

УДК 535.33; 538.975

**ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ ПИРОМЕТРИЯ  
СЛОИСТЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР  
В УСЛОВИЯХ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ  
ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ**

**И. А. Азаров<sup>1,2</sup>, В. А. Швец<sup>1,2</sup>, С. А. Дулин<sup>1</sup>, Н. Н. Михайлов<sup>1,2</sup>,  
С. А. Дворецкий<sup>1,3</sup>, Д. Г. Икусов<sup>1</sup>, И. Н. Ужаков<sup>1</sup>, С. В. Рыхлицкий<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,  
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13*

<sup>2</sup>*Новосибирский государственный университет,  
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2*

<sup>3</sup>*Томский государственный университет,  
634050, г. Томск, просп. Ленина, 36*

*E-mail: azarov\_ivan@mail.ru*

Рассмотрены принципиальные вопросы применения метода пирометрии для контроля температуры при низкотемпературных процессах в технологии производства полупроводниковых структур на примере выращивания слоёв кадмий—ртуть—теллур на подложке GaAs методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Предложены оптическая и теплофизическая модели, описывающие процессы лучистого теплообмена в вакуумной камере. На основе этих моделей показано, что при интерпретации измеренных данных пирометра необходимо учитывать излучение от нагревателя, а также отражённый от стенок камеры сигнал, которые сравнимы по величине с измеряемым излучением от образца. Найдены способы выделения полезного сигнала. Проведены эксперименты по измерению температуры пирометром, установленным на технологической камере роста КРТ, показавшие хорошее согласование с теоретическими расчётами.

*Ключевые слова:* тепловое излучение, поляризационная пирометрия, температура роста, лучистый теплообмен, молекулярно-лучевая эпитаксия КРТ.

DOI: 10.15372/AUT20170614

**Введение.** В ростовых процессах полупроводниковых структур температура подложки является одним из важнейших параметров. Так, при выращивании  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  (КРТ) методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) отклонение температуры от оптимальной на несколько градусов приводит к образованию и разрастанию V-дефектов [1]. Сильное превышение температуры роста таких слоёв сопровождается появлением периодического микрорельефа и анизотропии электрофизических свойств [2].

Обычно в технологических и исследовательских установках для контроля температуры используют термодатчик, при этом важным условием является тепловой контакт спая термодатчика с образцом [3]. В условиях сложного лучистого теплообмена такой контакт может приводить к появлению неоднородного температурного поля по образцу. К тому же надёжный тепловой контакт в вакууме сложно реализовать при частой смене образцов. Применение различных паст и составов, а также газовых подушек для обеспечения теплового контакта нарушает условия и чистоту высокого вакуума. Таким образом, термодатчик в случае современного полупроводникового производства противоречит технологическим требованиям, а потому нежелательно.

Существует множество разных оптических методов термометрии. Большинство из них связано с измерением оптического отклика образца на внешнее возбуждение за счёт

изменения термооптических характеристик (эллипсометрия, рефлектометрия, спектроскопия пропускания) или оптической толщины (интерферометрия) [4]. В некоторых случаях используют методы неупругого рассеяния света и фотолюминесценции [5, 6]. Эти методы позволяют в значительной степени избавиться от проблем калибровки, но требуют более сложной и дорогой аппаратуры для наблюдения.

Наиболее прямым методом является измерение собственного излучения нагретого тела — метод пирометрии. Он широко используется в экспериментальной практике и в производственно-технологических процессах [7]. Однако применение классических, хорошо развитых методов пирометрии для технологии роста МЛЭ КРТ затруднено двумя обстоятельствами: низкой температурой роста и особенностями спектра пропускания подложки GaAs в ИК-диапазоне. Успешное использование пирометрии в данном случае требует отдельного решения ряда принципиальных вопросов.

В данной работе рассматриваются методические и экспериментальные аспекты применения метода пирометрии для контроля температуры слоистых полупроводниковых структур в процессе их производства на примере выращивания гетероструктур КРТ в установках МЛЭ на комбинированной подложке CdTe/GaAs.

**Базовые принципы пирометрии слоистых объектов.** Пирометрия как метод измерения собственного излучения нагретых тел широко используется в исследованиях и технологическом контроле. Тем не менее применение этого метода к определению температуры полупроводниковых подложек и структур сильно ограничено, что связано с отсутствием излучения полупроводников в большей части ИК-диапазона (где метод хорошо развит для других применений) и со сложностью сбора оптического излучения из вакуумных технологических камер.

