

УДК 53.082.54:536.5

ЛАЗЕРНАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ ТЕРМОМЕТРИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ДИЭЛЕКТРИКОВ (обзор)

© 1998 г. А. Н. Магунов

*Институт микроэлектроники РАН
150007, Ярославль, ул. Университетская, 21
Поступила в редакцию 05.01.98 г.*

В статье дан обзор работ, посвященных развитию и применению наиболее чувствительного метода лазерной термометрии твердого тела. Температурная чувствительность интерференционной термометрии в $10^2 \div 10^4$ раз выше чувствительности других лазерных методов и в сотни раз выше чувствительности платинового термометра сопротивления. Твердое тело в виде плоскопараллельной пластинки выполняет роль эталона Фабри - Перо, оптическая толщина которого изменяется с температурой. Обсуждается выбор оптической схемы, методы обработки сигнала, диапазон измеряемых температур. Сравняются полупроводниковые и диэлектрические эталоны по основным измерительным характеристикам. Приведены примеры применения метода для термометрии поверхностей, подвергаемых воздействию плазмы и лазерного излучения.

1. Введение

В последние годы быстро развиваются методы лазерной термометрии твердого тела. С помощью зондирующего светового пучка измеряют какой-либо температурно-зависимый параметр исследуемого объекта, а затем определяют искомую температуру по известной температурной зависимости этого параметра. Например, измеряют тепловое расширение микроструктуры, сформированной на поверхности [1,2], положение края межзонного поглощения света кристаллом [3, 4], продолжительность спада люминесценции после импульсного возбуждения [5], спектр комбинационного рассеяния [6], параметры эллипса поляризации отраженного света [7], коэффициент отражения [8]. Обзор ряда новых методов проведен в работе [9].

Важнейшей особенностью методов лазерной термометрии является то, что в них полностью устранена зависимость результата измерений от условий теплообмена между объектом и термочувствительным датчиком. Для контактных методов необходимо тепловое равновесие датчика с объектом, для бесконтактных (по тепловому излучению) - тепловой поток от объекта к датчику. В лазерной термометрии сам исследуемый объект выполняет роль датчика, показания которого считываются световым пучком. Второй важной особенностью является практически полное устранение посторонних воздействий на канал связи, по которому передается информация (этим каналом является лазерный пучок, на который не влияют помехи, иногда делающие невозможными измерения с помощью термопар или фотоприемников теплового излучения).

В настоящее время лазерные методы разрабатываются и применяются для измерения температуры поверхностей, подвергаемых воздействию газоразрядной плазмы, ионных и оптических пучков. Однако, значение некоторых развиваемых методов выходит за рамки их сегодняшнего применения, т. к. по основным измерительным характеристикам они на порядки величин превосходят традиционную термометрию.

В данной работе рассматриваются особенности, возможности и ограничения метода лазерной интерференционной термометрии полупроводников и диэлектриков. Этот метод, наиболее часто применяемый

в сложных экспериментальных условиях, объединяет качества, на первый взгляд кажущиеся взаимно дополнительными: очень высокую чувствительность и широкий диапазон измеряемых температур.

2. Регистрация и обработка интерферограммы

Плоскопараллельная прозрачная пластинка представляет собой эталон Фабри - Перо, т. е. два плоских зеркала с коэффициентами отражения $R_0 = (n - 1)^2 / (n + 1)^2$, между которыми находится среда с оптической толщиной nh (где n - показатель преломления, h - геометрическая толщина пластинки). Каждый из сомножителей, определяющих оптическую толщину, изменяется с температурой. Если температура пластинки изменяется во времени, то при облучении ее пучком монохроматического света наблюдается последовательность резонансов Фабри-Перо, т.е. периодические осцилляции интенсивности проходящего и отраженного света (рис.1). Облучение пластинки проводится обычно по нормали к поверхности, иногда под небольшими ($5 \div 20^\circ$) углами к нормали с целью избежать паразитных сигналов от интерференции пучка между поверхностями оптического окна, расположенного между лазером и исследуемой пластинкой.

