

## ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КРИСТАЛЛОВ В ДИАПАЗОНЕ 300 - 800 К (ОБЗОР)

© 1996 г. А. Н. Магунов, О. В. Лукин

*Институт микроэлектроники*

*Российской АН*

Поступила в редакцию 05.05.95 г.

В обзоре проведен сравнительный анализ методов термометрии полупроводниковых кристаллов в процессах микротехнологии. Обсуждаются условия проведения измерений и ограничения традиционных методов (термопарного и радиационного). Рассматриваются физические принципы и особенности, положенные в основу быстро развивающейся группы методов, в которых измеряются температурно-чувствительные оптические параметры полупроводников. Проведены оценки методов по ряду критериев, важных для температурных измерений: производительности, помехозащищенности, чувствительности, температурному диапазону измерений, идентифицируемости сигнала.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Современные процессы микротехнологии основаны на использовании химически активной газоразрядной плазмы, электронных и ионных пучков, оптического излучения для целенаправленного воздействия на поверхность полупроводниковых кристаллов и тонких пленок [1 - 3]. Температура полупроводниковых пластин (Si, GaAs и т.д.), применяемых в качестве подложек при создании микросхем, является одним из управляющих параметров в процессах осаждения тонких пленок и травления структур. Проблема измерения температуры пластин не является новой: в основных обзорах по вакуумно-плазменной технологии, опубликованных за последние 20 лет [2 - 5], обсуждаются значимость задачи и трудности измерения. Однако и в настоящее время термометрия кристаллов трудоемка, методически сложна и не всегда надежна. Для определения температуры подложки в плазме иногда приходится использовать не менее сложные и неоднозначные косвенные методы, например измерять температуру вращательных степеней свободы молекулярного газа и обосновывать тепловое равновесие между газовой фазой и поверхностью [6] либо применять в качестве подложки кварцевый пьезокристалл, по сдвигу частоты которого определяется температура [7].

Кроме традиционных методов термометрии (термопара, радиационная пирометрия ИК диапазона) в настоящее время начинает использоваться ряд новых методов, разработанных в последние 10 лет [8 - 14] и основанных на измерении температурно-чувствительных оптических параметров кристаллов с помощью внешних источников излучения. Аналогичные физические явления и элементная база используются в волокон-

нооптических датчиках температуры, где роль термометрического тела выполняют полупроводниковые пленки [15, 16]. Однако полупроводники сравнительно редко применяются в качестве термочувствительных элементов в волоконно-оптических датчиках, поэтому рассмотрение температурных эффектов при взаимодействии излучения с кристаллами выполнено в обзорах [17, 18] лишь на качественном уровне. Кроме того, для кристаллов с  $h \approx 0.3-1$  мм и тонких пленок ( $h \leq 1$  мкм) обычно различаются не только измерительные характеристики (чувствительность т.д.), но и возможности регистрации некоторые эффектов (например, температурный сдвиг края не прямых оптических переходов легко наблюдается в кристаллах с  $h \geq 0.3$  мм, но не регистрируется в тонких пленках).

Обзор Андерсона [19] по термометрии в производстве интегральных микросхем предназначен для ознакомления технологов, т.е. потребителей измерительных средств, с состоянием термометрии. Методы обсуждаются с точки зрения требований, предъявляемых к точности поддержания температуры пластин в технологических процессах, основное внимание уделяется термопарным и радиационно-пирометрическим методам. Оптическая термометрия представлена в обзоре только на качественном уровне.

Таким образом, в литературе отсутствует обобщенная информация о том, на какой теоретической и экспериментальной основе развиваются новые методы, каковы предельные возможности и перспективы использования в исследованиях и технологическом контроле, возможно ли целевое создание новых методов, специализированных для решения конкретных задач.

Цель нашего обзора - провести анализ физических принципов и особенностей оптической термометрии, рассмотреть количественные характеристики регистрируемых информативных параметров, обозначить проблемы, требующие решения для развития этого направления оптической диагностики.

### 2. ТРЕБОВАНИЯ К МЕТОДАМ

Одним из основных требований к методам термометрии является высокая производительность измерений. Метод можно считать производительным, если подготовка эксперимента требует меньших затрат времени, чем его проведение. Производительный метод позволяет за разумное время провести необходимое число экспериментов по выяснению роли каждого из управляющих параметров в многопараметрических процессах микротехнологии. Как правило, используемый набор методов диагностики включает только методы, сравнимые по производительности, трудоемкости и точности

измерений; практически всегда из исследований со временем устраняются методы, уступающие другим по названным параметрам (при этом, естественно, теряется и информация, как видно из работ в области взаимодействия плазмы с поверхностью, где тепловые измерения очень редки [3]).

Вторым требованием к методу термометрии в разряде является помехозащищенность, которую характеризуют отношением сигнал/шум. Проверка помехозащищенности канала связи, по котором передается информация о температуре пластины, проводится путем сравнения сигналов при включенном и выключенном источнике помех (источником может быть высокочастотный (ВЧ) разряд в плазмохимическом реакторе, ионный пучок в имплантаторе и т.д.). Для полностью защищенного метода характер сигнала в обоих случаях остается неизменным.

Необходимое условие использования метода - высокая чувствительность регистрируемого сигнала к изменению температуры, не уступающая чувствительности традиционных методов.

Диапазон измеряемых температур должен быть достаточным для регистрации всего нестационарного процесса (например, от  $\approx 300$  К в момент зажигания разряда до установившегося значения 700 - 800 К).

Существенным достоинством измерительного метода является однозначная идентификация регистрируемого сигнала, т.е. качественные отличия в форме сигнала в случаях нормального и нарушенного измерительного процесса (при этом изменение формы однозначно свидетельствует об отклонении экспериментальной схемы от нормы). Эту характеристику методов термометрии будем обозначать термином "идентифицируемость сигнала".

Сравнение методов будет проводиться по следующим критериям: производительности, помехозащищенности, чувствительности, диапазону измерения и идентифицируемости сигнала.

### 3. ОГРАНИЧЕНИЯ ТРАДИЦИОННЫХ МЕТОДОВ ТЕРМОМЕТРИИ

Существует ряд причин, по которым адаптация известных методов (термопарного, термолюминесцентного и радиационного) к измерению температуры кристаллов в плазме затруднена, а систематические исследования тепловых эффектов при взаимодействии плазмы с поверхностью практически не проводятся с использованием этих методов.

Ограничения термопарного метода связаны, в первую очередь, с контактным характером измерения. Механический контакт сферического спая термопары с поверхностью сосредоточен на столь малой площади, что тепловое сопротивление контакта может быть больше теплового сопротивления проводников, при этом температурная кинетика кристалла регистрируется неточно [20]. Специальные меры по уменьшению погрешностей являются трудоемкими. Например, установление надежного теплового контакта термопары с кристаллом требует дополнительных операций (напыления термопары на поверхность или приклеивания спая к поверхности), что резко снижает производительность измерений.

Вторая трудность при использовании термопар связана с высоким уровнем электромагнитных помех в установках с применением плазмы и пучков заряженных частиц. Полное экранирование чувствительного спая и подводящих проводников сопровождается увеличением погрешности и постоянной времени измерительной схемы.

По этим причинам в исследованиях взаимодействия плазмы или пучков заряженных частиц с кристаллами температурные измерения проводятся редко (обычно измеряется только температура держателя).

В 80-е годы получил распространение термолюминесцентный датчик с волоконно-оптической связью [21, 22], в котором сигнал о температуре чувствительного элемента переносится к регистрирующему прибору световым потоком. Чувствительным элементом является люминофор (оксисульфиды лантана или европия, флюорогерманат магния, легированный марганцем), у которого спектр фотолюминесценции изменяется с температурой. Возбуждающее ультрафиолетовое излучение направляется по оптическому волокну на люминофор, приклеенный к торцу волокна. Измеряется отношение интенсивностей люминесценции для двух участков спектра на выходе волоконно-оптической линии. Влияние электрических помех полностью исключено, поскольку отсутствует гальваническая связь между чувствительным элементом и регистрирующим прибором. С помощью этого датчика проводилось измерение тепловой мощности, передаваемой из плазмы на поверхность [22], а также исследование влияния экзотермического эффекта реакции на скорость травления металлических пленок в плазме [23]. Однако основная проблема, связанная с установлением теплового контакта датчика с образцом, осталась нерешенной: воспроизводимость результатов зависит от воспроизводимости контакта датчика с поверхностью, поэтому разброс значений температуры достигает 100 °С при температуре кристалла 300 °С [19].

Использование радиационной пирометрии инфракрасного (ИК) диапазона сталкивается с двумя препятствиями: сравнительно интенсивным излучением газоразрядной плазмы и нагретых элементов вакуумной камеры и низкой излучательной способностью (рис. 1) слаболегированных полупроводниковых пластин в области температур  $\Theta \leq 800$  К [24]. Спектры ИК-излучения плазмы молекулярных газов состоят из полос колебательно-вращательных переходов, рекомбинационного и тормозного континуумов. Проблемы отстройки от линий и полос излучения плазмы, а также учета континуумов при измерениях теплового излучения кристаллов в настоящее время не решены. Данные о спектрах неравновесного излучения при взаимодействии ионных пучков высокой энергии (100 кэВ - 1 МэВ) с кристаллами (в процессах ионного синтеза и легирования) в литературе отсутствуют.

### 4. ОБЩАЯ СХЕМА ОПТИЧЕСКОЙ ТЕРМОМЕТРИИ

Изменение температуры кристалла сопровождается изменением межатомных расстояний и скоростей элементарных процессов, что приводит к температурной зависимости оптических параметров. Известны температурные зависимости ширины запрещенной зоны, действительной и мнимой частей показателя преломления, концентрации и подвижности свободных носителей заряда, плотности фононов для каждой разрешенной моды колебаний решетки [25].

Оптическая термометрия [26] состоит из последовательности преобразований: в соответствии с температурой кристалла устанавливается значение физического параметра, проводится его измерение оптическим методом, затем на основе известных соотношений между температурой, физическим параметром и регистрируемым оптическим сигналом определяется температура. Данная последовательность предполагает использование внешнего зондирующего излучения, т.е. диагностика активна.

