

Комплексное прецизионное измерение оптических характеристик серийных пластин фосфида индия

© Л.А. Федюхин¹, Е.А. Колосовский¹, А.В. Горчаков²

¹ Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

e-mail: leogal2007@mail.ru

Поступила в редакцию 06.06.2024 г.

В окончательной редакции 27.10.2024 г.

Принята к публикации 18.11.2024 г.

Выполнено прецизионное измерение оптических характеристик пластин фосфида индия серийного производства, включая толщины, показатели преломления подложки и переходных слоёв, а также поглощение переходного слоя. Измерения проведены методом инвариантов при длине световой волны 1549.14 nm. Детальный анализ целевой функции обнаружил существование регулярных областей локализации значений целевой функции — карманов. Определена ширина карманов, период, связь с параметрами, определяющими количество минимумов угловых распределений коэффициентов пропускания. Проведен расчёт доверительных интервалов измеряемых значений оптических параметров фосфида индия.

Ключевые слова: классическая оптика, интерферометрия, показатель преломления, интерферометр Фабри-Перо, метод инвариантов.

DOI: 10.61011/OS.2024.12.59808.6765-24

Введение

Получение точных значений показателя преломления прозрачных материалов имеет первостепенное значение для проектирования и производства многих оптических устройств, среди которых проектирование оптических приборов высокого разрешения, большой числовой апертуры, с минимальными сферическими и хроматическими aberrациями [1], лазеры с вертикальным излучением на поверхности резонатора [2], светоизлучающие и суперлюминесцентные диоды [3], фотоприемники [4], фотоэлектрические устройства [5], тонкопленочные многослойные структуры, такие как антибликовые покрытия с высокой отражательной способностью и другие спектральные интерференционные фильтры [6]. Знание дисперсии показателя преломления (уравнение Sellmeiera) нелинейных кристаллов имеет важное значение для проектирования частотно-конверсионных устройств. Для этих применений показатель преломления кристалла должен быть известен с точностью 0.0001 [7]. Высокая требовательность к точности показателя преломления подложки важна при расчёте элементов интегральной оптики [8–11].

Первые данные о показателе преломления фосфида индия относятся к 1965 г. [12]. Значения приведены для диапазона длин волн от 1200 nm до 1600 nm. В [13] сообщается о значении показателя преломления плёнки InP, выращенной на *n*-легированной подложке с концентрацией носителей до уровня $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, и его взаимосвязи с плотностью носителей заряда в зоне

проводимости подложки. В [14,15] методом многоугловой эллипсометрии в области угла Брюстера измерены показатели преломления подложки фосфида индия и его оксида. О наличии на поверхности естественного оксида фосфида индия говорится в [16]. Важной считаем публикацию [17], в которой приведены результаты температурных зависимостей показателей преломления пластин Si, GaAs и InP относительно их значений при комнатной температуре.

Интерференционные методы измерения показателей преломления оптических материалов признаны наиболее точными [18,19]. Многократные переотражения в интерферометре приводят к неограниченному увеличению длины взаимодействия света с материалом, что и обуславливает высокую точность при определении материальных параметров интерференционными методами. Именно этим методом производятся измерения показателей преломления эталонов [20]. Различают два типа интерференционных методов — абсолютный и относительный. Абсолютный метод фактически является методом измерения скорости света в материале образца. Относительный интерференционный метод основан на сравнении интерференционных картин эталона, показатель преломления которого измерен абсолютным интерференционным методом, и образца. Оба метода требуют знания с высокой точностью как длины взаимодействия света с материалом, так и значения длины волны зондирующего излучения. Принципиально важен учёт переходных слоёв между контактирующими средами [21,22]. Ошибка, в зависимости от выбранного

метода, может достигать 10%, что неприемлемо при проектировании интегрально-оптических схем. Следует также иметь в виду возможную зависимость измеряемых параметров от толщины подложки, поскольку фазовая длина (количество длин волн, укладываемых на толщине образца D с показателем преломления n для пластин, используемых при создании интегрально-оптических элементов $Dn/\lambda < 10^3$).

Согласованная по всем параметрам минимизация (расчёт параметров структуры по экспериментальным данным) представляет весьма сложную задачу, для решения которой необходима разработка специализированного алгоритма. Возрастает роль численных экспериментов, проясняющих трансформацию целевой функции в процессе минимизации. Встаёт вопрос в выборе параметров, наиболее ярко представляющих эту трансформацию. Целью данной работы является именно такой комплексный подход к проведению измерений и расчёту основных оптических характеристик материалов, экспериментально реализованный на пластинах фосфида индия. Измерения проведены на длине волны света $\lambda = 1549.14$ nm при температуре 23°C на пластинах InP серийного производства с использованием абсолютного интерференционного метода — метода инвариантов [21]. Обработка экспериментальных результатов проведена на основе математической модели симметричной пяти-слойной структуры.

Интерференционный рефрактометр абсолютного типа

Измерения интерференционной картины при пропускании света через образец выполнены на стенде, блок-схема которого приведена на рис. 1, *a*. Основным элементом оптической части схемы является юстировочный узел 5 с закреплённым на его платформе измеряемым объектом 6. Конструкция юстировочного узла обеспечивает:

- возможность совмещения рабочей поверхности структуры с осью вращения платформы (обозначена красной точкой на рис. 1, *a*);
- расположения оптической оси в плоскости, перпендикулярной рабочей поверхности структуры;
- совмещения оптической оси от источника зондирующего излучения I с осью вращения платформы;
- вариацию углов падения зондирующего излучения на образец в диапазоне $\sim 180^\circ$.

Луч света, линейно поляризованного в плоскости падения (p -волна), от одночастотного источника излучения, направленный по оптической оси, проходит через клиновидный делитель пучка 2, призму Глана 4, образец 6. Его интенсивность измеряется фотоприёмниками 2 и 7. Программный блок 8 осуществляет управление вращением платформы юстировочного узла 5, запись измеряемых величин, расчёт оптических параметров структуры.