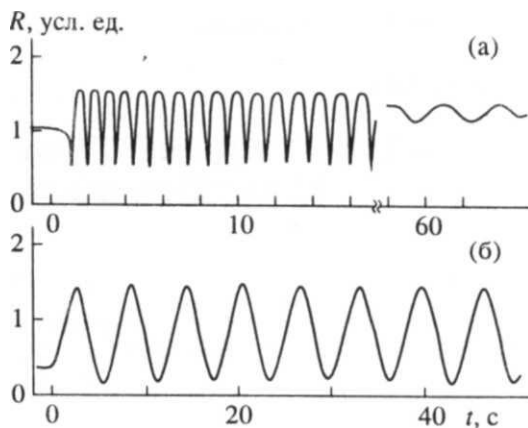


Рис. 1. Зависимости интенсивности отраженного света от времени при нагревании пластинки монокристаллического кремния (а) и стекла К-8 (б) в плазме в.ч.-разряда. Кремниевая пластинка толщиной 0.47 мм зондируется на длине волны 1.15 мкм, стеклянная толщиной 2.54 мм - на длине волны 0.63 мкм.

Оптическая схема не содержит опорного светового пучка, в отличие от ряда двухлучевых интерферометров [10]. Интерферометрия без специально создаваемого опорного пучка возможна в случае, когда исследуемый прозрачный объект имеет две отражающих поверхности.

Для термометрии стеклянных и кварцевых пластинок применяется обычно He - Ne лазер с длиной волны $\lambda = 0.63$ мкм. При зондировании пластинок, выполненных из полупроводниковых монокристаллов, применяют длины волн 1.15, 1.52 и 3.39 мкм (He-Ne лазер), а также 1.3 и 1.5 мкм (полупроводниковые лазерные диоды). Регистрируется, как правило, интенсивность отраженного излучения (исключение представляет самая первая работа [11], где интерферометр работает по двухлучевой схеме с опорным пучком, и регистрируется проходящее излучение, а также [12]).

Выражения для коэффициентов пропускания и отражения света пластиной известны [13]. Температурно-зависимые параметры $n(T)$ и $h(T)$ входят в аргумент тригонометрической функции в виде фазы (разности хода) $\varphi = 2nkh$, где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ - длина волны в вакууме, свет падает по нормали.

Пусть в начальный момент пластинка имеет известную температуру T_1 . При изменении температуры до неизвестного значения T регистрируется изменение фазы

$$\Delta\varphi = 2k[n(T)h(T) - n(T_1)h(T_1)] \quad (1)$$

Если сдвиг фазы превышает 2π (один период интерферограммы), можно ввести обозначение $\Delta\varphi = 2\pi N$, где N - число периодов.

Применяются различные аппроксимации зависимостей $n(T)$ и $h(T)$. Для линейных аппроксимаций $n(T) = n_0(1 + \beta T)$ и $h(T) = h_0(1 + \alpha T)$ при $\alpha = \text{const}$ и $\beta = \text{const}$ получаем из (1) в пренебрежении малым квадратичным членом:

$$T = T_1 + N\lambda[2n_0h_0(\alpha + \beta)]^{-1} \quad (2)$$

Это выражение используется для обработки интерферограмм в ряде работ [14, 15], причем в (2) полагают $\beta = 0$ и считают основным вклад теплого расширения пластинки. Как показано [16], пренебрежение вкладом, который вносит зависимость $n(T)$, может приводить к огромным ошибкам (для плавленого кварца ошибка в определении разности $T - T_1$ превышает порядок величины).

При использовании квадратичных аппроксимаций $n(T) = n_0(1 + AT + BT^2)$ и $h(T) = h_0(1 + aT + bT^2)$ с постоянными коэффициентами явное выражение для искомой температуры имеет вид (в пренебрежении членами, пропорциональными T^3 и T^4) [17]:

$$T = T_1 + [-\beta + (\beta + 4\alpha\gamma)^{0.5}] / 2\alpha \quad (3)$$

где $\alpha = Aa + B + b$, $\beta = A + a + 2\alpha T_1$, $\gamma = \lambda N / 2n_0h_0$.

Естественно, возможно численное решение уравнения (1) без получения выражений для T в явном виде. Такой способ является наилучшим при более сложных выражениях для $n(T)$ и $h(T)$. Данные по термическому расширению и оптическим свойствам материалов имеются в справочниках [18, 19]. Экспериментально изучены температурные коэффициенты показателя преломления для 23 различных стекол [20], лазерных [21] и кварцевых [22] стекол, широкозонных кристаллов [23]. Для ряда полупроводников имеются экспериментальные данные в узком диапазоне температур ($15 \div 35^\circ\text{C}$) [24]. Для кремния [25, 26] и GaAs [27] получены результаты в более широких диапазонах. Теоретические расчеты [28] в настоящее время не обеспечивают точности, необходимой для использования зависимостей $n(\lambda, T)$ в термометрии.