Рассмотрим базовые законы, по которым происходит излучение полупроводниковой слоистой структуры. Закон Кирхгофа выражает связь излучательной способности  $\xi$ , определённой как отношение энергии излучения объекта к энергии излучения абсолютно чёрного тела, с энергетическим коэффициентом поглощения  $A$  объекта. При этом выполняется детальное равновесие для выделенного направления и поляризации электромагнитной волны:

$$\xi_{p(s)}(\lambda, \beta, \varphi, \Theta) = A_{p(s)}(\lambda, \beta, \varphi, \Theta), \quad (1)$$

где  $\lambda$  — длина волны;  $\beta$  и  $\varphi$  — азимутальный и полярный углы соответственно, определяющие направление распространения излучения;  $\Theta$  — температура; индексы  $p$  и  $s$  обозначают поляризацию световой волны в плоскости падения излучения и в перпендикулярном направлении. Закон Кирхгофа был доказан для случая термодинамического равновесия в изотермической замкнутой полости и потому строго справедлив только при отсутствии результирующего теплового потока к поверхности или от неё. На практике же подтверждается малость поправок, обусловленных влиянием теплового потока на величины  $A$  и  $\xi$ . Это, по-видимому, связано с возможностью веществ поддерживать локальное термодинамическое равновесие и обладать независимыми свойствами от окружающего поля излучения [8]. Таким образом, излучательную способность объекта можно установить, рассчитав его поглощение.

Поток излучения  $P$ , попадающего на приёмник (Р) (рис. 1), состоит из лучистой энергии  $\Xi$  от образца (S), отражённого образцом потока энергии  $R'$  от экрана (В) и прошедшего через образец излучения  $T'$  от графитовой шайбы (G). Рассчитаем коэффициенты отражения и пропускания подложки GaAs с нанесёнными на неё слоями. Для вычисления поглощения слоистых систем используем матричный метод расчёта обобщённых коэффициентов Френеля [9]. Результирующая матрица рассеяния системы позволяет найти амплитудные коэффициенты отражения  $r_{p(s)}$  и пропускания  $t_{p(s)}$  слоистой системы.

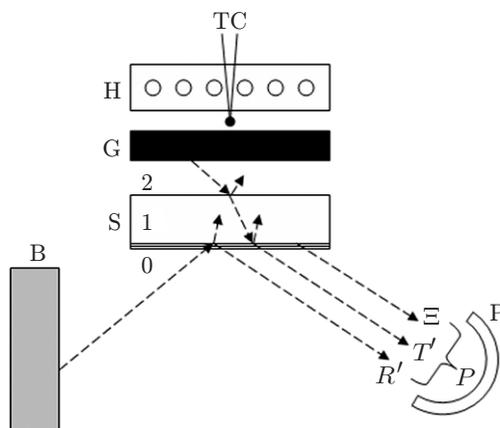


Рис. 1. Схема измерений при регистрации сигнала пирометром (Н — нагреватель, ТС — термопара; цифры возле образца соответствуют нумерации сред далее в формулах; слоистая структура находится на нижней (01) грани образца)

Для подложки следует отдельно рассчитывать сумму вторичных волн от двух её поверхностей со сложением интенсивностей. Это связано с тем, что продольная длина когерентности излучения, определяемая формулой  $l_{\text{cog}} = \langle \lambda \rangle^2 / \delta \lambda$ , составляет 20 мкм для диапазона 8–14 мкм и  $l_{\text{cog}} = 45$  мкм для диапазона 20–40 мкм и оказывается на порядок меньше геометрической толщины полупроводниковой подложки (400–600 мкм). С учётом показателя преломления GaAs данное неравенство становится ещё сильнее. В результате для энергетических коэффициентов отражения и пропускания системы подложка GaAs—слоистая структура получаем следующие формулы:

$$R_{02p(s)} = R_{01p(s)} + \frac{T_{01p(s)} T_{10p(s)} R_{12p(s)}}{1 - R_{10p(s)} R_{12p(s)} \alpha^2}, \quad (2)$$

$$T_{02p(s)} = \frac{T_{01p(s)} T_{12p(s)} \alpha}{1 - R_{10p(s)} R_{12p(s)} \alpha^2}. \quad (3)$$