Если температурно-чувствительный параметр  $X$  кристалла связан с величиной регистрируемого оптического сигнала  $Z$  зависимостью  $Z(X)$ , чувствительность  $S$  метода термометрии определяется следующим образом:

$$S = Z_0^{-1} \frac{\partial Z}{\partial X} \frac{\partial X}{\partial \Theta} \quad (1)$$

Величина  $Z_0$  вводится в (1) для представления  $S$  в единицах  $K^{-1}$  или  $\% K^{-1}$  (относительное изменение сигнала при изменении температуры на 1 К). В качестве масштаба  $Z_0$  используется либо величина сигнала до начала температурных измерений (например, при  $\Theta = 300$  К), либо величина сигнала при текущей температуре (тогда вместо  $Z_0$  в выражение подставляют  $Z$ ).

Выражение (1) можно представить в виде произведения двух коэффициентов чувствительности:  $S = S_1 S_2$ , где  $S_1 = Z_0^{-1} \partial Z / \partial X$ ,  $S_2 = \partial X / \partial \Theta$ .

Этап преобразования, обусловленный связью  $X(\Theta)$  любого из перечисленных параметров кристалла и температуры, носит фундаментальный характер, и для всех разновидностей термометрии, использующих один и тот же параметр  $X$ , этот этап остается неизменным.

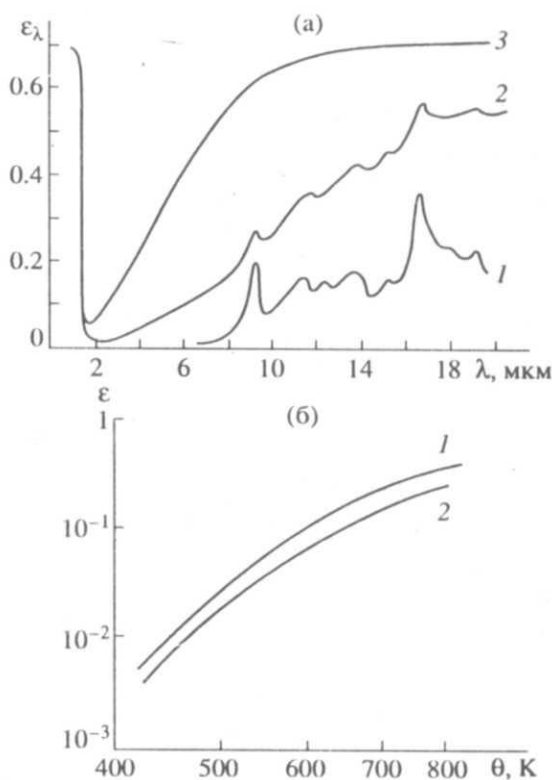


Рис. 1. Спектральная (а) и интегральная (б) излучательная способность монокристалла кремния, а - температура, К: 600 (1), 700 (2), 800 (3); толщина 0.5 мм; б - толщина кристалла 0.5 мм (1), 0.3 мм (2).

Следующий этап заключается в оптическом считывании информации о величине параметра  $X$ . Чувствительность  $S_1$ , этого этапа зависит от того, какова функциональная зависимость регистрируемого сигнала от оптического параметра, т.е. от схемы эксперимента. Ниже будет показано, что температурно-чувствительный параметр может влиять на регистрируемый сигнал посредством линейной, экспоненциальной или периодической зависимости. Именно на этом

этапе возникает различие используемых методов по зависимости регистрируемого сигнала от температуры. Выбор способа считывания позволяет изменять чувствительность термометрии на несколько порядков величины.

В настоящее время для определения температуры кристаллов используются наиболее простые схемы линейной оптики: измерение коэффициентов отражения и пропускания, параметров поляризации отраженного света при наклонном падении (эллипсометрия), углов дифракции света на периодической структуре, спонтанное комбинационное рассеяние. Данные об использовании нелинейно-оптических явлений для термометрии кристаллов в литературе отсутствуют.

## 5. ТЕРМОМЕТРИЯ ПО ОТРАЖЕНИЮ И ПРОПУСКАНИЮ СВЕТА КРИСТАЛЛАМИ

Рассмотрим наиболее широкий класс методов, основанных на взаимодействии плоской световой волны с плоскопараллельной пластиной. Излучение может взаимодействовать с одной поверхностью (если пластина непрозрачна) либо с обеими, частично поглощаться в объеме, многократно отражаться и интерферировать. Основные закономерности взаимодействия показаны на примере монокристаллов кремния, так как они наиболее изучены и, кроме того, более 95% интегральных схем производится на кремниевых пластинах. Перенос представлений и методов на другие кристаллы возможен при наличии количественных данных по их оптическим свойствам в нужном температурном диапазоне.

Для выяснения механизмов и скоростей температурной трансформации спектров и сигналов, регистрируемых различными методами, рассмотрим вначале схемы получения, структуру и характеристики спектров при  $\Theta = 300 \text{ K}$ , а затем явления при более высоких температурах.

### 5.1. Коэффициенты отражения и пропускания

Выражения для коэффициентов отражения и пропускания света с учетом интерференции имеют следующий вид [27]:

$$R = R_0 \cdot \frac{1 + \exp(-2ah) - 2 \exp(-ah) \cos(2nk_0h)}{1 + R_0^2 \exp(-2ah) - 2R_0^2 \exp(-ah) \cos(2nk_0h + 2\delta)} \quad (2)$$

$$T = \frac{(1 - R_0)^2 [1 + (\kappa/n)^2] \exp(-ah)}{1 + R_0^2 \exp(-2ah) - 2R_0 \exp(-ah) \cos(2nk_0h + 2\delta)} \quad (3)$$

$$R_0 = \frac{(n-1)^2 + \kappa^2}{(n+1)^2 + \kappa^2} \quad (4)$$

$$\text{tg} \delta = \frac{2\kappa}{n^2 + \kappa^2 - 1}$$

Где  $n$  и  $\kappa$  - действительная и мнимая части комплексного показателя преломления  $\tilde{n} = n - i\kappa$ ;  $\alpha = 4\pi\kappa/\lambda_0$  - коэффициент поглощения;  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ ,  $\lambda_0$  - длина волны в вакууме;  $h$  - толщина кристалла.

При облучении кристалла квазимонохроматическим светом с конечной спектральной шириной  $\Delta\lambda$  происходит частичная или полная компенсация максимумов и минимумов интерференции. Условие полной компенсации состоит в том, чтобы при измерении длины волны в интервале  $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$  происходило измерения аргумента тригонометрической функции в (2)-(3) на величину, кратную или существенно превышающую  $2\pi$ . Получаем условие  $\Delta\lambda \gg \lambda^2/2nh$  или тождественное ему  $\Delta\nu \gg (2nh)^{-1}$ , где  $\nu = \lambda^{-1}$ . Для кремниевых пластин толщиной 0.5 мм в ИК-диапазоне ( $n=3.4$ ) получаем  $\Delta\nu \gg 3 \text{ см}^{-1}$

Аналогичная компенсация интерференционных экстремумов происходит в случае, когда по сечению светового пучка имеется разнотолщинность пластины, в этом случае условие принимает вид  $\Delta h \gg \lambda/2n$ . Для серийно выпускаемых пластин монокристаллического кремния изменение толщины составляет 0.3 - 0.5 мкм на длине 1 см вдоль поверхности пластины. Для подавления интерференции необходимо, чтобы на диаметре пучка толщина изменялась на  $\Delta h \gg 0.16 \text{ мкм}$  (для оценки приняты  $\lambda=1.15 \text{ мкм}$   $n=3.54$ ). Если диаметр мал, это условие не выполняется и влияние интерференции существенно. Признаком, позволяющим установить разнотолщинность пластины по сечению пучка, является то, что в спектре пропускания наблюдается разный контраст интерференции в области малых и больших длин волн. Например, для кремниевых пластин интерференция в спектре пропускания при диаметре пучка 0.5 см практически не наблюдается в области  $\nu \approx 8000\text{-}3000 \text{ см}^{-1}$  ( $\lambda=1.25\text{-}3.3 \text{ мкм}$ ), но существенна в области  $\nu \approx 1000\text{-}100 \text{ см}^{-1}$  ( $\lambda=10\text{-}100 \text{ мкм}$ ). При спектральном ( $\Delta\nu \gg 1/2nh$ ), геометрическом ( $\Delta h \gg \lambda/2n$ ) или смешанном (когда  $\Delta(k_0h) \gg \pi/n$ ) подавлении интерференции результат взаимодействия света с пластиной описывается приближением многократных отражений без интерференции, которое получается интегрированием (2)-(3) по периоду косинуса:

$$T = \frac{(1-R_0)^2 \exp(-\alpha h)}{1-R_0^2 \exp(-2\alpha h)} \quad (5)$$

$$R = R_0 \cdot \frac{1+[1-2R_0 \cos(2\delta)] \exp(-2\alpha h)}{1-R_0^2 \exp(-2\alpha h)} \quad (6)$$

### 5.2. Спектры пропускания-отражения и оптические параметры монокристалла кремния при $\theta_0 \approx 300\text{К}$

Полупроводниковый кристалл при  $\theta \approx 300\text{ К}$  является прозрачным ( $\alpha h \ll 1$ ) или полупрозрачным ( $\alpha h \sim 1$ ) при выполнении следующих условий:

а) ширина запрещенной зоны  $E_g$  достаточно велика ( $E_g > (20 - 25)k\theta_0$  где  $k$  – постоянная Больцмана), при этом концентрация собственных свободных носителей (электронов и дырок) мала и не обеспечивает полного поглощения на толщине кристалла: для Si выполняется соотношение  $E_g \approx 43k\theta_0$ ;

б) кристалл является слаболегированным (концентрация легирующей примеси не превышает  $10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ;

в) энергия кванта излучения меньше ширины запрещенной зоны.

Для слаболегированных кристаллов Si, используемых в микротехнологии, концентрация легирующей примеси (фосфор, бор и т.д.) по порядку величины составляет  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Та же величина характеризует концентрацию свободных носителей при  $\theta_0 = 300\text{ К}$ . Область прозрачности кристалла охватывает диапазон от  $\lambda \approx 1.2 \text{ мкм}$  до  $\lambda \sim 1 \text{ мм}$ .

