.
14. **Мардежов А. С., Михайлов Н. Н., Швец В. А.** Эллипсометрический контроль предэпитаксиальной подготовки подложек GaAs и роста эпитаксиальных плёнок CdTe // *Поверхность*. 1990. № 12. С. 92–96.
15. **Швец В. А., Азаров И. А., Спесивцев Е. В. и др.** Методические и приборные проблемы высокоточной эллипсометрической *in situ* диагностики состава слоёв кадмий–ртуть–теллур в технологии молекулярно-лучевой эпитаксии // *ПТЭ*. 2016. № 6. С. 87–94.
16. **Adachi S.** Model dielectric constants of GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb // *Phys. Rev. B*. 1987. **35**, N 14. P. 7454–7463.
17. **Adachi S., Miyazaki T.** Ellipsometric and thermorefectance spectra of epitaxial InSb films // *Phys. Rev. B*. 1995. **51**, N 20. P. 14317–14323.
18. **Djurišić A. B., Li E. H., Rakić D., Majewski M. L.** Modelling the optical properties of AlSb, GaSb, and InSb // *Appl. Phys. A*. 2000. **70**, N 1. P. 29–32.
19. **Miyazaki T., Adachi S.** Model dielectric constants of InSb // *Phys. Stat. Sol. B*. 1991. **163**, N 1. P. 299–310.
20. **Miyazaki T., Adachi S.** Analysis of optical constants for sputter-deposited InSb films based on the interband-transition model // *Jap. Journ. Appl. Phys.* 1992. **31**, N 4. P. 979–983.
21. **Ohkubo S., Aoki K., Eto D.** Temperature dependence of optical constants for InSb films including molten phases // *Appl. Phys. Lett.* 2008. **92**, N 1. 011919.
22. **Logothetidis S., Vina L., Cardona M.** Temperature dependence of the dielectric function and the interband critical points of InSb // *Phys. Rev.* 1985. **31**, N 2. P. 947–957.

Поступила в редакцию 12.10.2018

После доработки 12.10.2018

Принята к публикации 01.11.2018