Индексы 0, 1, 2 соответствуют различным средам (см. рис. 1); поглощение при распространении излучения в подложке определяется  $\alpha = \exp\left(-\frac{4\pi kd}{\lambda \cos \varphi_1}\right)$ , где  $k, d$  — показатель поглощения и толщина подложки,  $\varphi_1$  — угол преломления излучения в подложке. Фигурирующие в формулах (2), (3) коэффициенты  $T_{01}, R_{01}, T_{10}, R_{10}$  рассчитываются матричным методом. При вычислениях учитывается связь энергетических и амплитудных коэффициентов пропускания и отражения на границе сред с показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$ :

$$R_{12p(s)} = |r_{12p(s)}|^2, \quad T_{12p(s)} = \frac{n_2 \cos \varphi_2}{n_1 \cos \varphi_1} |t_{12p(s)}|^2.$$

Формула для пропускания следует из сохранения потока энергии, задающегося вектором Умова — Пойнтинга, и обусловлена скачком диэлектрической проницаемости и изменением сечения пучка вследствие преломления.

**Пирометрия слоистых структур на полупроводниковых подложках.** Спектр поглощения полупроводниковых образцов не является сплошным. На рис. 2 показаны спектры отражения, пропускания и поглощения для пластины GaAs при нормальном падении излучения, рассчитанные по данным из [10]. В диапазоне 1–15 мкм отсутствует

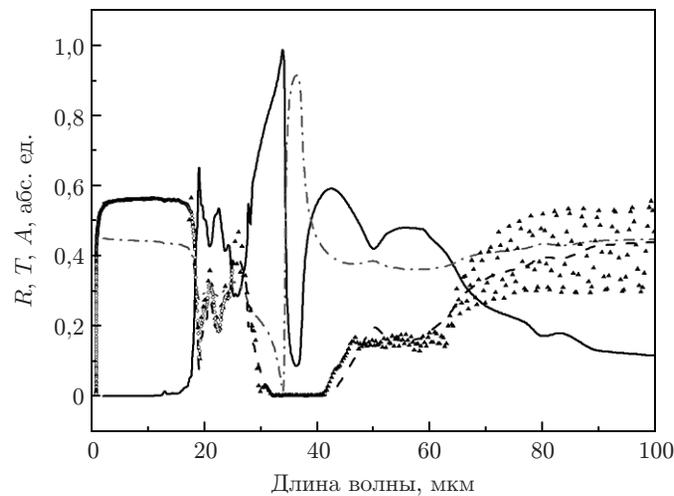


Рис. 2. Расчётные спектры коэффициентов поглощения (сплошная кривая), пропускания (пунктирная) и отражения (штрихпунктирная) GaAs при нормальном падении излучения на подложку толщиной 400 мкм (символы — измеренные значения коэффициента пропускания на спектрометрах Bruker Vector 22 и «Симекс» ФТ-801)

поглощение, поэтому согласно (1) отсутствует тепловое излучение. Применение распространённых методов ИК-пирометрии невозможно, поскольку именно в таком диапазоне работает большинство пирометров [4, 11]. Излучение в ближнем ИК-диапазоне ( $\lambda < 0,9$  мкм) также слишком мало для измерения. Применение пирометров с рабочим диапазоном вблизи края поглощения GaAs ( $\sim 900$  нм) возможно, начиная с температур 700 К и выше [4]. К тому же при росте слоёв происходит запыление окон, приводящее в случае материала КРТ к существенному поглощению в ИК-диапазоне (до 8 мкм). По этим причинам в качестве рабочего следует выбирать диапазон, захватывающий область решётчного поглощения (20–40 мкм) для GaAs, в котором присутствуют все три составляющих сигнала, регистрируемого пирометром: собственное излучение образца  $\Xi$ , излучение от нагревателя, расположенного за образцом  $T'$ , и отражённое от поверхности образца излучение  $R'$ .

Рассмотрим излучение, идущее от нагревателя к образцу. Конструкция нагревателя показана на рис. 1 и представляет собой нагревательный элемент из тантала, помещённый в керамическую оболочку из нитрида бора. Между образцом и нагревателем находится графитовая шайба для выравнивания пространственного распределения температуры. Между нагревателем и графитовой шайбой располагается термopара. На образец падает излучение именно с поверхности графитовой шайбы. Графит имеет сплошной спектр излучения и может считаться серым телом с коэффициентом черноты 0,8 [12].