Спектр пропускания монокристалла Si, легированного фосфором с концентрацией  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ , приведен на рис. 2. Для подавления интерференционных эффектов использовано низкое спектральное разрешение  $\Delta\nu \approx 6 \text{ см}^{-1}$ .

Коэффициент пропускания при  $\lambda > 1.2 \text{ мкм}$  равен примерно 0.53 вследствие френелевых потерь на двух поверхностях кристалла (но не вследствие поглощения света). Область  $\lambda < 1.2 \text{ мкм}$  является краем собственного поглощения (непрямые оптические переходы электронов с одновременным поглощением или рождением фононов). Слабое поглощение в области 8-25 мкм ( $1250-400 \text{ см}^{-1}$ ) обусловлено примесью кислорода (полосы 9,1 и 12,3 мкм), углерода (полоса 16,4 мкм), а также многофононными процессами при взаимодействии излучения с решеткой [28].

Спектр отражения того же монокристалла в области 0.2 - 2.5 мкм при падении света под углом  $22.5^\circ$  приведен на рис. 3. В области прямых межзонных переходов ( $\lambda < 400 \text{ нм}$ ) имеются максимум мнимой части  $n$  и  $\lambda \approx 365 \text{ нм}$  (максимум действительной части  $n$ ). В области непрямых переходов ( $\lambda > 400 \text{ нм}$ ) отражение монотонно уменьшается вследствие уменьшения показателя преломления с длиной волны. В этой области  $k \ll n$  поэтому коэффициент отражения (4) определяется только действительной частью  $n$ . При  $\lambda > 1 \text{ мкм}$  отражение увеличивается из-за того, что пластина становится прозрачной, и отражают две поверхности.

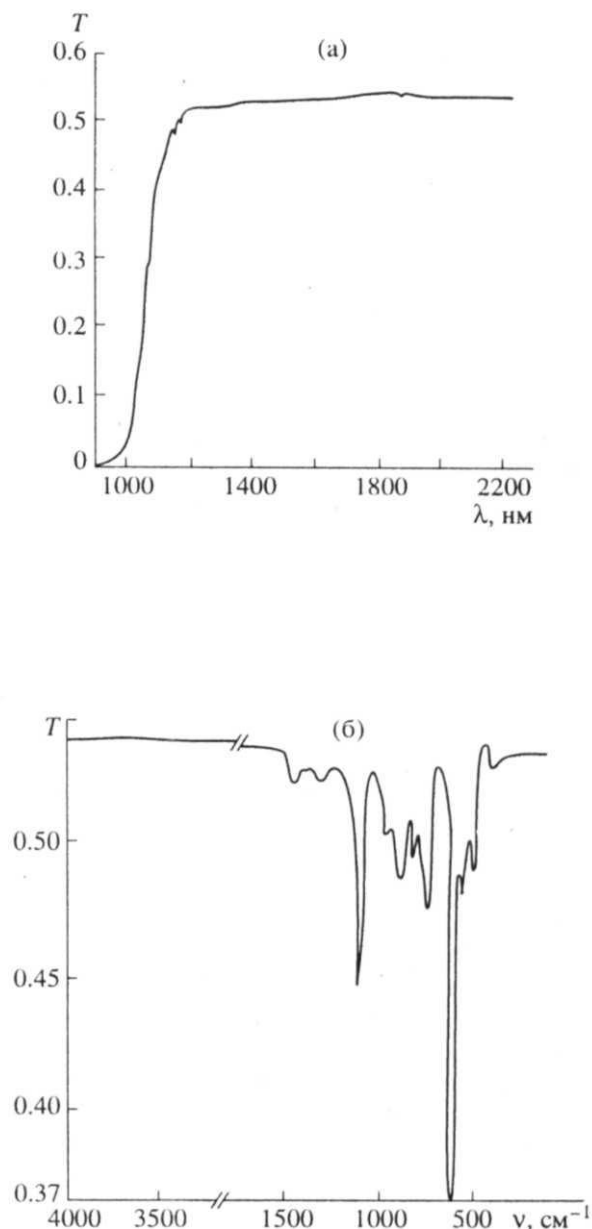


Рис. 2. Спектр пропускания кристалла кремния толщиной 0.4 мм в ближнем (а) и среднем (б) ИК-диапазонах.

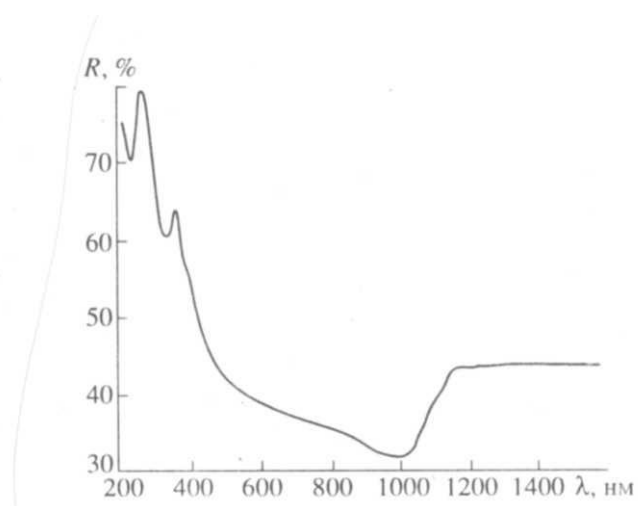


Рис. 3. Спектр отражения кристалла кремния толщиной 0.4 мм (угол падения света 22.5°).

За краем поглощения ( $\lambda > 1.2$  мкм) отражение практически постоянно вплоть до  $\lambda = 8$  мкм. Известны эмпирические аппроксимации оптических констант некоторых кристаллов (Si, Ge и т.д.). Наиболее точной аппроксимацией показателя преломления в области прозрачности кристаллов является формула Герцберга-Зальцберга [29]:

$$n = A + BL + CL^2 + D\lambda^2 + E\lambda^4, \quad L = (\lambda^2 - 0.028)^{-1}. \quad (7)$$

Коэффициенты для монокристалла кремния в области  $\lambda = 1.1-12$  мкм при 20°C равны:  $A = 3.41696$ ,  $B = 0.138497$ ,  $C = 1.3924 \times 10^{-2}$ ,  $D = -2.09 \times 10^{-2}$ ,  $E = 1.48 \times 10^{-7}$ ,  $\lambda$  выражается в микрометрах. Для экспериментальных данных [30], полученных при 20°C методом призмы с малым углом при вершине, отличия от (7) в интервале 1.05 - 7.0 мкм не превышают  $\Delta n = 3 \times 10^{-4}$  т.е.  $\Delta n/n < 10^{-2}$  %.

Относительную погрешность  $\Delta n/n$ , не превышающую 0.1%, дает в интервале 0.6 - 10 мкм более простая аппроксимация [31]:

$$n = 3.417 + 0.164 \lambda^{-2.33} \quad (8)$$

где  $\lambda$  выражается в микрометрах.

Необходимо отметить, что точность экспериментально измеренного показателя преломления зависит от точности поддержания постоянной температуры кристалла. Температурная чувствительность показателя преломления для многих полупроводников достигает  $\frac{dn}{d\theta} \approx 2 \times 10^{-4}$  в ИК-диапазоне и увеличивается при переходе в видимый диапазон спектра [29], поэтому измерение  $n$  с точностью до единицы четвертого знака после запятой требует поддержания температуры с погрешностью, не превышающей 0.3 К. Обычное указание, что измерения проведены «при комнатной температуре» фактически означает, что четвертая цифра после запятой безусловно лишняя, так как комнатная температура в зависимости от места измерения и времени года может изменяться на 5-7° С.

Аппроксимация спектральной зависимости коэффициента поглощения  $\alpha(\lambda)$  для Si в области не прямых переходов имеет вид [32]:

$$\alpha, \text{ мкм}^{-1} = 0.526357 - 1.14425\lambda^{-1} + 0.585368\lambda^{-2} + 0.039958\lambda^{-3} \quad (9)$$

В диапазоне 0.6-1.09 мкм экспериментальные данные удовлетворительно описываются этой аппроксимацией (погрешность не более 10-20%).

В области края поглощения ( $1.09 < \lambda < 1.2$  мкм) аппроксимация неверна, так как при увеличении  $\lambda$  коэффициент поглощения вначале принимает отрицательные значения (при  $\lambda \approx 1.12$  мкм), а затем растет, что физически бессмысленно. Выражение (9) можно использовать для оценки поглощения всех лазерных линий ближнего ИК-диапазона при  $\lambda < 1.08$  мкм.

### 5.3. Температурные зависимости оптических параметров кристаллов

Данные о температурных зависимостях  $n$  и  $k$  для полупроводниковых кристаллов при повышенных температурах ( $\theta > 300\text{K}$ ) в литературе не многочисленны.

Методом призмы с малым отклоняющим углом проведено [33] исследование температурных зависимостей показателя преломления для ряда кристаллов (Si, Ge, GaAs, CdTe, InP и т.д.). Эксперименты проведены в диапазоне 15 - 35°С в спектральной области от края поглощения до  $\lambda=12$  мкм. Полученные температурные зависимости  $n(\theta)$  близки к линейным во всем спектральном диапазоне. Наблюдается отличие измеренных значений  $dn/d\theta$  от результатов расчета с использованием модели эффективных осцилляторов: для Si измеренные значения ниже расчетных на 30%, для GaAs и GaP - в 2 раза. Возможность экстраполяции экспериментальных зависимостей  $n(\theta)$  в область более высоких температур сомнительна так как при увеличении поляризуемости атомов, т.е. нелинейная зависимость  $n(\theta)$ .

Для монокристалла кремния методом интерферометрии получена нелинейная эмпирическая аппроксимация показателя преломления для температур  $\theta_c = 20-400^\circ\text{C}$  и длин волн 0,6 -10 мкм [31]:

$$n(\lambda, \theta) = n_0 + b\theta_c + c\theta_c^2 + (d + e\theta_c + f\theta_c^2)\lambda^{-a} \quad (10)$$

Где  $n_0 = 3.413$ ,  $b = 1.872 \times 10^{-4}$ ,  $c = 4.365 \times 10^{-8}$ ,  $d = 0.1635$ ,  $e = 2.400 \times 10^{-5}$ ,  $f = 1.398 \times 10^{-7}$ ,  $a = 2.33$ ,  $\lambda$  выражена в мкм. При  $\theta_c = 20^\circ\text{C}$  зависимость (10) дает значение  $dn/d\theta$ , совпадающие с экспериментальными результатами полученными методом призмы [33], с погрешностью не более 5%.