В качестве источника излучения использовали твердотельный одночастотный лазер BLD-1550-BF-20, с внешним программируемым блоком температурной стабилизации Thorlabs TTC001, что обеспечило поддержку температуры рабочей зоны лазера на уровне $(18.0 \pm 0.1)^\circ\text{C}$. Такая стабилизация важна, поскольку в предварительных экспериментах зафиксировано существенное влияние температуры лазерного диода, как следствие изменение длины волны излучателя, на угловые распределения коэффициентов пропускания (рис. 2, *a*).

Непосредственное измерение длины световой волны с использованием высокоточного измерителя *Ångström Laser Spectrum Analyzer (LSA)*, *Hifinesse Japan K.K.*, Япония, подтвердило паспортные значения лазерного диода: $\lambda = 1549.14$ nm, $\Delta f = 200$ kHz, однако не смогло дать уточнённых значений длины волны при изменении температуры. Приведенные на рис. 2, *a* результаты показывают высокую чувствительность коэффициента пропускания к длине волны лазерного излучения, существенно превышающую разрешение высокоточного измерителя *Ångström LSA*.

Преимуществом предлагаемой оптической схемы является использование геометрии на пропускание. В этом случае световой зайчик, прошедшего через образец пучка, практически неподвижен и при повороте образца не выходит за апертуру фотоприёмника. Кроме того, сама плоскопараллельная пластина образца в данной схеме выступает резонатором Фабри-Перо. Это существенно снижает уровень шумовых сигналов, обусловленных мельчайшими вибрациями образца. Интенсивности падающего и прошедшего через образец света измеряли одновременно двумя ИК фотоприёмниками PM-100. В начале каждого эксперимента измеряли калибровочный коэффициент оптической схемы K , равный отношению интенсивностей I_3/I_{2off} , регистрируемых фотоприёмниками 2 и 7 (рис. 1, *a*), в отсутствие образца. Это позволило существенно снизить влияние дрейфа интенсивности излучателя и регистрировать на выходе непосредственно коэффициент пропускания образца: $T = (I_4/I_{2on})/K$.

Тестирование стенда показало: апертура зондирующего излучения на рабочей поверхности образца по уровню $1/e$ составляет ~ 2 mm; расходимость пучка $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ rad; эллиптичность излучения после пропускания через призму Глана составила $\sim 2 \cdot 10^{-4}$, стандартное отклонение калибровочного коэффициента оптической схемы K от среднего по времени значения не превышало 10^{-4} . Динамический диапазон измерения коэффициента пропускания ~ 80 dB. Температуру помещения с измерительным стендом измеряли датчиком, расположенном вблизи образца. За время проведения эксперимента (~ 600 s) изменение температуры не превышало 0.2°C при средней температуре 23.0°C .

На рис. 2, *b* показано отклонение, измеряемого в эксперименте угла поворота образца, от линейного тренда. Измерения проводили через равные промежутки времени (реперные точки через 1 s). Отсчёты угла между реперами проводили в предположении постоянной

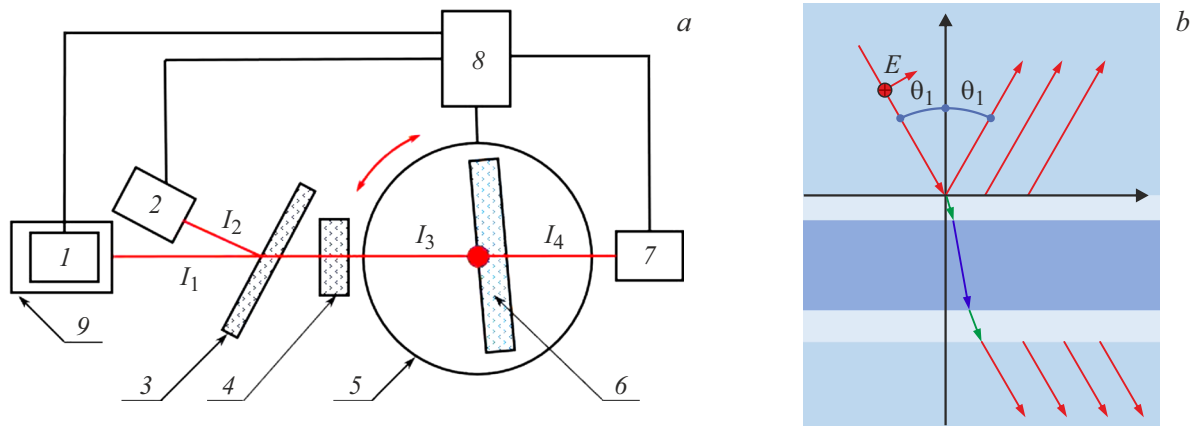


Рис. 1. (а) Схема измерительного стенда. 1 — твердотельный одночастотный лазер BLD-1550-BF-20, 2, 7 — ИК фотоприёмники РМ-100, 3 — клиновидный делитель пучка, 4 — призма Глана, 5 — юстировочный узел на базе программно-управляемого поворотного столика Thorlabs HDR50, 6 — образец, 8 — автоматизированный блок управления юстировочным узлом и записи измеряемых параметров, 9 — блок температурной стабилизации лазерного диода; (б) схема, поясняющая расположение слоёв в модели пятислойной симметричной структуры. Прохождение лучей света показано стрелками. Обозначения слоёв сверху вниз: показатели преломления $\{n_1 = 1, \tilde{n}_2, n_3, \tilde{n}_2, n_1 = 1\}$; толщины $\{d_1 = \infty, d_2, d_3, d_2, d_1 = \infty\}$.

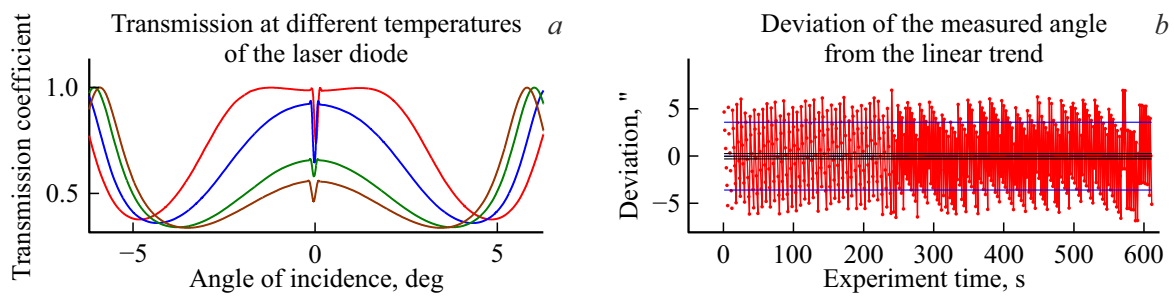


Рис. 2. (а) Угловая зависимость коэффициента пропускания вблизи нормали при температуре лазерного диода +19°C (красная линия), +23°C (синяя), +25°C (зелёная), +27°C (коричневая); (б) отклонение угла поворота образца от линейного тренда в угловых секундах.