3. Форма и амплитуда резонансов

Форма резонансов Фабри - Перо в отраженном свете характеризуется отношением (F) расстояния между двумя минимумами (в единицах сдвига фаз) к ширине минимума отражения (измеренной в тех же единицах на половине высоты). При таком определении всегда должно выполняться условие $F > 1$. Этому, однако, не удовлетворяет при малых R_0 приближенное выражение, применяемое для характеристики эталонов высокого спектрального разрешения [10]:

$$F = \pi R_0^{1/2} (1 - R_0)^{-1} \quad (4)$$

Для кварцевой пластинки ($n = 1.46$, $R_0 = 0.035$) из (4) получаем бессмысленный результат $F = 0.61$ (т. е. минимум отражения в 1.6 раза шире, чем расстояние между соседними минимумами). На основе исходного определения F находим для произвольного R_0 при наличии поглощения в пластинке:

$$F = \pi / \arccos \frac{2R_0 \exp(-\alpha h)}{1 + R_0^2 \exp(-2\alpha h)} \quad (5)$$

где $\alpha(\text{см}^{-1})$ - коэффициент поглощения света. Для $\alpha = 0$ и $R_0 \geq 0.8$ выражения (4) и (5) дают совпадающие результаты. Преобразуем (5) при $\alpha = 0$:

$$F = \pi / \arccos[(n^2 - 1)^2 / (n^4 + 6n^2 + 1)] \quad (6)$$

При стремлении $n \Rightarrow 1$ и $R_0 \Rightarrow 0$ получаем $F \Rightarrow 2$, т. е. ширина минимума отражения в точности равна ширине максимума отражения только при $n = 1$. С увеличением n и R_0 минимум отражения сужается. Из (5) и (6) следует, что $F \geq 2$. Например, для плавленого кварца $F = 2.09$ ($\lambda = 0.63$ мкм), для Si $F = 3.25$ ($\lambda = 1.15$ мкм), для Ge $F = 3.64$ ($\lambda = 2$ мкм). Поглощение света в материале приводит к тому, что интерферограмма становится более симметричной относительно средней линии. Например, в пластинке Si при $T = 300$ К поглощение линии 1.15 мкм незначительно и $R_0 = 0.31$, поэтому наблюдаются узкие минимумы и широкие максимумы отражения. При увеличении температуры до $550 \div 600$ К ($\alpha \approx 30 \div 45 \text{ см}^{-1}$) различие между шириной максимумов и минимумов практически отсутствует ($F \approx 2$). Таким образом, эталоны Фабри - Перо для термометрии и для спектроскопии высокого разрешения представляют собой противоположные предельные случаи: термометрический эталон характеризуется значениями $F \approx 2 \div 4$, тогда как спектроскопический - значениями $F \geq 100$.

Амплитуду интерференционных колебаний принято характеризовать контрастом (видностью полос) $V = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$, где I - интенсивность света. Для пластинок с поглощением контраст в отраженном и проходящем свете выражается следующим образом [29]:

$$V_R = \frac{4(1 - R_0) \cdot [1 - R_0 \exp(-\alpha h)] \exp(-\alpha h)}{[1 + \exp(-\alpha h)]^2 [1 - R_0 \exp(-\alpha h)]^2 + [1 - \exp(-\alpha h)]^2 [1 + R_0 \exp(-\alpha h)]^2} \quad (7)$$

$$V_T = \frac{2R_0 \exp(-\alpha h)}{1 + R_0^2 \exp(-2\alpha h)} \quad (8)$$

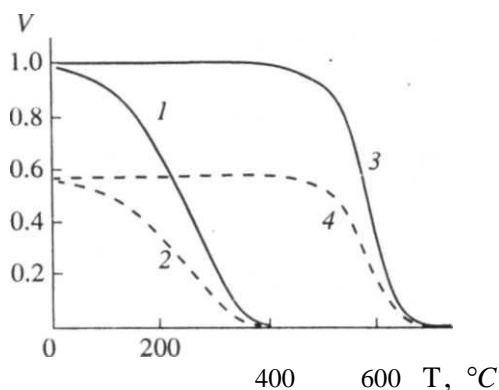


Рис. 2. Температурная зависимость контраста интерференции в Si-пластинке толщиной 0.5 мм для длин волн 1.15 мкм (1, 2) и 1.52 мкм (3, 4). Интерферограмма регистрировалась в отраженном (1, 3) и проходящем (2, 4) свете.