Спектр поглощения монокристаллов Si в области не прямых переходов получен [34] при нескольких температурах в диапазоне 25 - 200°С. Сделан вывод, что кривые  $\alpha(h\nu)$  не совмещаются при простом сдвиге на величину, соответствующую сужению запрещенной зоны. По известной зависимости  $\alpha(h\nu)$  при  $\theta = \theta_0$  можно получить значения  $\alpha(h\nu, \theta_1)$ , с помощью преобразования :

$$\alpha(h\nu, \theta_1) = \alpha(h\nu + \Delta E; \theta_0) \quad \Delta E = a(\theta_1 - \theta_0) \\ a = 1.2 \cdot 10^{-3} \text{ эВ К}^{-1} \text{ при } h\nu > 1,7 \text{ эВ}, a = (1.3h\nu - 1) \cdot 10^{-3} \text{ эВ К}^{-1} \text{ при } 1.1 < h\nu < 1.7 \text{ эВ.} \quad (11)$$

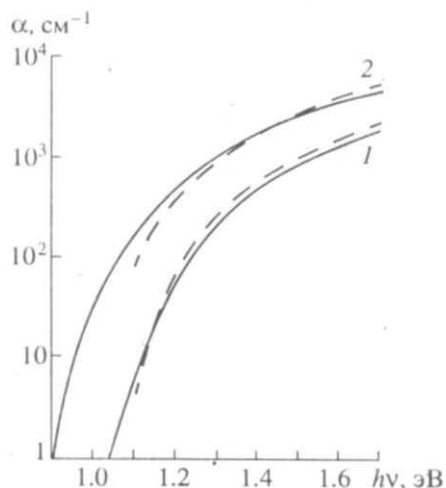
Чтобы найти коэффициент поглощения для кванта с энергией  $h\nu$  при температуре  $\theta_1$ , надо найти  $\alpha$  при температуре  $\theta_0$  для кванта с энергией  $h\nu + \Delta E$ , полученное значение и является искомым. Явный вид зависимости  $\alpha(h\nu, \theta_0)$  в работе не приводится, результаты представлены в графической форме.

Проведено [35] экспериментальное определение параметров квантовомеханической модели [25] поглощения света в области непрямых переходов в кремнии:

$$\alpha(h\nu, \Theta) = \frac{A[h\nu - E_g(\Theta) + E_p]^2}{\exp\left(\frac{E_p}{k\Theta}\right) - 1} + \frac{A[h\nu - E_g(\Theta) + E_p]^2}{1 - \exp\left(-\frac{E_p}{k\Theta}\right)} \quad (12)$$

где  $A = 3.99 \cdot 10^3 \text{ эВ}^{-2} \text{ см}^{-1}$ ,  $E_p = 0.06 \text{ эВ}$ ,  $E_g(\Theta) = 1.094 + 1.318 \cdot 10^{-4}\Theta - 5.24 \cdot 10^{-7}\Theta^2$ .

Первое слагаемое описывает поглощение кванта света с одновременным поглощением фонона при  $h\nu > E_g - E_p$ , второе слагаемое относится к поглощению кванта с рождением фонона при  $h\nu > E_g + E_p$ .



**Рис. 4.** Спектр поглощения монокремниста кремния при температурах 100 °С (1) и 400 °С (2) по данным [34] (сплошные линии) и [33] (штриховые линии).

На рис. 4 показаны зависимости  $\alpha(h\nu)$ , полученные из (11) и (12). В качестве исходной зависимости  $\alpha(h\nu, \Theta_0)$  для преобразования (11) использован спектр (12) при  $\Theta_0 = 293 \text{ К}$ . Существенные отличия двух кривых наблюдаются в области малого поглощения. Причина состоит в том, что преобразование (11) проводится одинаковым образом для всех длин волн в диапазоне 730 - 1130 нм, при этом не учитывается наличие двух ветвей поглощения света, которые зависят от температуры по-разному: вероятность поглощения кванта с рождением фонона слабо зависит от температуры, в то время как вероятность поглощения кванта с поглощением фонона быстро увеличивается с температурой из-за увеличения плотности фононного газа.

Преобразование (11) правильно описывает поведение второго слагаемого в (12), т.е. ветви с рождением фононов, но игнорирует влияние первого слагаемого.

Для спектрального диапазона от края межзонных переходов в кремний до  $\lambda = 5 \text{ мкм}$  при температурах  $\Theta \leq 800 \text{ К}$  получена [36] эмпирическая аппроксимация коэффициента поглощения:

$$\alpha, \text{ см}^{-1} = 4,15 \cdot 10^{-5} \lambda^{1.51} \Theta^{2.95} \exp(-7000/\Theta). \quad (13)$$

Структура выражения понятна: поглощение обусловлено свободными носителями, концентрация которых увеличивается с ростом температуры

Экспоненциально, энергия активации равна полуширине запрещенной зоны (для Si  $E_g/2 \approx 0.6 \text{ эВ}$ ); при рассеянии носителей на акустических колебаниях  $\alpha \sim \lambda^{1.5}$  [25]. Множитель  $\Theta^{2.95}$  является произведением: концентрация растет с температурой, как  $\Theta^{1.5}$  (предэкспонента). Подвижность  $\mu \sim \Theta^{-1.5}$ , тогда как  $\alpha \sim \mu^{-1}$ . По сравнению с (13) модель Друде дает заниженные значения  $\alpha$ , причины неприменимости классической модели  $\alpha \sim \lambda^2$  подробно обсуждены [25].

#### 5.4. Температурная зависимость спектров пропускания и отражения

На рис. 5 приведены спектры пропускания и отражения некогерентного света монокремнистом кремния ( $h = 0.5 \text{ мм}$ ) при разных температурах, рассчитанные с использованием выражения (5), (6), (10) и (12). Край поглощения (12) при повышении температуры смещается в длинноволновую область, вследствие этого со скоростью примерно 0.6 нм/К движется участок спектра, в котором резко изменяется прозрачность кристалла. При  $\Theta_c < 200^\circ\text{C}$  на форму края прозрачности влияют оба слагаемых в (12), что проявляется в изломе крутой части спектров  $T(\lambda)$  и  $R(\lambda)$ . При  $\Theta_c >$



200°C в спектрах проявляется только ветвь поглощения квантов с одновременным поглощением фонона (поглощение света с рождением фононов происходит при меньших длинах волн, при которых пластина уже непрозрачна).

При  $400 < \lambda < 1000$  нм коэффициент отражения (4) изменяется с температурой лишь вследствие слабой зависимости  $n(\Theta)$ , которая, к тому же, входит в числитель и знаменатель, зависимость  $k(\Theta)$  более сильная, но во всем диапазоне температур выполняется условие  $k \ll n$ . В области  $\lambda \approx 1.5-5$  мкм при  $\Theta < 500$  К, когда  $ah \approx 0$ , уменьшение пропускания и увеличение отражения вызвано зависимостью  $n(\Theta)$  т.е. возрастанием френелевых потерь. При дальнейшем увеличении температуры наблюдается влияние поглощения света свободными носителями, согласно (13).

Поведение спектра отражения кремния в области прямых переходов при увеличении температуры качественно понятно из модели эффективных осцилляторов [33]: собственные частоты осцилляторов сдвигаются в длинноволновую область, что приводит к аналогичному сдвигу максимумов отражения. Эмпирические аппроксимации зависимостей  $n(\lambda, \Theta)$  и  $k(\lambda, \Theta)$  в температурном диапазоне до 500 °С для области спектра 850 - 240 нм, включающей прямые межзонные переходы, приведены в работе [37].

### 5.5. Амплитудные методы термометрии

Информативным параметром, связанным с температурой кристалла, в амплитудных (фотометрических) методах является коэффициент отражения или пропускания кристаллом светового пучка [26]. Измерение проводится с использованием фиксированных длин волн лазерного излучения либо узких спектральных интервалов ( $\Delta\lambda \ll \lambda_0$ ) от нелазерных источников (светодиодов).

Наибольшее распространение получили амплитудные методы, основанные на использовании температурного сдвига края поглощения [13, 38, 39]. Термометрия по пропусканию излучения проводится на длинах волн 0.95 мкм [39], 1.15 мкм [13] при работе с монокристаллами Si, на длине волны 0.88 мкм при работе с GaAs [38]. Интерференция устраняется путем применения конечной ширины спектра излучения  $\Delta\nu \gg (2nh)^{-1}$  [38, 39], геометрического усреднения сигнала ( $\Delta h \gg \lambda/2n$ ) [13]. Взаимодействие излучения с кристаллом описывается для некогерентного режима выражением (5). Поскольку основной температурно-чувствительный параметр (коэффициент поглощения  $\alpha$ , см<sup>-1</sup>) входит в показатель экспоненты, пропускание быстро уменьшается с температурой, как показано на рис. 6 для трех лазерных линий (1.06, 1.15 и 1.32 мкм). Определение искомой температуры заключается в вычислении  $\alpha$  по измеренному коэффициенту пропускания с помощью (5), а затем нахождения  $\Theta$  по известному  $\alpha$  с помощью (12). Производная  $dT/d\Theta$  существенно изменяется с температурой, достигая максимума при  $ah \approx 1$  (рис.7).

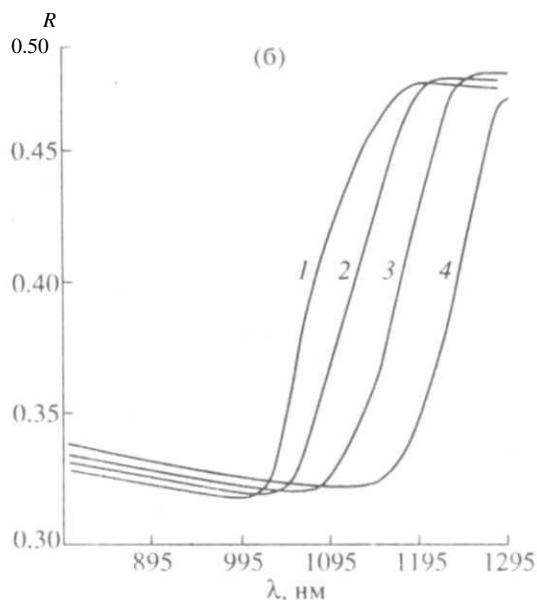


Рис. 5. Спектры пропускания (а) и отражения (б) в области края поглощения (толщина кристалла 0.5 мм). Температура, °С: 20 (1), 100 (2), 200 (3), 300 (4).