угловой скорости платформы. Измерение коэффициента пропускания также осуществлялось через равные промежутки времени. Используемая схема практически исключала влияние неравномерности вращения платформы 5 (рис. 1, а). Черными линиями на рис. 2, б отмечен доверительный интервал при измерении углов, составляющий менее 0.3 угловых секунд. Синие линии обозначают стандартное отклонение.

Математическая модель

Теоретической основой работы интерференционного рефрактометра абсолютного типа является хорошо разработанный раздел оптики взаимодействия света с многослойными плоскопараллельными структурами [23,24], являющимися одновременно интерферометрами Фабри-Перо [25]. Известно [26], что для пластин с идеальными границами раздела сред, когда толщина переходных слоёв равна нулю, между углами $\theta = [\theta_1, \dots, \theta_q]$, определяющими положение минимумов коэффициентов от-

ражения/максимумов коэффициента пропускания интерференционной картины, существует инвариантная связь:

$$\begin{cases} Inv_\epsilon = \sin^2 \theta_q - \frac{(4 \sin^2 \theta_{q+1} - 3 \sin^2 \theta_q - \sin^2 \theta_{q+2})^2}{8(\sin^2 \theta_{q+2} - 2 \sin^2 \theta_{q+1} + \sin^2 \theta_q)}, \\ Inv_d = 2 \sin^2 \theta_{q+1} - \sin^2 \theta_q - \sin^2 \theta_{q+2}. \end{cases}$$

Величины Inv_ϵ и Inv_d постоянны для данного материала, не зависят от номера q интерференционного минимума и могут быть рассчитаны по измерению углового положения трёх ближайших интерференционных минимумов θ_q . Это позволяет непосредственно и независимо рассчитать и показатель преломления, и толщину пластины:

$$n_3 = n_1 \sqrt{Inv_\epsilon}, \quad d_3 = \frac{\lambda}{\sqrt{2Inv_d}}.$$

Однако многочисленные попытки авторов воспользоваться этим свойством плоскопараллельных пластин не имели успеха. Результаты расчёта по экспериментальным данным давали существенное расхождение с

ожидаемыми значениями как для показателя преломления, так и для толщины пластины. Похожая ситуация имеет место и при попытке измерения показателя преломления по коэффициенту отражения вблизи нормали, а также вблизи угла Брюстера [22]. Вывод однозначный — модель идеальных границ раздела сред должна быть дополнена переходными слоями, учитывающими особенности границ раздела реальных структур. Для плоскопараллельных пластин это приводит к модели пятислойной структуры. В том случае, когда обе поверхности обработаны по единой технологии — симметричной пятислойной структуре (рис. 1, *b*). Средний слой моделирует материал, для которого необходимо получить значение показателя преломления. Переходные слои 2 и 4 учитывают особенности границ раздела реальных структур с внешней средой (слои 1 и 5). Угловые распределения коэффициентов отражения дают рекуррентные формулы для *m*-слойных структур [23,24]

$$R_m = |r_m|^2 = \left| \frac{g_{m,m-1} + r_{m-1} \exp(-i\beta_m d_m)}{1 + g_{m,m-1} r_{m-1} \exp(-i\beta_m d_m)} \right|^2.$$

Здесь r_m — обобщённые коэффициенты Френеля, $g_{m,m-1} = \frac{n_m \cos \theta_{m-1} - n_{m-1} \cos \theta_m}{n_m \cos \theta_{m-1} + n_{m-1} \cos \theta_m}$ — классические коэффициенты Френеля для *p*-волны,

$\beta_m = \frac{4\pi}{\lambda} n_m \cos \varphi_m$ — фазовая длина *m*-го слоя.

Разумно предположить, что тонкие переходные слои слабо портят инвариантные соотношения и экстремумы угловых распределений коэффициентов отражения/пропускания позволяют однозначно восстановить параметры структуры.

Целевая функция. Карманы

С целью проверки выдвинутого предположения был поставлен численный эксперимент, в котором в качестве наблюдаемых параметров был выбран вектор-строка экстремумов коэффициента пропускания световой волны, поляризованной в плоскости падения — $\theta^i = (\theta_1^i, \theta_2^i, \dots, \theta_m^i)$, для тестовой симметричной пятислойной структуры с параметрами: показатели преломления слоёв — $\{n_1^i, n_2^i, n_3^i, n_4^i, n_5^i\} = \{1.0, 2.8, 3.16, 2.8, 1.0\}$; толщины — $\{d_2^i, d_3^i, d_4^i\} = \{100, 365000, 100\}$ nm. Длина волны зондирующего излучения $\lambda = 1549.244$ nm.