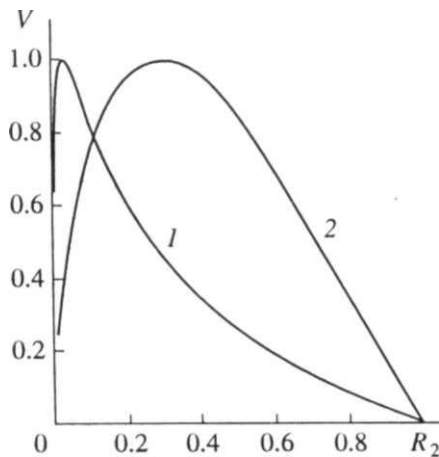


Рис. 3. Контраст интерферограммы в отраженном свете при постоянном коэффициенте отражения R_1 одной поверхности и переменном R_2 другой поверхности пластинки. 1 - стекло, $R_1 = 0.035$; 2 - Si, $R_1 = 0.31$.

Из (5) и (8) следует, что $V_T = \cos(\pi/F)$. На рис.2 показана температурная зависимость контраста интерференции в пластинке кремния для разных длин волн. Контраст в проходящем свете существенно меньше, это одна из причин регистрировать интерферограммы в отраженном свете. Вторая причина заключается в том, что при больших температурах интенсивность отраженного света стремится к R_0 , тогда как интенсивность проходящего света стремится к нулю. Эти различия приводят к тому, что реальная верхняя граница температурных измерений в режиме отражения выше на десятки градусов, чем в режиме пропускания.

Из (7) и (8) следует, что при $\alpha = 0$ имеем $V_R = 1$ и $V_T = (n^2 - 1)^2 / (n^4 + 6n^2 + 1)$. Для плавленого кварца при $\lambda = 0.633$ мкм получаем $V_T \approx 0.07$, т. е. слабые осцилляции интенсивности происходят на фоне большой постоянной составляющей интенсивности проходящего света. Для отраженного света постоянная составляющая отсутствует ($R_{min} = 0$).

К снижению контраста V_R приводит при $\alpha = 0$ нанесение любой пленки на одну из поверхностей пластинки (рис. 3), хотя интенсивность регистрируемого света может как уменьшиться (при нанесении частично просветляющей пленки), так и увеличиться (при нанесении металлической пленки). Например, при нанесении на поверхность монокристалла Si пленки алюминия средняя интенсивность отраженного света возрастает почти в 2 раза, но контраст уменьшается почти в 3 раза (облучение при этом осуществляется, естественно, со стороны непокрытой поверхности).

4. Температурная чувствительность

Основной характеристикой взаимодействия между лазерным пучком и эталоном является температурная чувствительность фазы, которая показывает, на сколько радиан изменяется фаза при изменении температуры на 1 К:

$$\Phi(\text{рад/К}) = d\phi/dT = 2nkh(n^{-1}\partial n/\partial T + h^{-1}\partial h/\partial T) \quad (9)$$

Материалы, из которых изготавливаются эталоны, удобно характеризовать удельной величиной Φh^{-1} . На рис. 4 показаны зависимости Φh^{-1} от обратной длины волны λ^{-1} для некоторых полупроводниковых монокристаллов при $T = 300$ К. На рис. 5 построены температурные зависимости Φh^{-1} для эталона из монокристалла Si при облучении тремя линиями He - Ne лазера. Для Si основной вклад вносит первое слагаемое в скобках выражения (9) : при $\lambda = 1.15$ мкм оно почти в 25 раз больше второго. Для других полупроводников

соотношение вкладов приблизительно такое же. Увеличение Φ с температурой обусловлено нелинейным характером зависимостей $n(T)$ и $h(T)$.