В методах, основанных на регистрации отраженного света в области края поглощения, диапазон изменения сигнала (интенсивности света) примерно в 3 раза меньше, чем при регистрации проходящего излучения (рис. 8). Положение максимумов  $dR/d\Theta$  смещается в области более низких температур, диапазон измерения почти на 100 °С уменьшен со стороны высоких температур (рис. 9). Причина в том, что часть отраженного пучка проходит по толщине кристалла

дважды, в то время как коэффициент пропускания формируется при однократном прохождении света сквозь пластину. Это видно из сравнения показателей экспоненты в числителе выражений (5) и (6). Для  $\lambda = 1.15$  мкм на графиках  $dR/d\theta$  и  $dT/d\theta$  наблюдается излом, связанный со структурой края поглощения(12). Происхождения нулей функций  $dR/d\theta$  понятно из рис. 8.

В области непрозрачности кристалла Si определение температуры проводится по отражению излучения He-Ne-лазера  $\lambda=0.633$  мкм [8]. Температурная зависимость показателя преломления  $n(0.633, \theta_c)=n_0+A\theta_c+B\theta_c^2$ , где, согласно (10),  $n=3.888$ ,  $A=2.569 \times 10^{-4}$ ,  $B = 4.497 \times 10^{-7}$ . Показатель преломления определяется по измеренному коэффициенту отражения (при  $k \ll n$ ):  $n = (1 + \sqrt{R_0})(1 - \sqrt{R_0})^{-1}$ . Зависимость  $R_0(\theta_c)$  показана на рис. 8.

Для всех методов этого раздела изменения сигнала (регистрируемой интенсивности света), возникающие из-за дрейфа выходной мощности лазера или иных причин, неотличимы от температурных изменений, т.е. методы не обладают свойством идентифицируемости сигнала. В качестве иных причин можно указать на термодформацию кристаллов большого размера. При этом изменяется радиус кривизны, что приводит к изменению диаметра отраженного светового пучка в плоскости фотоприемника.

### 5.6. Спектральные методы термометрии

Изменение температуры кристалла путем регистрации спектров пропускания или отражения является обратной процедурой по отношению к спектральным измерениям при контролируемой температуре.

Для слаболегированных кристаллов с шириной запрещенной зоны  $E_g \geq 0.7 - 1$  эВ (Ge, Si, GaAs и т.д.) наиболее существенные температурные изменения происходят в области края поглощения. Зарегистрировав спектр  $T(\lambda)$  или  $R(\lambda)$ , можно рассчитать коэффициент поглощения  $\alpha(\lambda)$  и определить  $E_g$ , которая связана с температурой определенным образом.

С точки зрения спектрального эксперимента удобнее вариант с регистрацией проходящего света, при этом опорный спектр  $T(\lambda) = 1$  легко получить в отсутствие кристалла, а оптическая схема практически нечувствительна к термодформациям образца. Однако обычно в экспериментальных установках оптический контакт с образцом возможен только с одной стороны [3], поэтому необходимо регистрировать отраженное излучение. Для измерения  $R(\lambda)$  надо знать интенсивность пучка  $I_0(\lambda)$ , падающего на образец, т.е. использовать эталонный отражатель. Поскольку эксперимент обычно начинается с известной температуры, в качестве эталона можно использовать тот же кристалл при начальных условиях.

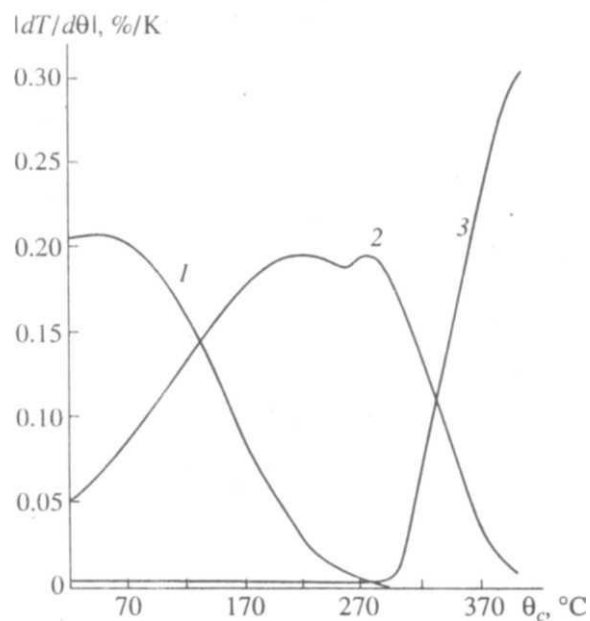


Рис. 7. Чувствительность коэффициента пропускания к изменению температуры (толщина кристалла кремния 0.5 мм). Длина волны, мкм: 1.06 (1), 1.15 (2), 1.32 (3).

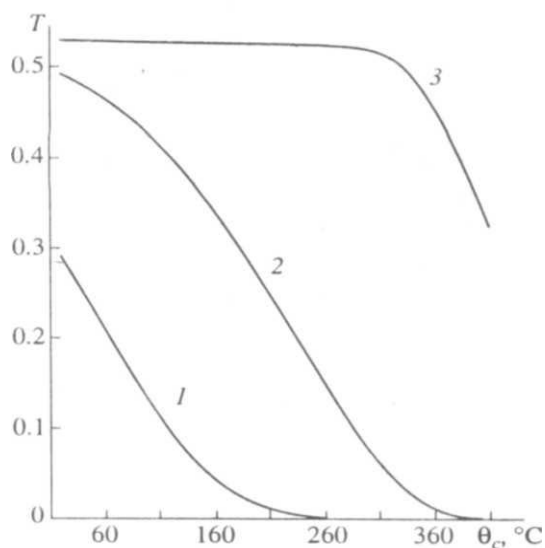


Рис. 6. Температурная зависимость пропускания света кристаллом кремния толщиной 0.5 мм. Длина волны, мкм: 1.06 (1), 1.15 (2), 1.32 (3).

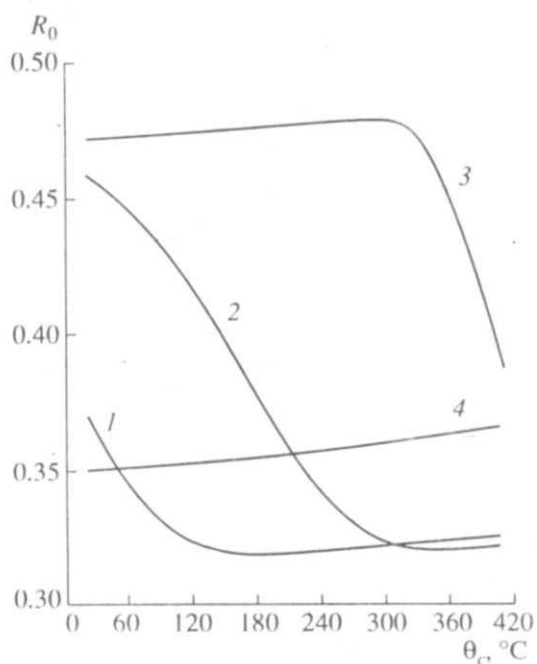


Рис. 8. Температурная зависимость отражения света кристаллом кремния толщиной 0.5 мм. Длина волны, мкм: 1.06 (1), 1.15 (2), 1.32 (3), 0.63 (4).

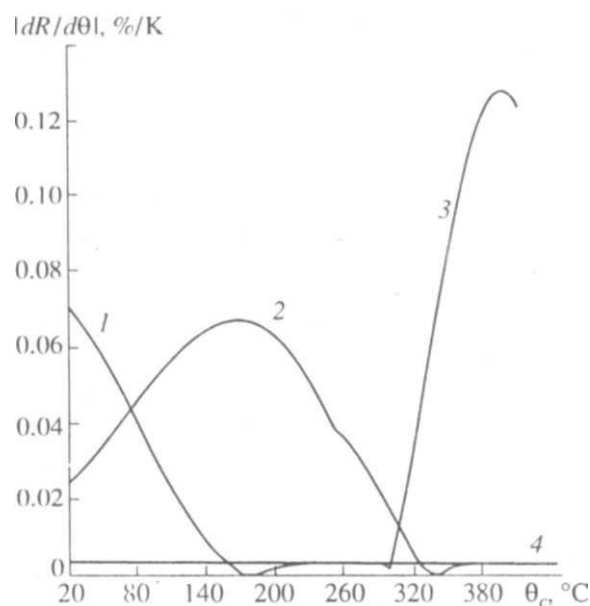


Рис. 9. Чувствительность коэффициента отражения к изменению температуры (толщина кристалла кремния 0.5 мм). Длина волны, мкм: 1.06 (1), 1.15 (2), 1.32 (3), 0.63 (4).

Более простой подход связан с определением длины волны, соответствующей определенному уровню пропускания или отражения (рис. 5), например, значениям  $0.5 T_{max}$  и  $0.5(R_{max} + R_{min})$ . В этом случае определение температуры проводится по калибровочному графику  $\lambda_{0.5}(\Theta)$ . Нет необходимости измерять  $T(\lambda)$  и  $R(\lambda)$ . Достаточно измерить интенсивность  $I_T(\lambda)$  или  $I_R(\lambda)$ . Форма регистрируемого сигнала является однозначно идентифицируемой.

Недостатком спектральных методов является необходимость применения спектральных приборов в оптической схеме.