Несмотря на то что графитовая шайба лежит непосредственно на поверхности образца, по экспериментальным наблюдениям тепловой контакт между графитом G и образцом S отсутствует. Для подтверждения этого в ряде экспериментов использовалась шайба с буртиком по периметру, который создавал зазор толщиной 0,5 мм между графитом и подложкой. Данные доступного температурного контроля и структура выращенных слоёв не выявили каких-либо отличий от экспериментов с шайбой, лежащей на образце. Таким образом, можно считать теплообмен в системе нагреватель—образец преимущественно лучистым.

Для моделирования процесса теплообмена использовались спектры GaAs, представленные на рис. 2. Условие баланса тепловых потоков для образца в системе графитовая

шайба—образец—вакуумная камера записывается следующим образом:

$$q_G + q_{VC} = q_G R_{21} + q_{VC} R_{01} + q_{10} + q_{12} + q_G T_{20} + q_{VC} T_{02}, \quad (4)$$

где  $q_G$  и  $q_{VC}$  — спектральные плотности теплового потока от графитовой шайбы и от вакуумной камеры в направлении образца;  $R$  и  $T$  — коэффициенты отражения и пропускания для соответствующих поверхностей;  $q_{10}$  и  $q_{12}$  — плотности собственного теплового излучения образца с соответствующих границ. Таким образом, в выражении (4) слева стоят тепловые потоки, направленные к подложке, а справа — от подложки. С учётом закона сохранения энергии в задаче одномерного распространения излучения  $R + T + A = 1$  формулу (4) можно переписать в виде равенства поглощённой и испускаемой энергий:

$$q_G A_{21} + q_{VC} A_{01} = q_{10} + q_{12}. \quad (5)$$

Для оценки градиента температуры по толщине полупроводниковой пластины рассмотрим стационарный случай, при котором выполняется равенство между потоком тепла через пластину за счёт теплопроводности и потоком излучения, идущего от пластины с поверхности 10. Здесь мы пренебрегаем обратным потоком тепла из камеры на пластину, т. е. делаем оценку сверху. Тогда из закона Фурье получаем

$$\frac{\nu}{d} (\Theta_{21} - \Theta_{10}) = \int_0^{\infty} \omega_{bb}(\Theta_{10}) \xi_{10}(\lambda) d\lambda, \quad (6)$$

где  $\nu$  и  $d$  — теплопроводность и толщина образца соответственно;  $\omega_{bb}$  — спектральная плотность излучения чёрного тела;  $\xi_{10}$  — излучательная способность образца в сторону вакуумной камеры. Численные оценки при значениях  $\nu = 20$  Вт/(м·К) [13],  $d = 600$  мкм и излучательной способности GaAs (см. рис. 2) дают  $\Theta_{21} - \Theta_{10} \approx 0,002$  К. Такие величины изменения температуры в нашем случае можно считать малыми, а значит, температуры обеих поверхностей полупроводниковой пластины приблизительно равны:  $\Theta_{10} \approx \Theta_{21} = \Theta_1$ .

Излучение со стороны образца, обращённой в вакуумную камеру, на самом деле частично компенсируется обратным потоком тепла, оценить который непросто. В вакуумной камере присутствуют разогретые до высоких температур источники Cd, Hg и Te малой площади, а также охлаждаемые экраны большой площади с температурой воды ( $20 \pm 1$  °С) и жидкого азота. Моделирование всей системы с учётом геометрических факторов каждого элемента является громоздкой задачей с неизвестными величинами в виде излучательных способностей отдельных элементов. В первом приближении все внутренние элементы вакуумной камеры считались чёрными телами со средней температурой 300 К.

Интегрированием по длинам волн условия баланса (5) с вышеупомянутыми приближениями была рассчитана зависимость температуры образца GaAs от температуры графита в стационарных условиях, которая изображена сплошной линией на рис. 3. Такая зависимость показывает существенный перегрев графита относительно пластины GaAs. Экспериментальное подтверждение этого приведено на рисунке, где символами показаны одновременные измерения температуры спая термопары и температуры пластины GaAs, определённой методом тандемной низкокогерентной интерференционной термометрии. Применяемый метод интерферометрических измерений температуры описан в [14]. Поскольку теплообмен в замкнутой системе серых тел является эффективным и приводит к выравниванию температур [8], а систему спираль нагревателя—термопара—графит можно считать достаточно изолированной от остального объёма, температура спая термопары близка к температуре графита. Метод тандемной низкокогерентной термометрии на подложке GaAs без поверхностных слоёв даёт достоверные результаты о температуре с точностью  $\pm 3$  °С.