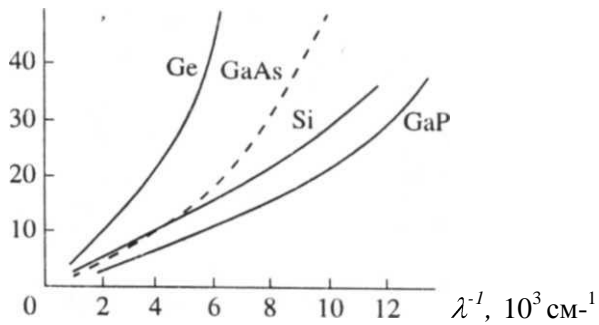


Рис. 4. Зависимость удельной температурной чувствительности фазы от обратной длины волны зондирования при $T = 300$ К для различных кристаллов.

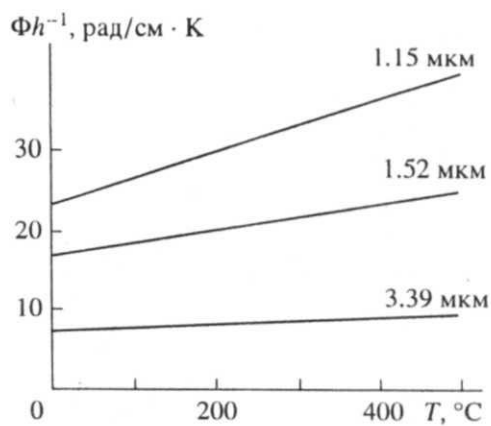


Рис. 5. Температурная зависимость чувствительности фазы при зондировании монокристалла Si на трех длинах волн.

В эксперименте увеличение Φ может достигаться при увеличении толщины пластинки, а также за счет приближения длины волны к краю межзонных переходов. При этом, конечно, должно выполняться условие частичной прозрачности пластинки (например, $\alpha h \leq 3$). Это накладывает некоторые ограничения на возможность одновременно увеличить h и уменьшить λ (рис. 6).

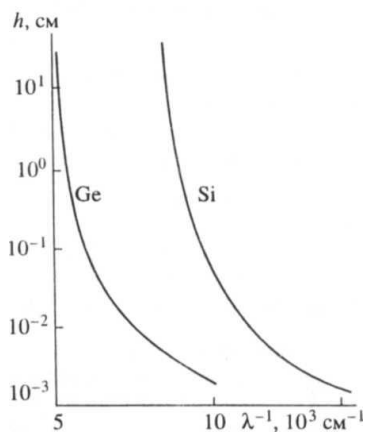


Рис. 6. Зависимость максимально допустимой толщины кристалла от обратной длины волны зондирования для Ge и Si.

Зная Φ , можно определить температурный интервал между соседними одноименными экстремумами интерферограммы:

$$\Delta T = 2\pi\Phi^{-1} \quad (10)$$

Интервал между соседними минимумом и максимумом, очевидно, вдвое меньше. Сравним ΔT для разных материалов. При $\lambda = 0.63$ мкм и $T = 300$ К $\Phi h^{-1} = 2.0$ рад/см·К для плавленого кварца, $\Phi h^{-1} = 2.8$ для боросиликатного крона К-8 (аналог оптического стекла Шотт BK7), $\Phi h^{-1} = 13.9$ для монокристалла ZnS и $\Phi h^{-1} = 39.7$ рад/см·К для монокристалла GaP. Для пластинок толщиной 1 мм получаем $\Delta T = 31.4$ К (SiO₂), 22.4 К (К-8), 4.5 К (ZnS) и 1.6 К (GaP). С ростом температуры ΔT уменьшается, согласно рис.5.

Причины, по которым многие полупроводники имеют большие показатели преломления (от $n \approx 3 \div 4$ в области прозрачности до $n = 5 \div 7$ в области сильного поглощения) обсуждаются в [30]. Большие значения температурных коэффициентов преломления полупроводников связаны, согласно соотношению Крамерса - Кронига, с существенным увеличением оптического поглощения при нагревании.

Для того, чтобы сравнивать интерференционный метод с другими, следует ввести и другое определение чувствительности. Мерой чувствительности S является температурное изменение интенсивности света, отнесенное к средней интенсивности \bar{I} за период интерференции [17]:

$$S(\%K^{-1}) = 100 \bar{I}^{-1} |dI/dT| \quad (11)$$

Единицы измерения $\%K^{-1}$ позволяют сопоставлять самые разные методы термометрии.