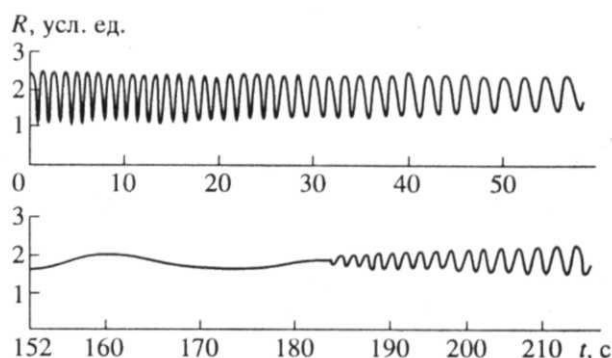
### 5.7 Фазовые методы термометрии

Плоскопараллельный полупроводниковый кристалл в области прозрачности представляет собой интерферометр Фабри-Перо, т.е. два плоских зеркала с коэффициентами отражения  $R_0 \approx 0.3$ , между которыми находится среда с переменной оптической толщиной  $nh$ . Каждый из множителей изменяется с температурой, что приводит к

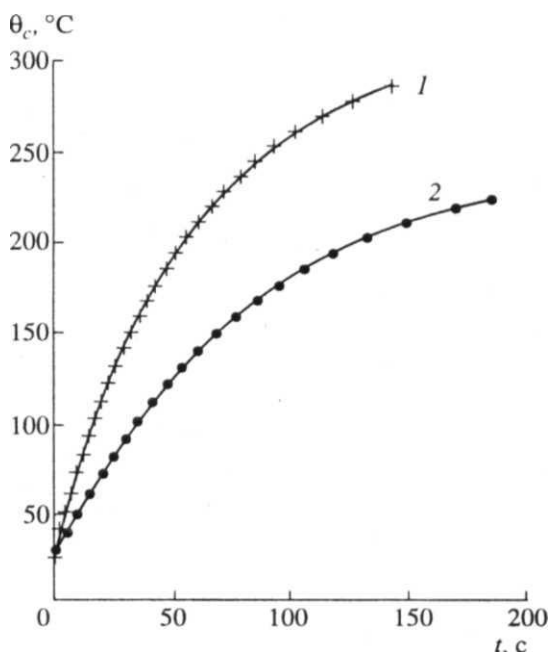
меняющемуся распределению интенсивности между проходящим и отраженным пучками. На этом принципе основан перспективный метод термометрии полупроводников. Первоначальное применение метода связано с термометрией стеклянных, кварцевых и сапфировых пластин [40, 41]. Впоследствии появились работы [11, 12, 14, 28, 42, 43] по измерению температуры кристаллов Si и GaAs на длинах волн He-Ne-лазера  $\lambda = 1.15$  и  $\lambda = 3.39$  мкм, а также лазерного диода ( $\lambda = 1.5$  мкм).

Температурные зависимости R и T описываются выражениями (2), (3). Температурно-чувствительные параметры  $n(\Theta)$  и  $h(\Theta)$  входят в аргумент тригонометрической функции, поэтому при изменении  $\Theta$  происходят противофазные колебания интенсивности отраженного и проходящего света. Температурный период колебаний, т.е. сдвиг регистрируемой интенсивности на одну полосу интерференции, определяется из соотношения  $\Delta(2nkh) = 2\pi$ , откуда  $\Delta(nh) = \lambda/2$ . Для монокристалла кремния толщиной 0.5 мм период равен 5.2 К при  $\Theta = 293$  К и 3.6 К при  $\Theta = 573$  К.

На рис. 10 приведена интерферограмма, т.е. зависимость интенсивности отраженного света ( $\lambda = 1.15$  мкм) от времени, полученная при нагревании монокристалла Si ( $h = 0.45$  мм) кислородной плазме ВЧ-разряда и остывании в потоке газа после погасания разряда [44]. Временной интервал между экстремумами увеличивается с повышением температуры кристалла в разряде, что указывает на постепенное уменьшение скорости нагрева. После выключения ВЧ-генератора температура падает вначале быстро, но с уменьшением температуры темп остывания снижается.



**Рис. 10.** Зависимость интенсивности отраженного света (1.15 мкм) от времени после зажигания ( $t = 0$  с) и погасания ( $t = 184$  с) ВЧ-разряда в кислороде. Толщина кристалла 0.45 мм.



**Рис. 11.** Зависимость температуры монокристалла кремния (толщина 0.48 мм), покрытого пленкой окисла, от времени после зажигания ВЧ-разряда в кислороде (1) и тетрафторметане (2). Размеры кристалла 2.5 x 2.5 см<sup>2</sup>, удельная ВЧ-мощность 20 мВт/см<sup>2</sup>.

Выражение, связывающее сдвиг фазы интерферограммы и искомую температуру  $\Theta_c$ , при использовании нелинейных аппроксимаций  $n(\Theta_c) = n_0(1 + a\Theta_c + b\Theta_c^2)$  и  $h(\Theta_c) = h_0(1 + a\Theta_c + b\Theta_c^2)$

имеет вид [14]:

$$\Theta_c = \Theta_{c1} + [-\beta + (\beta^2 + 4\alpha\gamma)^{1/2}] / 2\alpha \quad (15)$$

$$A = Aa + B + b, \quad \beta = 2\alpha\Theta_{c1} + A + b$$

$$\gamma = \lambda N / 2n_0 h_0,$$

где  $\Theta_{c1}$  начальная температура,  $N$  число периодов интерференции (целое или дробное). При повышении температуры выполняется  $N > 0$ , при понижении  $N < 0$ . Для монокристалла Si  $a = 2.4 \times 10^{-6} K^{-1}$ ,  $b = 4 \times 10^{-9} K^{-1}$  [29].

На основании результатов работы [11] сделан вывод [19] о том, что интерферограмма не содержит признаков, указывающих на направление температурных изменений (нагрев или остывание кристалла). Этот вывод справедлив для случая, когда поглощение света в кристалле отсутствует или не меняется с температурой. В общем случае множитель  $\exp(-\alpha h)$ , стоящий в числителе выражений (2), (3), позволяет однозначно определить направление хода температуры, так как при повышении температуры контраст интерферограммы падает, а при понижении - увеличивается [44]. При необходимости следить за направлением сдвига длину волны зондирования следует выбирать вблизи края поглощения (это, однако, ограничивает сверху температурный диапазон). На рис. 10 видно, как изменяется контраст с температурой. На рис. 11 показаны рассчитанные из интерферограмм зависимости температуры кристалла кремния, покрытого с обеих сторон пленкой двуокиси кремния, от времени после зажигания ВЧ-разряда в тетрафторметане и кислороде в цилиндрическом реакторе (при отсутствии теплоотвода от кристалла) [45].

Производная  $d\phi/d\Theta$  (где  $\phi$  - фаза интерферограммы) позволяет сравнить роль сомножителей  $n(\Theta)$  и  $h(\Theta)$  в формировании интерферограммы:

$$\Phi \equiv d\phi/d\Theta = 2knh( n^{-1}dn/d\Theta + h^{-1} dh/d\Theta) \quad (16)$$

(здесь  $\Phi$  - фазовая чувствительность).

Вклад первого слагаемого в скобках составляет для монокристалла Si примерно 96%, вклад второго - около 4%. Зная  $\Phi$ , можно определить температурный интервал между двумя одно именными экстремумами:  $\Delta\Theta = 2\pi\Phi^{-1}$ . Этот интервал обратно пропорционален толщине кристалла, поэтому для тонких пленок метод неэффективен либо требует усложнения (рабочая точка выбирается на крутом участке между максимумом и минимумом [15, 16]). Для температур, близких к комнатной, значение  $\Phi$  можно определить для многих полупроводников, используя данные по  $d\phi/d\Theta$  и  $h^{-1} dh/d\Theta$  [29, 33]. Например, для Si  $\Phi h^{-1} = 24$  рад/см К ( $\lambda = 3.39$  мкм), для ZnS  $\Phi h^{-1} = 13.9$  рад/см К ( $\lambda = 0.63$  мкм).

Для использования метода требуется селекция лазерных линий, так как при одновременном облучении кристалла несколькими линиями с близкими длинами волн возникают биения регистрируемой интерферограммы [43].

Температурный диапазон метода определяется условием  $\alpha h \leq 3.5$ , так как при сильном поглощении света контраст интерференции падает до нуля. Для GaAs ( $\lambda = 1.15$  мкм) доступным является диапазон до 650°C [43], для Si на той же линии - до 350°C (при толщине кристалла 0.5 мм). Линия He-Ne-лазера  $\lambda = 1.52$  мкм, дальше отстоящая от края поглощения, позволяет проводить измерения в диапазоне до 650 °C для Si и до 800 °C для GaAs. Максимально расширить температурный диапазон для кремния (до 730 °C при толщине 0.5 мм) можно при зондировании на длине волны  $\lambda \approx 1.85$  мкм. Дальнейший сдвиг в ИК-диапазон ведет к снижению верхней границы, так как с длиной волны растет поглощение света на свободных носителях.

### 5.8. Измерительные характеристики методов

**Производительность измерений.** В описанных методах роль термометрического тела выполняет сам исследуемый или обрабатываемый кристалл, тем самым решена проблема надежности теплового контакта датчика с образцом. Наличие оптического контакта светового пучка с кристаллом в буквальном смысле очевидно. Подготовка к измерению заключается в незначительной юстировке оптической схемы после смены образца и занимает несколько секунд (в установках с автоматической загрузкой кристаллов на держатель необходимость юстировки вообще отсутствует) [46]. Таким образом, по производительности измерений достигнут уровень, характерный для оптических методов диагностики.

**Помехозащищенность.** В оптической термометрии не используется гальваническая связь чувствительно о элемента с регистрирующим прибором, вследствие этого отсутствуют электромагнитные помехи. Влияние излучения разряда обычно пренебрежимо мало, если мощность зондирующего светового пучка составляет несколько милливольт, а на входе фотоприемника помещен интерференционный фильтр. Поглощение лазерного излучения в плазме с концентрацией электронов в диапазоне  $10^9$ - $10^{12}$ , перекрывающем все типы стационарных разрядов при пониженных давлениях ( $10^{-2}$ -300 Па) практически отсутствует. Проблема поглощения пучка может возникнуть в плазме молекулярных газов при работе в среднем ИК-диапазоне (при использовании спектральной термометрии). Большинство работ по оптической термометрии выполнено в плазмохимических реакторах. Вероятно, помехи не будут создавать проблем и при переносе методов в ионную имплантацию.