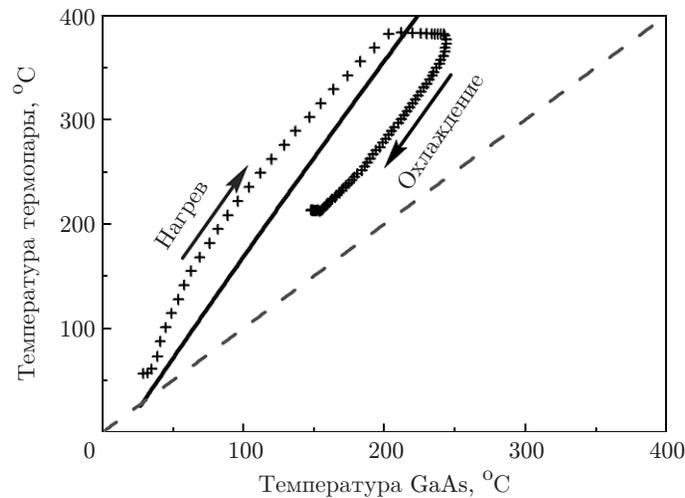


Рис. 3. Экспериментальная зависимость (символы) показаний термопары и интерференционного термометра в сравнении с теоретическими зависимостями для случаев теплообмена излучением (сплошная кривая) и при идеальном тепловом контакте (пунктирная)

Сопоставление теории и эксперимента показывает удовлетворительное совпадение. Гистерезис экспериментальных результатов вокруг теоретической кривой обусловлен нестационарностью процесса нагрева/охлаждения и наличием теплоёмкости элементов рассматриваемой системы. Стремление точек в начале и в конце процесса к теоретической кривой подтверждает её справедливость. Некоторые отличия наклона теоретической зависимости могут быть, но в пределах петли гистерезиса. Они связаны с принятыми допущениями при расчётах. Далее эта теоретическая зависимость будет использоваться при расчётах излучения от графита.

Типичная структура образца, получаемого в процессе МЛЭ КРТ, представляет подложку GaAs толщиной 400–600 мкм с нанесёнными на неё слоями ZnTe (10 нм), CdTe (5 мкм) и КРТ (до 15 мкм). Наиболее важным является измерение температуры при росте последнего слоя. Поверхностные слои влияют на излучательную способность образца. Согласно [15] при температурах вблизи 200 °С, соответствующих ростовому процессу, поглощение в слоях КРТ с составом  $x \geq 0,2$  в диапазоне 6–65 мкм отсутствует. В результате изменения в сигнале пирометра при их выращивании имеют чисто интерференционную природу. При этом вклад слоёв в коэффициенты отражения, пропускания и излучения рассчитывается вышеизложенным матричным методом.

**Экспериментальная техника.** Для регистрации изменений теплового излучения использовался пирометр, созданный по схеме, описанной в [16] и показанной на рис. 4.

Особенностями данного пирометра являются: выделение пространственной компоненты излучения от образца с помощью полевой диафрагмы D, что позволяет в значительной степени подавить излучение окружающих элементов вакуумной камеры, и поляризационная модуляция, которая даёт возможность избавиться от вклада рассеянного неполяризованного излучения и от эффектов, связанных с уменьшением пропускания вакуумного окна W вследствие запыления. Поляризационная модуляция создаётся вращением решёточного поляризатора и обеспечивает регистрацию разностного сигнала между  $p$ - и  $s$ -компонентами излучения благодаря модуляционному принципу регистрации сигнала в используемом тепловом пироэлектрическом приёмном устройстве. Поскольку излучение регистрируется под углом вблизи 70° от нормали к образцу, оно сильно поляризовано. Рассеянное излуче-