Чувствительность S имеет вид функции, осциллирующей при изменении температуры с удвоенной частотой по сравнению с колебаниями интенсивности света. В пределах полупериода интерференции чувствительность увеличивается от нуля до $S_{\max} \approx 150\%K^{-1}$ (для Si, $h = 0.5$ мм, $\lambda = 1.15$ мкм, $T = 300$ К) и вновь уменьшается до нуля. Удобнее усреднить чувствительность по периоду интерференции следующим образом [31]:

$$\bar{S}(\%K^{-1}) = 200\Phi V\pi^{-1} \quad (12)$$

Смысл определения таков: интенсивность света изменяется на величину $I_{\max} - I_{\min}$ при изменении температуры на $\Delta T = \pi\Phi^{-1}$; относим изменение сигнала к его среднему значению $0.5(I_{\max} + I_{\min})$ и температурному интервалу ΔT , получаем (12). На рис. 7 приведены графики $\bar{S}(T)$ для для монокристалла Si при зондировании тремя линиями He - Ne лазера. При увеличении температуры от комнатной чувствительность \bar{S} растет вследствие увеличения Φ . После прохождения максимума \bar{S} уменьшается из-за снижения контраста V интерферограммы.

Таким образом, кристалл Si толщиной 0.5 мм обеспечивает температурную чувствительность $80\%K^{-1}$, что в 200 раз выше, чем чувствительность платинового терморезистора ($0.4\%K^{-1}$) или в 80 раз выше чувствительности термопары медь - константан ($1\%K^{-1}$ при $100^{\circ}C$) [32]. Для кристалла Si толщиной 5 мм при зондировании светом $\lambda = 1.52$ мкм максимальное значение $\bar{S} \approx 680\%K^{-1}$ достигается при $T = 350^{\circ}C$, а при $T = 20^{\circ}C$ имеем $\bar{S} \approx 550\%K^{-1}$, что сравнимо с чувствительностью батареи, состоящей из нескольких сотен последовательно соединенных термопар. Одной из перспектив развиваемого метода является возможность регистрации изменений температуры кристалла на величину порядка 1 мК в случае, когда рабочая точка выбирается в области максимума чувствительности (11).

Поскольку при уменьшении толщины чувствительность эталона Φ уменьшается, можно уложить широкий температурный интервал в половину периода интерферограммы. Например, при микронной толщине кремниевой пластинки наблюдается монотонное уменьшение интенсивности отраженного света в диапазоне $300 \div 700$ К [33, 34].

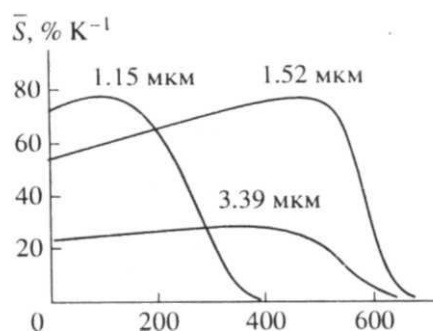


Рис. 7. Температурная зависимость чувствительности при зондировании монокристалла Si толщиной 0.5 мм на трех длинах волн. Интерферограмма регистрировалась в отраженном свете. Температура в °С.

5. Диапазон измеряемых температур

Предельно допустимыми для измерений будем считать такие температуры, при которых чувствительность \bar{S} уменьшается до минимальной величины, при которой еще можно различать осцилляции интенсивности света на интерферограмме. Для широкозонных кристаллов (LiF и т. д.) и стекол верхний температурный предел, вероятно, обусловлен разрушением материала. Для полупроводников с шириной запрещенной зоны $E_g \sim 1$ эВ верхний предел связан с увеличением поглощения света и, вследствие этого, падением контраста интерферограммы до неразличимого уровня (рис. 8).

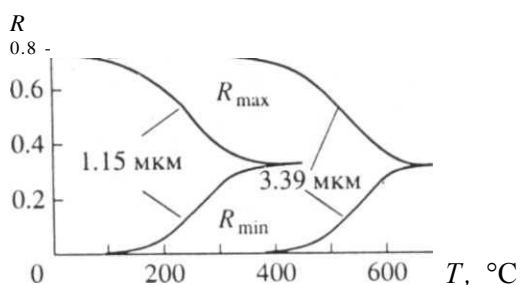


Рис. 8. Температурные зависимости R_{max} и R_{min} при регистрации интерферограммы на двух длинах волн для кристалла Si толщиной 0.5 мм.