**Чувствительность.** Чувствительность по интенсивности света  $dI/d\Theta$  является характеристикой всего термометра, включая схему регистрации, и определяет минимальную различимую градацию температуры  $\Delta\Theta$ , зависящую от различимой градации интенсивности  $\Delta I$ . Если измерение интенсивности проводится с линейной шкалой, выполняется условие  $\Delta I = \text{const}$ . Если используется логарифмическая шкала (данные представляются в виде оптической плотности),  $\Delta I = aI$ ,  $a = \text{const}$ .

Измерения с линейной шкалой удобны при не слишком сильном изменении интенсивности излучения (в пределах порядка величины). Для амплитудной термометрии в режиме отражения реализуется именно этот вариант:

$$\Delta\Theta = \left(\frac{dR}{d\Theta}\right)^{-1} \frac{\Delta I_R}{I_0} \quad (17)$$

При  $\Delta I/I_0 \approx 10^{-3}$  получаем для кремния ( $h = 0.5$  мм)  $\Delta\Theta \approx 1.5$  К при  $\lambda = 1.15$  мкм,  $\Delta\Theta \approx 0.8$  К при  $\lambda = 1.32$  мкм,  $\Delta\Theta \approx 30$  К при  $\lambda = 0.633$  мкм.

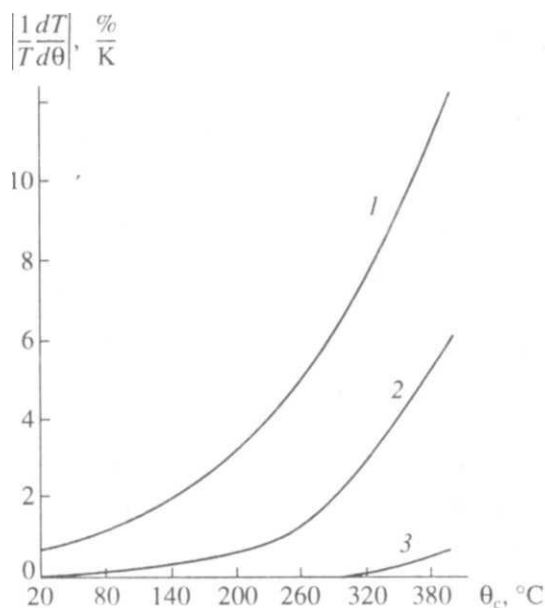
В режиме прохождения света интенсивность изменяется существенно сильнее, измерение проводится в логарифмической шкале:

$$\Delta\Theta = a \left(T^{-1} \frac{dT}{d\Theta}\right)^{-1} \quad (18)$$

При  $a = 10^{-3}$  получаем для  $\lambda = 1.15$  мкм,  $\Delta\Theta \approx 0.15$  К при  $\Theta = 473$  К и  $\Delta\Theta \approx 0.02$  К при  $\Theta = 673$  К.

Дальнейший рост относительной чувствительности (рис. 12) не ведет к увеличению точности измерения, так как возникают ограничения по интенсивности света, падающего на фотоприемник; при сравнимых уровнях сигнала и шума различимая градация интенсивности растет, т.е. режим измерения приближается к линейному:

$$\Delta\Theta = \left(\frac{dT}{d\Theta}\right)^{-1} \frac{\Delta I_T}{I_0} \quad (19)$$



**Рис. 12.** Относительная чувствительность пропускания света кристаллом кремния (0.5 мм). Длина волны, мкм: 1.06 (1), 1.15 (2), 1.32 (3).

Для спектральной термометрии необходима линейная шкала, температурное разрешение оценивается величиной  $\Delta\Theta = (d\lambda/d\Theta)^{-1} \Delta\lambda \approx 1.5$  К при  $\Delta\lambda \approx 1$  нм.

Для фазовой термометрии может быть достигнута наибольшая точность ( $\Delta\Theta \approx 0.01$  К), в случае, если будет реализовано непрерывное определение температуры по интерферограмме. Средняя по периоду дифференциальная чувствительность достигает значений  $S_T \approx 80$  %  $K^{-1}$  в режиме отражения и  $S_T \approx 40$  %  $K^{-1}$  в режиме прохождения света (отличие связано с разным контрастом интерферограммы в отраженном и проходящем свете) [47]. В настоящее время определение температуры проводится дискретно, т.е. в точках интерференционных экстремумов, поэтому разрешаемая градация температуры составляет  $\Delta\Theta = \pi\Phi^{-1} \approx 2.5$  К или  $\Delta\Theta = 2\pi\Phi^{-1} \approx 5$  К для Si ( $h = 0.5$  мм) и  $\lambda = 1.15$  мкм. Погрешность определения температуры в экстремумах близка к 0.1 К и связана с ошибкой измерения геометрической толщины кристалла.

**Быстродействие.** В большинстве оптических методов измеряется температура, усредненная по толщине кристалла. Отсюда следует ограничение по скорости нагрева кристалла: скорость нагрева должна быть меньше скорости выравнивания температуры по толщине:

$$\frac{d\theta}{dt} < \frac{\Delta\theta}{\tau} \approx \frac{\pi^2 k \Delta\theta}{h^2} \quad (20)$$

где  $k$ ,  $\text{см}^2/\text{с}$  - коэффициент температуропроводности,  $h$  - толщина. Задав  $\Delta\theta \approx 0.1$  К получаем для Si ( $h = 0.5$  мм) условие  $d\theta/dt < 400$  К/с. Таким образом, характеристикой быстродействия служит время  $\tau \approx h^2/\pi^2 k$ . Однако это не физическое, а вычислительное ограничение: при нагревании с более высокими скоростями необходимо учитывать влияние градиента температуры на регистрируемый сигнал.

## 6. ДРУГИЕ МЕТОДЫ ОПТИЧЕСКОЙ ТЕРМОМЕТРИИ

Период дифракционной решетки, сформированной с помощью микролитографии на поверхности кристалла, увеличивается с температурой. Дифракция лазерного излучения позволяет определить период решетки и, тем самым, температуру кристалла [9, 10]. Для реализации этой простой идеи требуется, однако, создание тестовой структуры, а также высококачественная система обработки сигнала (при изменении температуры кристалла на  $100$  °С период решетки изменяется всего на  $0.04\%$ ).

Метод эллипсометрии иногда применяется для измерения температуры кристаллов [48], но большая чувствительность к состоянию поверхности (наличие сверхтонких пленок, шероховатость и т.д.) препятствует его широкому распространению в термометрии. Температурная чувствительность измеряемых эллипсометрических параметров  $\Psi$  и  $\Delta$  невелика: для кремния на длине волны  $0.63$  мкм при угле падения  $70^\circ$  изменения составляют  $\delta\Psi = 1.7^\circ$  и  $\delta\Delta \approx 1^\circ$  в диапазоне  $300$ - $800$  К (к такому же изменению угла  $\Delta$  приводит адсорбция пленки толщиной около  $1$  нм).

Применение спектроскопии спонтанного комбинационного рассеяния (**КР**) для термометрии кристаллов основано на температурной зависимости отношения интенсивностей стоксовой и антистоксовой компонент рассеянного излучения [49]. При газофазной эпитаксии алмаза показана возможность регистрации спектра КР и термометрии кристаллов с использованием He-Ne-лазера мощностью  $20$  мВт [50]. В условиях газоразрядной плазмы возможность термометрии полупроводниковых кристаллов маловероятна, так как необходима регистрация очень слабых потоков (в режиме счета фотонов) неупруго рассеянного излучения на фоне излучения плазмы. Кроме спектральной селекции излучения имеется еще одна проблема: для накопления спектра КР требуется стационарный температурный режим, при этом становится невозможной термометрия с разрешением во времени.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создание термолюминесцентного датчика привело в 80-е годы к почти полному отказу от применения термпар в исследованиях взаимодействия плазмы с поверхностью кристаллов. С помощью нового метода были получены данные по кинетике нагрева и тепловому балансу пластин в реакторе. Метод активно используется и в настоящее время [51].

С конца 80-х годов начались разработка и применение оптических методов, в которых сам обрабатываемый в плазме кристалл выполняет роль термочувствительного элемента. Методы оптической термометрии кристаллов, основанные на регистрации отраженного или проходящего зондирующего излучения, сочетают высокую производительность, помехозащищенность и точность, необходимые для исследований и технологического контроля [52].

В настоящее время имеется ряд нерешенных вопросов, затрудняющих применение оптических методов в технологическом контроле. Во-первых, нет достаточно полных данных по оптическим свойствам кристаллов в диапазоне до  $1000$  К. Во-вторых, описанные в обзоре плоскопараллельные кристаллы составляют небольшую часть пластин, применяемых в микротехнологии. Наиболее распространены кристаллы, у которых одна из поверхностей является шероховатой; для этих кристаллов необходима адаптация описанных методов. Аналогичная проблема возникает и для кристалла, на лицевой стороне поверхности которого сформированы микроструктуры. В-третьих, при обработке кристаллов происходит изменение их оптических свойств во времени, что усложняет проведение оптической термометрии в процессах плазмохимического травления [46, 53] и ионной имплантации. Зондирующий световой пучок содержит информацию не только о температуре пластины, но и об изменениях толщины, образовании рельефа или скрытого слоя (SiMOX-технология), при этом возрастает число неизвестных.

Перечисленные проблемы имеют технический характер и, вероятно, не воспрепятствуют переходу оптической термометрии из состояния перспективного в состояние рутинного метода.

Авторы выражают признательность И.А. Сомовой и А.Ю. Гасилову за помощь в проведении расчетов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Handbook of Plasma Processing Technology / Eds. S.M. Rosnagel, J.J. Cuomo, W.D. Westwood. N.Y.: Noyes Publ., 1990. 523 p.
2. Moreau W.M. Semiconductor Lithography. N.Y.: Plenum Press, 1988 (Моро У. Микролитография. М.: Мир, 1990. Гл. 13 - 14).
3. Ивановский Г.Ф., Петров В.И. Ионно-плазменная обработка материалов. М.: Радио и связь, 1986. 232 с.
4. Handbook of Thin Film Technology / Eds. L.M. Maissel, R. Glang. N.Y.: McGraw-Hill, 1970 (Технология тонких пленок: Справочник / Под ред. Л. Майссела и Р. Глэнга. М.: Сов. радио, 1977).