Для решения поставленной задачи необходимо провести минимизацию целевой функции

$$F(d_i, n_i) = |\theta^i - \theta(d_i, n_i)|^2, \quad (1)$$

представляющей собой сумму квадратов отклонений положения экстремумов тестовой — θ^i и пробной — θ структур. Суммирование в (1) идет исключительно по угловому положению экстремумов. Амплитуды коэффициента пропускания, являющиеся существенным источником погрешностей, в расчёте не участвуют. Более того, численные расчёты показывают, что положение

экстремумов слабо зависит от таких параметров как дифракционная расходимость светового пучка и наличие поглощения в переходных слоях. Ожидаемые значения доверительных интервалов для всех параметров структуры, определяемых интерференционными методами, составляют $\sim 10^{-7}$. Понятно, что простым циклическим перебором определить минимум целевой функции четырёх переменных затруднительно — объем фазового пространства весьма велик. Число точек $> 10^{20}$. Проанализируем динамику минимизации целевой функции для самого простого случая, когда тестовая структура трёхслойка ($d_2^i = d_4^i = 0$). Минимизацию ведём по двум параметрам пробной структуры — показателю преломления n_3 и безразмерному параметру $\xi_3 = \frac{d_3 n_3}{\lambda}$ — числу длин волн при нормальном прохождении через слой толщиной d_3 и показателем преломления n_3 . Важно отметить, что параметр ξ_3 однозначно связан с абсолютным номером первого от нормали интерференционного минимума углового распределения коэффициента пропускания [25]:

$$m_{\max} = \left\lfloor 2 \frac{d_3}{\lambda} n_3 \right\rfloor = \lfloor 2\xi_3 \rfloor, \quad (2)$$

а также определяет количество интерференционных минимумов углового распределения:

$$N = m_{\max} - m_{\min} = \lfloor 2\xi_3 \rfloor - \left\lceil 2\xi_3 \sqrt{1 - \frac{n_1^2}{n_3^2}} \right\rceil. \quad (3)$$

Здесь $m_{\min} = \left\lceil 2 \frac{d_3}{\lambda} n_3 \right\rceil = \lceil 2\xi_3 \rceil$ — абсолютный номер последнего интерференционного минимума углового распределения коэффициента отражения.

Результаты численного расчёта приведены на рис. 3.

Видим, что значения $F(\xi_3, n_3)$, как функция χ^2 (рис. 3, *a*), локализуются в весьма узкие периодически расположенные карманы. Минимумы каждого из карманов реализуются при разных значениях параметра n_3 (рис. 3, *b*).

С изменением ξ_3 значение m_{\max} остаётся постоянным в некотором диапазоне — кармане до тех пор, пока целая часть от $2\xi_3$ не изменится на единицу. Таким образом, ширина кармана по ξ_3 составляет 0.5. Остаётся постоянным и общее количество минимумов интерференционной картины в кармане — N . Более того, целочисленные решения уравнения (3) при переходе в соседние карманы содержат значительную часть значений N , равных его значению в нулевом кармане, границы которого обозначены чёрными вертикалями на рис. 4, *a*.

Численный расчёт показывает, что минимумы карманов расположены строго периодически, с периодом, равным удвоенной ширине кармана — единице. Глобальный минимум целевой функции формируются при равенстве абсолютных номеров m_{\max} и m_{\min} тестовой и пробной структур. Для формирования локального минимума в карманах достаточно, чтобы совпало общее количество минимумов интерференционных картин —

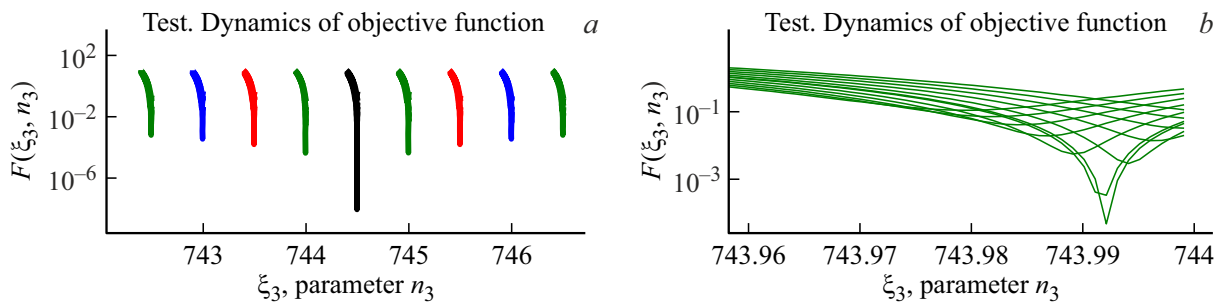


Рис. 3. (a) Динамика целевой функции. Параметр семейства кривых — n_2 (черным цветом обозначен нулевой карман); (b) динамика целевой функции в минус первом кармане.

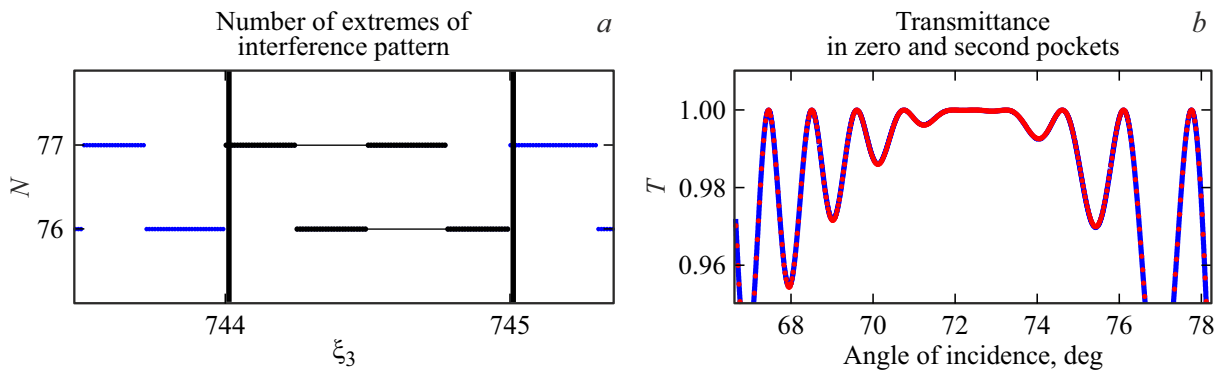


Рис. 4. (a) Число экстремумов интерференционной картины; (b) коэффициент пропускания при параметрах, определяемых нулевым (синяя линия) и вторым (красный пунктир) карманами (табл. 1).

Таблица 1. Значения параметров, полученные алгоритмом минимизации в различных карманах

Карман	m_{\max}	d_3 , nm	n_3
-2	149	364 748	3.15
-1	148	364 874	3.15
0	148	365 000	3.16
1	148	365 126	3.16
2	148	365 251	3.16

N . Параметры структуры, определяемые каждым из карманов (d_3^{\min}, n_3^{\min}) сильно отличаются друг от друга (табл. 1). В то же время и угловые распределения коэффициента пропускания, и положение экстремумов трудно различимы (рис. 4, b).