Поглощение света в кристалле обусловлено различными механизмами, для которых имеется своя температурная и спектральная зависимость поглощения [35]. Для кремния в области $\lambda < 2$ мкм температурный диапазон ограничен сверху поглощением на межзонных оптических переходах, край которых при нагревании кристалла сдвигается в длинноволновую сторону. В области $\lambda \geq 2$ мкм рост поглощения обусловлен тепловой генерацией свободных носителей заряда (электронов и дырок). Этот механизм качественно описывается моделью Друде [30], а более точно - полуэмпирическими зависимостями (например, полученной в [36]).

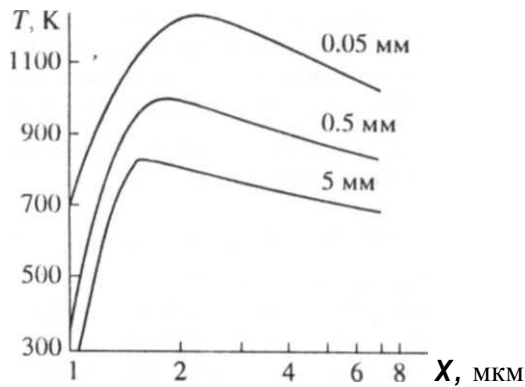


Рис. 9. Верхний температурный предел измерений методом резонансов Фабри-Перо для монокристалла Si различной толщины (цифры у кривых).

На рис. 9 показана спектральная зависимость верхнего предела измерений для монокристалла Si разных толщин [37]. Для монокристалла GaAs температурный предел расположен выше, чем для Si: например, для $\lambda = 1.15$ мкм верхний предел для Si находится при 350°C , тогда как для GaAs вблизи 700°C [38].

Работы по термометрии твердотельных эталонов в криогенной области в настоящее время отсутствуют. В отличие от высоких температур, где для полупроводниковых кристаллов происходит уменьшение контраста интерференции, при низких температурах можно ожидать уменьшения температурной чувствительности фазы Φ . Оценка, сделанная на основе зависимости $E_g(T)$ при $0 < T \leq 190\text{K}$ [39] и правила Мосса [40] $E_g n^4 = \text{const}$, показывает, что температурный коэффициент показателя преломления при $T = 77\text{K}$ в $6 \div 7$ раз ниже, чем при 300K . Снижение Φ можно компенсировать увеличением толщины кристалла и приближением длины волны света к краю межзонных переходов.

6. Эталон с неидеальной юстировкой зеркал

Рассмотрим, как влияют отклонения от плоскопараллельности кристалла на контраст интерферограмм и возможность термометрии. Для нормального падения света на плоскопараллельную пластинку в области прозрачности ($\alpha h \ll 1$) теоретическое значение контраста интерферограммы в отраженном свете $V_R = 1$. Однако, регистрируемые в эксперименте интерферограммы имеют меньший контраст, лежащий в диапазоне $0.1 \div 0.5$ (для кристаллов Si и GaAs) или $0.4 \div 0.9$ (для стекла К-8). При увеличении диаметра пучка контраст в среднем падает. Причина заключается в том, что реальные монокристаллические и стеклянные пластинки в каждой точке имеют малый, но конечный угол между поверхностями [41, 42]. При облучении эталона, имеющего расстройку зеркал, световым пучком конечного диаметра возникают две причины снижения контраста.

Как правило, полупроводниковые эталоны изготавливаются из серийно выпускаемых кристаллов путем раскалывания вдоль плоскостей спайности или с помощью скрайбирования. На рис. 10 приведены участки интерферограмм, полученные при сканировании монокристалла Si диаметром 76 мм и толщиной 0.38 мм световыми пучками ($\lambda = 1.15$ мкм) разного диаметра по одной и той же траектории. Использована установка с координатным столом, на котором образец перемещается вдоль светового пучка [43]. В данном случае интерферограмма обусловлена не нагреванием, а разнотолщинностью кристалла вдоль траектории сканирования. Когда диаметр пучка составляет 0.3 мм, регистрируются осцилляции интенсивности света,

проходящего сквозь кристалл: при изменении толщины на $\Delta h = \lambda/4n \approx 0.08$ мкм интенсивность изменяется от максимальной до минимальной (или наоборот), а сдвиг на полосу соответствует изменению толщины на $\Delta h = \lambda/2n \approx 0.16$ мкм. В отраженном свете регистрируется точно такая же, но перевернутая интерферограмма. Пучок диаметром 3 мм выявляет однородность оптических свойств того же кристалла.