5. Plasma Processing for VLSI / Eds. N.G. Einspruch, D.M. Brown. N.Y.: Acad. Press, 1984 (Плазменная технология в производстве СБИС / Под ред. П. Айнспрука и Д. Брауна. М.: Мир, 1987).
6. Brand A., Muzart J.L.R., deSouza A.R. Note on the Temperature Measurements in Surface Treatment Reactors using the Spectroscopic Method // J. Phys. D: Appl. Phys. 1990. V. 23. № 10. P. 1334 - 1355.
7. Way A.S. Quartz Resonator Techniques for Simultaneous Measurement of Areal Mass Density, Lateral Stress and Temperature in Thin Films // Vacuum. 1993. V. 44. № 3 - 4. P. 385 - 388.
8. Olson G.L., Roth J. A. Kinetics of Solid Phase Crystallization in Amorphous Silicon // Materials Science Reports. 1988. V. 3. № 1. P. 1 - 78.
9. Durandet A., Joubert O., Pelletier J., Pichot M. Effects of Ion Bombardment and Chemical Reaction on Wafer Temperature during Plasma Etching // J. Appl. Phys. 1990. V. 67. № 8. P. 3862 - 3866.
10. Saidi S.H., Brueck S. R. J., McNeil J. R. Noncontact 1°C Resolution Temperature Measurement by Projection Moire Interferometry // J. Vac. Sci. Technol. B. 1992. V. 10. P. 166- 169.
11. Donnelly V.M., McCaulley J. A. IR-Laser Interferometric Thermometry: a Non-Intrusive Technique for Measuring Semiconductor Wafer Temperature during Processing // J. Vac. Sci. Technol. A. 1990. V. 8. № 1. P. 84 - 92.
12. Sankur H., Gunning W. Noncontact, Highly Sensitive, Optical Substrate Temperature Measurement Technique // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 56. № 26. P. 2651 -2653.
13. Магунов А.Н., Мудров Е.В. Измерение температуры монокристалла кремния в диапазоне 300 - 700 К по поглощению ИК-излучения // Теплофизика высоких температур. 1991. Т. 29. № 1. С. 182 - 184.
14. Магунов А.Н., Мудров Е.В. Измерение температуры кремниевой пластины в плазмохимическом реакторе методом лазерной интерферометрии // Теплофизика высоких температур. 1992. Т. 30. № 2. С. 372 - 378.
15. Schultheis L., Amstutz H., Kaufmann M. Fiber-Optic Temperature Sensing with Ultrathin Silicon Etalons // Opt. Lett. 1988. V. 13. № 9. P. 782 - 784.
16. Berthold J.W., Reed S.E., Sarkis R.G. Reflective Fiber Optic Temperature Sensor using Silicon Thin Film // Opt. Eng. 1991. V. 30. № 5. P. 524 - 528.
17. Бусурин В.И., Носов Ю.Р. Волоконно-оптические датчики: физические основы, вопросы расчета и применения. М.: Энергоатомиздат, 1990. 256 с.
18. Волоконно-оптические датчики / Под ред. Т. Окоши. Пер. с япон. Л.: Энергоатомиздат, 1990.
19. Anderson R.L. Review of Temperature Measurements in the Semiconductor Industry // Proc. SPIE. 1990. V. 1392. P. 437 -451.
20. Ярышев Н. А. Теоретические основы измерения нестационарной температуры. Л.: Энергоатомиздат, 1990. 256 с.
21. Egerton E.J., Nef A., Millikin W. et al. Positive Wafer Temperature Control to Increase Dry Etch Throughput and Yield // Sol. St. Technol. 1982. V. 25. № 2. P. 84 - 87.
22. Hussla I., Enke K., Grünwald H. et al. In situ Silicon wafer Temperature Measurements during RF Argon-Ion Plasma Etching via Fluoroptic Thermometry // J. Phys. D: Appl. Phys. 1987. V. 20. P. 889 - 896.
23. Martz J.C., Hess D.W., Anderson W.E. Tantalum Etching in Fluorocarbon/oxygen RF Glow Discharges // J. Appl. Phys. 1990. V. 67. № 8. P. 3609 - 3617.
24. Магунов А.Н. Тепловое излучение оптически тонкого монокристалла кремния // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. №7. С. 65 -70.
25. Smith R.A. Semiconductors. Cambridge Univ. Press, 1978 (Смит Р. Полупроводники. М.: Мир, 1982. 560 с.)
26. Черепанов Т.Я. Контактные термометры с оптическим принципом действия // Измерения, контроль, автоматизация. 1988. № 2. С. 31 - 40.
27. Борн М., Вольф Е. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 855 с.
28. Saenger K.L., Tong F., Logan J.S., Holber W.M. Wavelength-modulated Interferometric Thermometry for Improved Substrate Temperature Measurement // Rev. Sci. Instrum. 1992. V. 63. № 8. P. 3862 - 3868.
29. Воронкова Е.М., Гречушников Б.Н., Дистлер Г.И., Петров И.П. Оптические материалы ИК техники. М.: Наука, 1965. 335 с.
30. Назарова Н.А., Романова Г.И., Яськов А.Д. Рефрактометрические характеристики кремния // Опт.-мех. пром-сть. 1988. № 4. С. 25 - 28.
31. Магунов А.Н. Температурная зависимость показателя преломления монокристаллического кремния // Оптика и спектроскопия. 1992. Т. 73. № 2. С. 353 - 355.
32. Преобразование солнечной энергии. Вопросы физики твердого тела / Под ред. Б. Серафина. М.: Энергоиздат, 1982. С. 164.
33. Bertolotti M., Bogdanov V., Ferrari A. et al. Temperature Dependence of the Refractive Index in Semiconductors // J. Opt. Soc. Amer. B. 1990. V. 7. № 6. P. 918 - 922.
34. Wiekliet H.A., Redfield D. Temperature Dependence of the Optical Properties of Silicon // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. № 3. P. 1491 - 1493.
35. Магунов А.Н., Мудров Е.В. Оптические свойства слаболегированного монокристаллического кремния в области края поглощения при температурах 300 - 700 К // Оптика и спектроскопия. 1991. Т. 70. № 1. С. 145 - 149.
36. Vandabeele P., Maex K. Temperature Measurement during Implantation at Elevated Temperatures (300 – 500 °C) // J. Vac. Sci. Technol. B. 1991. V. 9. № 6. P. 2784 - 2787.
37. Jellison G.E., Modine F.A. Optical Functions of Silicon at Elevated Temperatures // J. Appl. Phys. 1994. V. 76. №6. P. 3758 - 3761.
38. Kyuma K., Tai S., Sawada T. et al. Fiber-Optic Instrument for Temperature Measurement // IEEE J. Quant. Electron. 1982. V. 18. № 4. P. 676 - 680.
39. Friberg A.T., Kajanto I. , Optical Measurement of Temperature with Single-Crystal Silicon // Rev. Sci. Instrum. 1989. V. 60. № 8. P. 2764 - 2767.



40. *Бородин В.И., Луизова Л.А., Сысун В.И.* Исследование температурного поля и энергетического баланса металлогалогенной лампы простым интерферометрическим методом // Светотехника. 1973. № 12. С. 8 - 10.
41. *Bond R.A., Dzioba S., Naquib H.M.* Temperature Measurements of Glass Substrates during Plasma Etching // J. Vac. Technol. 1981. V. 18. № 2. P. 335 - 338.
42. *Кубрин В.И., Остроухов Н.Н., Тягинский А.Ю., Черняев В.Н.* Двухпараметрический контроль и регулирование процесса плазмохимической обработки // Электрон, пром-сть. 1987. № 2. С. 50 - 54.
43. *Лукьянов А.Ю., Новиков М.А., Сколов О.В., Шашкин В.И.* Бесконтактный оптический контроль скорости роста и температура в процессе металлоорганической газофазной эпитаксии // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. № 1. С. 7 - 11.
44. *Магунов А.Н.* Лазерная сканирующая калориметрия гетерогенных процессов при взаимодействии плазмы с поверхностью // Юбилейный сборник трудов Отделения информатики, вычислительной техники и автоматизации РАН. М.: ОИВТА РАН, 1993. Т. 3. С. 50-66.
45. *Магунов А.Н., Лукин О.В.* Исследование механизмов теплообмена неравновесной плазмы с монокристаллом кремния // Тр. I Рос. нац. конф. по теплообмену. Т. 1. М.: МЭИ, 1994. С. 189-194.
46. *Lukin O.V., Magunov A.N.* Temperature Measurements of Semiconductor Wafer via Laser Thermometer with Fiber-Optic Communication Line // Proc. SPIE. 1994. V. 2321. P. 439 - 442.
47. *Магунов А.Н., Гасилов А.Ю.* Интерференционный датчик температуры с волоконно-оптической связью // ПТЭ. 1993. № 2. С. 228 - 233.
48. Эллипсометрия: теория, методы, приложения / Под ред. К.К. Свиташева, А.С. Мардежова. Новосибирск: Наука, 1991. 253 с.
49. *Соколовская А.И., Кудрявцева А.Д., Бреховских Г.Л.* Новые оптические явления при комбинационном рассеянии света в конденсированных средах // Труды ФИАН. Т. 212. М.: Наука, 1991. С. 16-37.
50. *Dai S., Young J.P., Begun G.M., Mamantov G.* Temperature Measurement by Observation of the Raman Spectrum of Diamond // Appl. Spectrosc. 1992. V. 46. № 2. P. 375 - 377.
51. *Daviet J.-F., Peccoud L., Mondon F.* Heat Transfer in a Microelectronics Plasma Reactor // J. Appl. Phys. 1993. V. 73. №3. P. 1471 - 1479.
52. *Barna G.G., Moslehi M.M., Lee Y.J.* Sensor Needs for IC Manufacturing // Sol. St. Technol. 1994. V. 37. № 4. P. 57 - 61.
53. *Donnelly V.M., Ibbolson D.E., Chang C. - P.* Interferometric Thermometry Measurements of Silicon Wafer Temperatures during Plasma Processing // J. Vac. Sci. Technol. A. 1992. V. 10. № 4. Pt. 1. P. 1060 - 1064.