О такого рода „подобных“ структурах сообщалось ранее [27]. Их наличие мешает экспериментатору получить однозначный результат минимизации. Только в том случае, когда значение целевой функции в минимуме существенно меньше его значения в нескольких соседних карманах, экспериментатор имеет веские основания считать полученные минимизацией значения достоверными. В противном случае необходимо привлечь дополнитель-

ные данные, в частности результаты непосредственного измерения толщины структуры с необходимым доверительным интервалом, определяемым промежутками между минимумами в соседних карманах. Минимизация по параметру ξ_3 имеет и практическое значение, поскольку не требует знания длины волны зондирующего излучения. Следует, однако, помнить, что определённый таким образом параметр справедлив в узком диапазоне длин световых волн, когда можно пренебречь дисперсией показателя преломления. Отметим важную деталь. Интерференционная картина пропускания может иметь „лишний минимум“, отвечающий углу полной поляризации. В силу этого обстоятельства часть минимумов вблизи ожидаемого угла Брюстера следует исключить из процесса минимизации.

Наличие тонких переходных слоёв $d_2^t, d_4^t \neq 0$ принципиально ничего не меняет в поведении целевой функции (рис. 3). Отличием является наличие дополнительных локальных минимумов в каждом из карманов при кратных значениях параметра $\xi_2 = \frac{d_2}{\lambda} n_2$ (рис. 5). Периодичность минимумов в них не является строгой. В области одного кармана (любого из четырёх) целевая функция является монотонно вогнутой (рис. 5, b), что существенно облегчает поиск минимума.

Представленные на рис. 5 зависимости убеждают, что алгоритм уверенно определяет единственный минимум в расчетном диапазоне параметров. В окрестности ми-

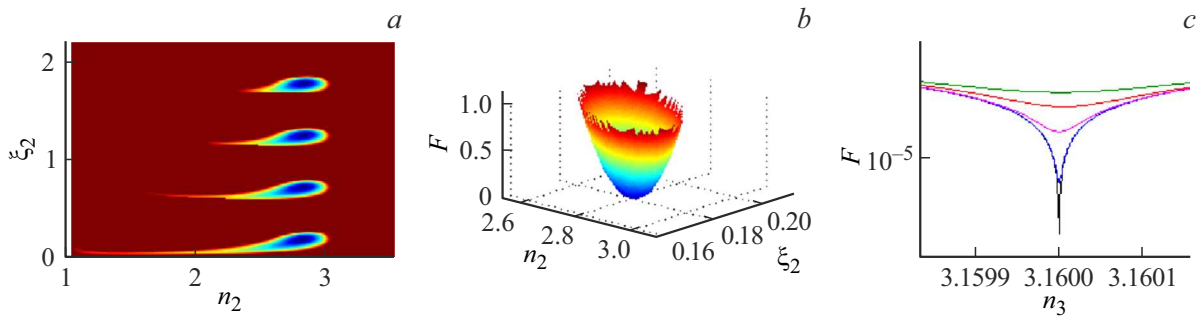


Рис. 5. (a) Цветовая карта целевой функции в координатах ξ_2, n_2 ; (b) целевая функция в области минимума кармана, (c) динамика целевой функции при наличии шумовых добавок с амплитудой $\delta = 0$ (чёрная линия), $1''$ (синяя), $10''$ (пурпурная), $30''$ (красная), $60''$ (зелёная).

нимума значение целевой функции монотонно уменьшается при приближении пробных параметров структуры к тестовым значениям (рис. 5, b). Динамика целевой функции при наличии нормально распределённой шумовой добавки (рис. 5, c) свидетельствует об устойчивости алгоритма к погрешностям измерений. Проведенный численный эксперимент подтверждает выдвинутую выше гипотезу о том, что вектор-строка углового положения экстремумов коэффициента пропускания θ' содержит достаточно информации для восстановления оптических параметров структуры.

Как правило, измерение углового положения интерференционных минимумов содержит систематическую ошибку, связанную с определением угла, отвечающего нормальному падению излучения на образец. Минимизировать данную систематическую ошибку можно, включив малую поправку ϕ_N к углу нормали в список варьируемых параметров. Остаточная клиновидность измеряемой структуры также является источником систематической ошибки. Для её минимизации положение образца выбираем таким образом, чтобы ось (ребро) клина была параллельна плоскости падения. Переходные слои могут быть зоной поглощения излучения. Это диктует необходимость включить в модель мнимую добавку к показателю преломления переходного слоя: $\tilde{n}_2 = n_2 + ik_2$. Таким образом, алгоритм минимизации в модели симметричной пяти-слойки включает минимизацию целевой функции по шести параметрам $\{n_2, d_2, n_3, d_3, k_2, \phi_N\}$.

Эксперимент

Объект измерения — пластина фосфида индия серийного производства, представляющая собой четвертинку диска толщиной $360 \mu\text{m}$, диаметром 50mm . Именно такие пластины используют при создании интегрально оптических устройств. На рис. 6 приведено угловое распределение коэффициента пропускания, полученное измерением по схеме, представленного выше интерференционного рефрактометра абсолютного типа.

Распределение содержит более 12 тысяч точек значений коэффициента пропускания, равноудалённых по

углу падения, обозначая 306 экстремумов. Их угловое положение, отвечающее правой ветви интерференционной картины, приведено на рис. 7, a. В обработку приняты экстремумы с номерами с 1 по 137 и с 144 по 151. Экстремумы в области угла Брюстера (номера с 138 по 143) были исключены по причине возможного наличия „лишнего минимума“, отвечающего ожидаемому углу Брюстера подложки. Представленные на рис. 6 результаты показывают, что меры, направленные на повышение резкости интерференционной картины, дали положительный результат.