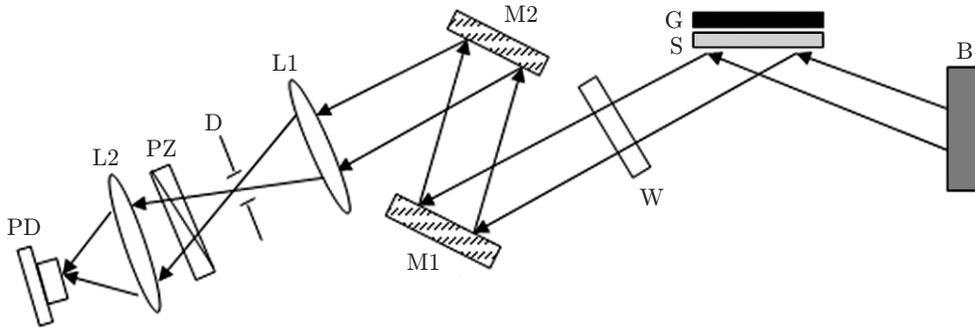


Рис. 4. Принципиальная схема пирометра (W — окно вакуумной камеры из KRS-5; M1, M2 — зеркала остаточных лучей; L1, L2 — фокусирующая оптика; D — поляризатор; PZ — вращающийся поляризатор; PD — фотоприёмник; остальные обозначения даны на рис. 1)

ние от элементов вакуумной камеры не поляризовано и, следовательно, не вносит вклада в измеряемый сигнал. Сигнал пирометра вычисляется по формуле

$$P = \left| \int_0^{\infty} S_p(R'_p + T'_p + \Xi_p) d\lambda - \int_0^{\infty} S_s(R'_s + T'_s + \Xi_s) d\lambda \right|. \quad (7)$$

Здесь  $S_{p,s}$  — спектральная чувствительность системы, в которую входит произведение спектральных функций пропускания окна, фильтров, фокусирующей оптики, спектральная чувствительность детектора, а также геометрический фактор. Сигналы  $R'$ ,  $T'$  и  $\Xi$  выражаются следующим образом:

$$R'_{p(s)}(\lambda) = \omega_{bb}(\Theta_B, \lambda) R_{02p(s)}(\lambda); \quad T'_{p(s)}(\lambda) = \omega_{bb}(\Theta_G, \lambda) T_{20p(s)}(\lambda); \quad (8)$$

$$\Xi_{p(s)}(\lambda) = \omega_{bb}(\Theta_S, \lambda) R_{10p(s)}(\lambda),$$

где  $\Theta_B$ ,  $\Theta_G$ ,  $\Theta_S$  — температуры термостатированного экрана В, графитовой шайбы G и образца S соответственно. Вид сигналов для подложки GaAs толщиной 400 мкм (без поверхностных слоёв) представлен на рис. 5.

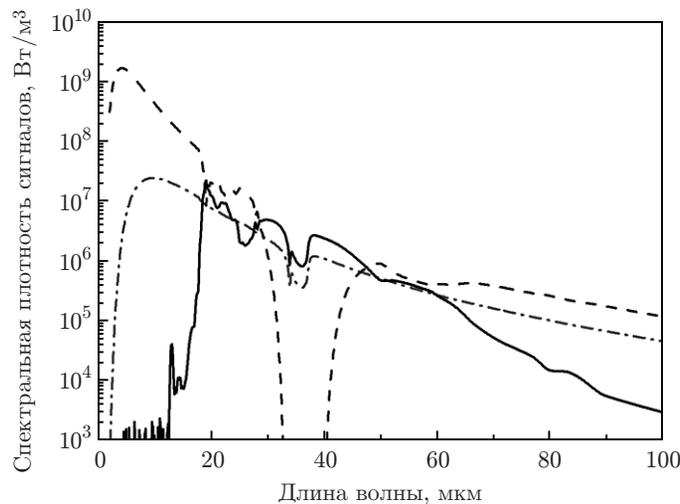


Рис. 5. Вид сигналов  $R'$ ,  $T'$  и  $\Xi$  для подложки GaAs толщиной 400 мкм без поверхностных слоёв (сплошная кривая — собственное излучение  $\Xi$ , пунктирная — прошедшее излучение от нагревателя  $T'$ , штрихпунктирная — отражённое излучение  $R'$ )