Минимизацию (поиск параметров в модели симметричной пяти-слойки, наилучшим образом соответствующим эксперименту) проводили по схеме описанного выше численного эксперимента. На рис. 8, a представлен график целевой функции $F(\xi_2)$ при различных значениях параметра n_2 . Каждый из пяти карманов определяет набор из пяти параметров, отвечающих минимальному значению целевой функции в кармане (табл. 2). Глобальный минимум (карман 2) определяет параметры структуры. Отметим, что определённые интерференционным методом параметры толщин переходных слоёв много меньше длины световой волны. Это следствие свойств интерферометра Фабри-Перо, в котором длина взаимодействия света с материалом (оптическая длина) многократно возрастает за счёт многочисленных переотражений.

Динамика целевой функции вблизи второго кармана приведена на рис. 8, b как функция ξ_2 при различных значениях параметров ξ_3, n_2, n_3 . Как видим, изменение любого из параметров ξ_2, ξ_3, n_2, n_3 приводит к монотонному росту целевой функции, что указывает на абсолютный характер минимума в кармане. Угловые положения экстремумов, рассчитанные по параметрам минимизации в каждом кармане, практически совпадают как между собой, так и с экспериментальными значениями (рис. 7, a), что говорит о подобии структур, определяемых этими карманами. Следует отметить, что в рамках метода параметры структуры по табл. 2 в карманах различаются довольно сильно. Никаких других

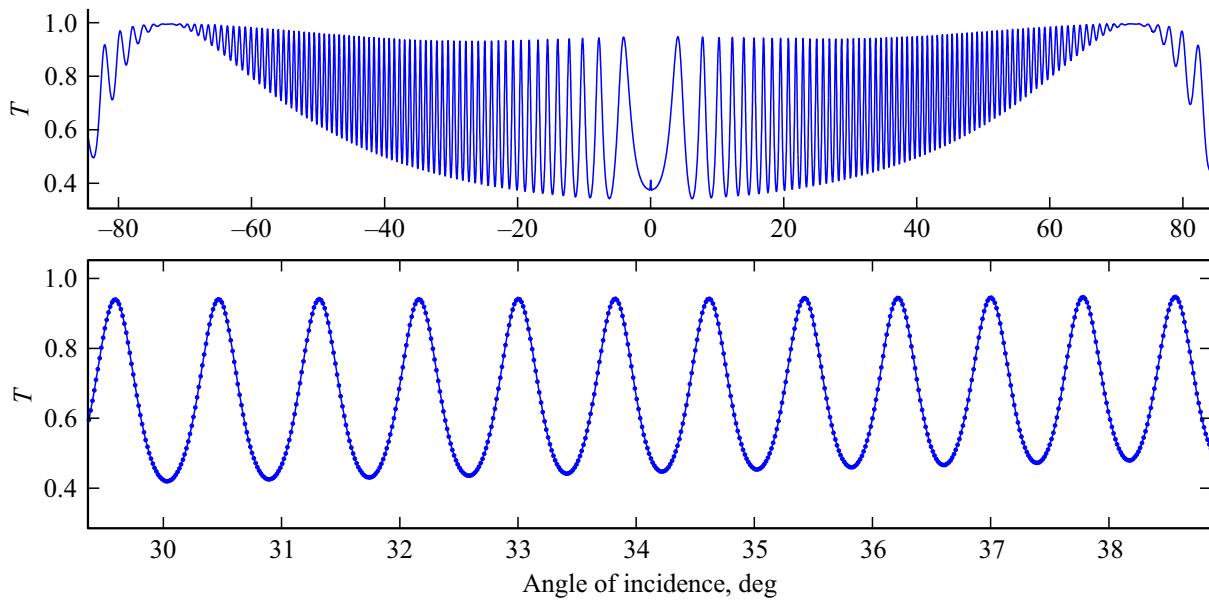


Рис. 6. Эксперимент. Угловое распределение коэффициента пропускания, полученное измерением на интерференционном рефрактометре абсолютного типа.

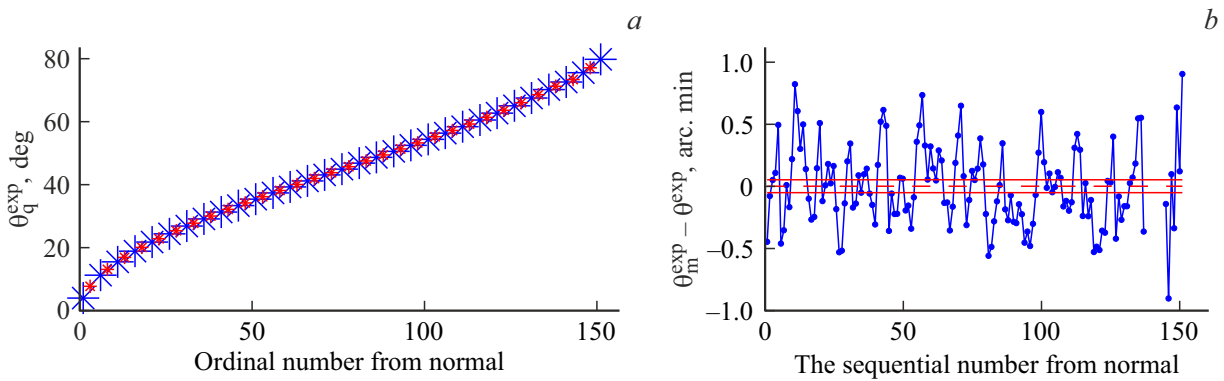


Рис. 7. (a) Экстремумы правой ветви коэффициента пропускания обозначены синим цветом. Экстремумы, полученные минимизацией, помечены красным цветом; (b) отклонение в угловом положении экстремумов, зафиксированных экспериментально, от их расчётных значений.