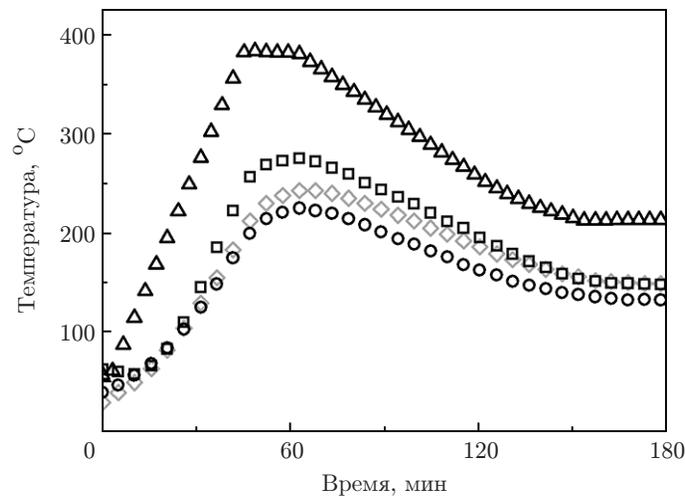


Рис. 6. Синхронные измерения температуры различными приборами контроля во время предэпитаксиальной подготовки образца (5 мкм CdTe на подложке GaAs 400 мкм) (треугольники — показания термопары, квадраты — пирометра, ромбы — эллипсометра, круги — интерферометра)

**Экспериментальные результаты и обсуждение.** На рис. 6 представлены синхронные измерения температуры во время подготовительного прогрева образца всеми имеющимися на установке МЛЭ КРТ средствами контроля. Кроме пирометра на камере был установлен эллипсометр, который даёт возможность отслеживать температурные изменения при известном составе растущего слоя [17], а также тандемный низкокогерентный интерферометр [14], позволяющий определять температурные изменения оптической толщины слоя CdTe. Кроме того, на рисунке приведены показания термопары, измеряющей температуру нагревателя.

Показания всех средств контроля следуют по траекториям одинаковой формы, которые соответствуют циклу прогрев/охлаждение. Расхождения связаны с неточностями калибровки каждого из методов. Видно, что качественно пирометр правильно отслежива-

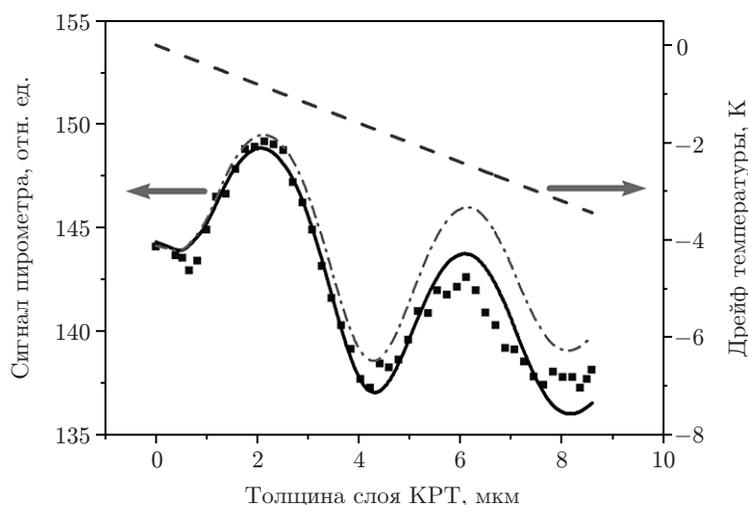


Рис. 7. Изменения сигнала пирометра при росте слоя КРТ с  $x = 0,3$  (штрихпунктирная кривая — расчёт при постоянной температуре, сплошная — с учётом температурного дрейфа (пунктирная кривая), символы — эксперимент)

ет изменение температуры. Также можно обнаружить более резкое изменение показаний пирометра по сравнению с данными методов эллипсометрии и интерферометрии. Это связано с регистрацией прошедшего через образец излучения ( $T'$ ) от графита, температура которого меняется по кривой, близкой к показаниям термопары.

При росте  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ , как и следовало ожидать, в сигнале пирометра наблюдаются осцилляции интерференционной природы, связанные с изменением толщины плёнки (рис. 7). Сопоставление экспериментальной (символы) и расчётной (штрихпунктирная кривая) зависимостей показывает совпадение их периода и фазы. Но в экспериментальной кривой есть уменьшение интенсивности, которое можно связать с изменением температуры. Если добавить в модель дрейф температуры и попытаться компенсировать тем самым изменения интенсивности, то дрейф составит  $3,7^\circ\text{C}$ . Результаты косвенно подтверждаются наличием слабого изменения состава по толщине  $\delta x \sim 0,002$ , обнаруженного методом вторичной ионной масс-спектрометрии. Так как состав контролируется по эллипсометрическим измерениям, которые чувствительны также и к температуре, то изменения в температуре на  $3,7^\circ\text{C}$  приведут (при поддержании показаний эллипсометра на постоянном уровне) к изменению состава на  $\delta x = 0,0015$ .

**Заключение.** В данной работе продемонстрированы возможности использования пирометрии в сложных условиях наблюдения. Поляризационная модуляция, пространственная и спектральная селекция излучения позволяют достичь необходимого для регистрации уровня полезного сигнала. Предложенные модели теплообмена и оптических свойств слоистой полупроводниковой структуры показали соответствие с экспериментальными результатами. Дальнейшее уточнение моделей и совершенствование экспериментальной техники дадут возможность использовать поляризационную пирометрию совместно с другими методами контроля как полноценный метод измерения температуры селективно излучающих тел с изменяющимися оптическими коэффициентами отражения, пропускания и поглощения. Данный метод может использоваться не только для описанных структур КРТ и процесса МЛЭ, но и быть адаптированным к другим технологическим процессам, в том числе с присутствием плазмы в камере, поскольку излучение плазмы неполяризовано и не будет оказывать влияния на измерения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Сабина И. В.** Дефекты структуры в пленках  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Новосибирск, 2006. 19 с.
2. **Бахтин П. А., Варавин В. С., Дворецкий С. А. и др.** Анизотропия проводимости пленок  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с периодическим микрорельефом поверхности, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии // *Автометрия*. 2002. № 2. С. 83–91.
3. **Температурные измерения:** Справочник /Под ред. О. А. Герашенко, А. Н. Гордов, А. К. Еремина и др. Киев: Наук. думка, 1989. 704 с.
4. **Магунов А. Н.** Лазерная термометрия твердых тел. М.: Физматлит, 2001. 224 с.
5. **Yamaguchi T., Ohkubo M., Ikeda N., Nomura T.** Measurement of semiconductor surface temperature using Raman spectroscopy // *Furukawa Rev.* 1999. N 18. P. 73–77.
6. **Sandroff C. J., Turco-Sandroff F. S., Florez L. T., Harbison J. P.** Substrate temperature measurement in a molecular beam epitaxy chamber using in situ GaAs photoluminescence monitoring // *Appl. Phys. Lett.* 1991. **59**, N 10. P. 1215–1217. DOI: 10.1063/1.105507.
7. **Radiometric Temperature Measurements. II. Applications** /Eds. Zh. Zhang, B. Tsai, G. Machin. Amsterdam: Elsevier, 2010. 458 p.
8. **Зигель Р., Хауэлл Дж.** Теплообмен излучением. М.: Мир, 1975. 935 с.

9. Азам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М: Мир, 1981. 583 с.
10. **Handbook** of Optical Constants of Solids /Ed. E. D. Palik. San Diego: Academic, 1985. Vol. 1. 804 p.
11. **Гаррисон Т. Р.** Радиационная пирометрия. М: Мир, 1964. 248 с.
12. **Излучательные** свойства твердых материалов: Справочник /Под общ. ред. А. Е. Шейндлина. М.: Энергия, 1974. 472 с.
13. **Blakemore J. S.** Semiconducting and other major properties of gallium arsenide // Journ. Appl. Phys. 1982. **53**, N 10. P. 123–181.
14. **Волков П. В., Горюнов А. В., Лукьянов А. Ю. и др.** Оптический мониторинг технологических параметров в условиях молекулярно-пучковой эпитаксии // Физика и техника полупроводников. 2012. **46**, вып. 12. С. 1505–1509.
15. **Adachi S.** Optical Constants of Crystalline and Amorphous Semiconductors. Numerical Data and Graphical Information. Boston: Kluwer Academic Publishers, 1999. 714 p.
16. **Пат. 2149366 РФ.** Способ бесконтактного измерения температуры /С. А. Дворецкий, С. А. Дулин, Н. Н. Михайлов и др. Заяв. № 98107404/28, 14.04.1998. Оpubл. 20.05.2000, БИ № 14.
17. **Свиташев К. К., Швец В. А., Мардежов А. С. и др.** Метод эллипсометрии в технологии синтеза соединений кадмий—ртуть—теллур // Автометрия. 1996. № 4. С. 100–109.

*Поступила в редакцию 12 июля 2017 г.*

---