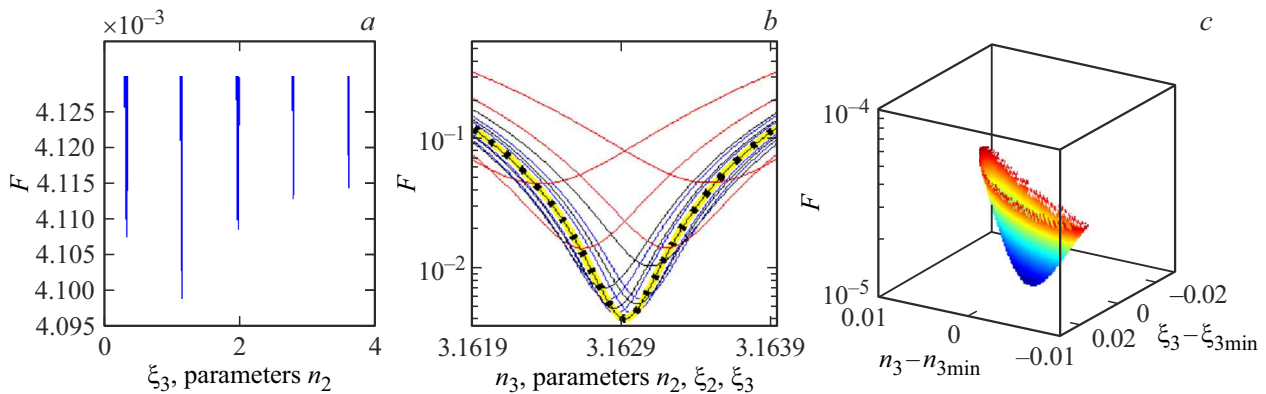


Рис. 8. (a) Целевая функция в координатах $F(\xi_2)$, параметр n_2 ; (b) динамика целевой функции в минимуме второго кармана. Семейство кривых параметра n_2 обозначено красным цветом, параметра n_3 — синим, параметра ξ_3 — чёрным. Жёлтым пунктиром подсвечена общая для всех семейств кривая; (c) целевая функция в области минимума кармана.

Таблица 2. Значения параметров в модели симметричной пятислойной структуры, полученные алгоритмом минимизации в различных карманах

№	1-й карман	2-й карман	3-й карман	4-й карман	5-й карман
d_2, nm	108.4	371.9	633.6	894.3	1154.6
d_3, nm	366740.0	366208.9	365681.7	365157.1	364633.8
n_2	3.122448	3.122819	3.123000	3.123086	3.123333
n_3	3.162794	3.162884	3.162971	3.163053	3.163129
k_2	0.0025	0.001	0.0004	0.00028	0.00024
NevD, nm	22.7	18.6	14.7	11.4	8.8

значений, промежуточных между указанными, быть не может. Метод определяет дискретный набор параметров.

Обратим внимание, что используемая при расчётах модель имеет ступенчатый профиль показателя преломления с чётко обозначенными границами (рис. 1, b). Определяемые на основе экспериментальных данных параметры переходного слоя, конечно же, являются „эффективными“. В реальности границы размыты. Их положение можно обозначить лишь условно — эффективными значениями. Условной становится и толщина переходного слоя. Именно это условное значение толщины переходного слоя и соответствует измеренному абсолютным интерференционным методом в эксперименте значению в модели симметричной пятислойной структуры.

В последней строке табл. 2 приведено значение невязки толщины структуры к экспериментально измеренному методом инвариантов значению: $NevD = D_{\text{exp}} - (d_3 + 2d_2)$. Для определения D_{exp} авторы использовали микрометр. Образец зажимался между головкой микрометра и центрированной к ней полусферой диаметром 5 mm. Измерение проведено методом многократного измерения толщины в различных точках структуры в области падения светового пучка. Это позволило определить среднее значение, стандартное отклонение и доверительный интервал значений толщины структуры: $D_{\text{exp}} = 366.93 \pm 0.02 \mu\text{m}$. То же значение, полученное методом инвариантов, составляет $D = d_3 + 2d_2 = 366952.7 \pm 0.3 \text{ nm} = 366952.7 \pm 0.0003 \mu\text{m}$ (табл. 3). Видим, что доверительный интервал при измерении толщины микрометром почти на порядок больше доверительного интервала при измерении методом инвариантов. Таким образом, абсолютный интерференционный метод инвариантов является весьма точным бесконтактным методом измерения толщины плоскопараллельных пластин в практически важном диапазоне от единиц микрон до нескольких миллиметров, когда наблюдается качественная интерференционная картина.

Таблица 3. Оптические характеристики серийной пластины InP

Параметр	Значение
Длина световой волны, nm	1549.14 ± 0.01
Толщина переходного слоя, nm	371.9 ± 0.2
Толщина подложки, nm	366208.9 ± 0.3
Показатель преломления переходного слоя	3.123 ± 0.003
Показатель преломления подложки	3.162884 ± 0.000002
Поглощение в переходном слое	0.0010 ± 0.0001
Минимум целевой функции	0.0040987

Доверительные интервалы измеряемых параметров

Важным аспектом метода, претендующего на измерение материальных параметров, является расчёт доверительных интервалов. В нашем случае вопрос осложняется тем, что измеряемым параметром является только угол падения, а доверительный интервал необходимо рассчитать для каждого из параметров — $\{n_2, d_2, n_3, d_3\} \equiv \{h_i\}$. Угловое положение экстремума есть функция его номера и параметров структуры: $\theta_q = F(h_i)$. Изменение любого из параметров h_i приводит к смещению экстремума. Дифференциал смещения:

$$\Delta\theta_m = \Delta F(h_i) = \sum_i \frac{\partial F}{\partial h_i} \Delta h_i = \sum_i b_i \Delta h_i.$$

Частные производные определяют коэффициенты линейной регрессии b_i . Они показывают скорость и знак смещения экстремума по одной переменной, при фиксированных значениях остальных. Расчёт на основе модели пятислойной симметричной структуры с параметрами, полученными минимизацией (табл. 3, карман 2) показывает, что все коэффициенты регрессии $b_i > 0$.

В этом случае для верхней оценки дифференциалов $\{\Delta h_i\}$ примем $\Delta h_i = \Delta \theta_q(h_i)/b_i$. Доверительный интервал по уровню 0.95 для параметров h_i получен численным расчётом дифференциала для 91-го экстремума, при котором изменения максимальны $\theta_{91} = 50.57^\circ$. Экспериментальное значение доверительного интервала (в угловых минутах) рассчитано по отклонению экспериментального положения экстремумов от значений, полученных минимизацией. Оно отмечено красными сплошными линиями на рис. 7, *b*. Значения параметров структуры, определённые вторым карманом, приведены в табл. 3.

Заключение

Проведено комплексное прецизионное измерение оптических характеристик серийной пластины фосфида индия. Проведен детальный анализ динамики целевой функции, что позволило ввести понятие карманов — областей локализации значений целевой функции. Найдена ширина карманов, период локализации, связь с параметрами, определяющими количество минимумов угловых распределений коэффициентов пропускания. Доказана возможность восстановления оптических параметров материала исключительно по измерению экстремумов коэффициента пропускания без привлечения данных о толщине структуры. Проведённый анализ позволил построить эффективный алгоритм минимизации целевой функции, однозначно восстанавливающий с высокой точностью пять параметров материала — абсолютный показатель преломления подложки, абсолютный показатель преломления переходного слоя, толщину подложки, толщину переходного слоя, коэффициент поглощения переходного слоя. В работе проведен расчёт доверительных интервалов оптических параметров фосфида индия.

Интерференционная схема с внешним резонатором требует при работе чрезвычайной аккуратности [25]. Предложенная и успешно апробированная схема абсолютного интерференционного рефрактометра менее чувствительна к мельчайшим вибрациям элементов оптической схемы, поскольку резонатором Фабри-Перо выступает сам образец. Получаемая интерференционная картина отличается высокой контрастностью. Оптическая схема интерференционного рефрактометра абсолютного типа (рис. 1, *a*) может быть реализована, в том числе как отдельный оптический прибор.

Проведенные измерения подтверждают перспективность метода инвариантов для оперативного измерения показателей преломления материалов, в том числе материалов с высокими значениями показателей преломления. Установлено наличие переходного слоя с „эффективным“ значением толщины 371.9 ± 0.2 nm. Измерение характеристик переходного слоя может оказаться полезным для контроля поверхности при различных

способах её обработки. Авторы считают перспективным применение метода инвариантов в метрологии, в том числе в области создания эталона показателя преломления.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] D.B. Leviton, B.J. Frey. Proc. SPIE, **6273**, 62732K (2006). DOI: 10.1117/12.672853
- [2] C.W. Wilmsen, H. Temkin, L.A. Coldren. Optics & Laser Technology, **32**, 293–296 (1999).
- [3] C.F. Lin, B.L. Lee. Appl. Phys. Lett., **71**, 1598–1600 (1997). DOI: 10.1063/1.119844
- [4] L. Kozlowski, G. Williams, G. Sullivan, C. Farley, R. Anderson, J. Chen, D. Cheung, W. Tennant, R. DeWames. IEEE Transactions on Electron Devices, **38**, 1124–1130 (1991). DOI: 10.1109/16.78388
- [5] H. Cotal, C. Fetzer, J. Boisvert, G. Kinsey, R. King, P. Hebert, H. Yoon, N. Karam. Energy Environ. Sci., **2**, 174 (2009).
- [6] G. Rempe, R.J. Thompson, H.J. Kimble, R. Lalezari. Opt. Lett., **17**, 363–365 (1992).
- [7] A. Bruner, D. Eger, M.B. Oron, P. Blau, M. Katz. Opt. Lett., **28**, 194–196 (2003).
- [8] K.A. Коç. Opt. Spectrosc., **127**, 1117–1121 (2019). DOI: 10.1134/S0030400X1912035X
- [9] B.J.H. Stadler, J.P. Lorenzo. MRS Online Proceedings Library, **422**, 357–362 (1996). DOI: 10.1557/PROC-422-357
- [10] El-Sayed El-Zaiat. Opt. Review, **21**, 54–59 (2014). DOI: 10.1007/s10043-014-0009-x
- [11] S.V. Mutilin, T. Khasanov. Opt. Spectrosc., **105**, 461–465 (2008). DOI: 10.1134/S0030400X0809018X
- [12] G.D. Pettit, W.J. Turner. J. Appl. Phys., **36**, 2081 (1965). DOI: 10.1063/1.1714410
- [13] M.S. Whalen, J. Stone. J. Appl. Phys., **53**, 4340 (1982). DOI: 10.1063/1.331213
- [14] В.А. Швец, С.В. Рыхлицкий, И.Я. Мигтова, Е.В. Томина. ЖТФ, **83** (11), 92 (2013).
- [15] C.M. Herzinger, P.G. Snyder, B. Johs, J.A. Woollam. J. Appl. Phys., **77** (4), 1715 (1995).
- [16] T.S. Chao, C.L. Lee, T.F. Lei. J. Materials Science Lett., **12**, 721 (1993).
- [17] J.A. McCaulley, V.M. Donnelly, M. Vernon, I. Taha. Phys. Rev. B, **49** (11), 7408 (1994).
- [18] Shyam Singh. Phys. Scr., **65**, 167 (2002).
- [19] А.Л. Брикс. В кн.: *Исследования в области оптических и световых измерений. Труды метрологических институтов СССР* (Энергия, Л., 1976), Т. 193, с. 14–19.
- [20] ГОСТ 28869-90. *Межгосударственный стандарт ИПК* (Издательство стандартов, М., 2005).
- [21] Л.А. Федюхин, А.В. Горчаков, Е.А. Колосовский. Письма в ЖЭТФ, **116** (5), 275 (2022). DOI: 10.31857/S1234567822170025
- [22] Л.А. Федюхин, А.В. Горчаков, Н.Г. Коробейщиков, И.В. Николаев. Письма в ЖЭТФ, **114** (5), 304 (2021). DOI: 10.31857/S1234567821170031
- [23] М.М. Горшков. *Эллисометрия* (Советское радио, М., 1974).

- [24] F. Scandone, L. Ballerini. *Nuovo Cemento*, **3**, 81 (1946).
DOI: 10.1007/BF02858126
- [25] Н.И. Калигиевский. *Волновая оптика* (Высшая школа, М., 1995).
- [26] Л.А. Федюхин, А.В. Горчаков, Е.А. Колосовский. *Опт. и спектр.*, **128**, 266 (2020).
DOI: 10.21883/OS.2020.02.48975.219-19
- [27] Л.А. Федюхин, А.В. Горчаков. *ЖЭТФ*, **158** (5), 792 (2020).
DOI: 10.31857/S0044451020110036