Введем определение “узкого” и “широкого” световых пучков. Пусть угол между поверхностями пластины равен dh/dx , где h - толщина в точке с координатой x . По сечению пучка диаметром D толщина пластины изменяется на $\Delta h = D(dh/dx)$. Число P полупериодов интерференции по сечению пучка определяется соотношением [17]:

$$P = 4Dn(dh/dx)\lambda^{-1} \quad (13)$$

В случае $P < 1$ пучок считается узким: его диаметр меньше, чем расстояние вдоль поверхности между двумя точками, в одной из которых выполняется условие максимального, в другой - минимального пропускания. При $P \gg 1$ пучок является широким: по его сечению укладывается несколько максимумов и минимумов, которые частично или полностью компенсируют друг друга при регистрации фотоприемником. Для монокристалла Si с углом $dh/dx \sim 10^{-4}$ широким является пучок с диаметром $D \gg 1$ мм ($\lambda = 1.15$ мкм) или $D \gg 2.5$ мм ($\lambda = 3.39$ мкм).

При облучении пластинки с $dh/dx \neq 0$ узким пучком происходит пространственное разделение пучков разных порядков отражения в плоскости фотоприемника. В области, где пучки не перекрываются, фотоприемник регистрирует постоянную интенсивность света. Если угол достаточно велик, пучки разных порядков не перекрываются вообще, и контраст интерферограммы равен нулю. Количественный анализ контраста в зависимости от степени перекрытия двух пучков проведен в [44]. Перекрытие пучков разных порядков и контраст интерферограммы можно увеличить, увеличивая диаметр зондирующего пучка. Этот способ справедлив до тех пор, пока пучок можно считать узким. При переходе в режим широкого пучка контраст уменьшается с увеличением диаметра пучка. Практический прием при работе с монокристаллами, плоскопараллельность которых заранее не исследована, состоит в варьировании диаметра пучка до получения максимального контраста. Например, для произвольно выбранного участка монокристалла Si контраст увеличивается от $V = 0.2$ (при $D = 0.1$ мм) до $V = 0.6$ (при $D = 0.5$ мм) и падает до $V = 0.04$ (при $D = 3$ мм).

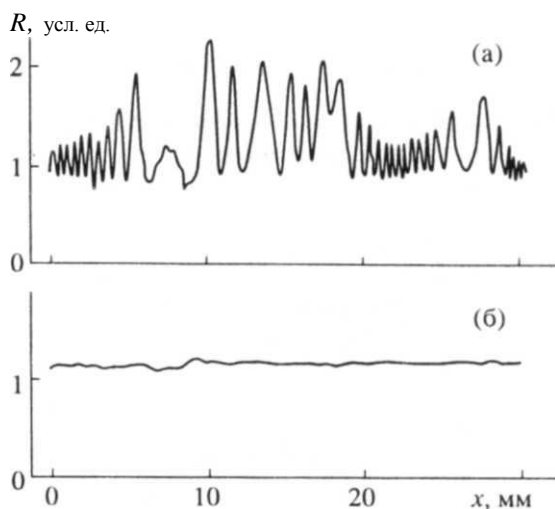


Рис. 10. Координатная зависимость коэффициента отражения при сканировании монокристалла Si световым пучком диаметром 0.3 (а) и 3 мм (б). Длина волны 1.15 мкм.

Интерферограмма (рис. 10) позволяет оценить распределение углов вдоль траектории сканирования. Для 400 исследованных участков размером $1 \times 1 \text{ мм}^2$ доля участков с углом, меньшим $1.6 \cdot 10^{-4}$ составляет 25%. В интервале $(1.6 \div 16) \cdot 10^{-4}$ плотность распределения участков с углом z аппроксимируется выражением [17]

$$P(z) = 0.6 \exp(-3.6 \cdot 10^3 z)$$

Углы $z \leq 10^{-4}$ нельзя определить на участках такого размера, т. к. интерферограмма содержит менее, чем 0.5 полосы. Углы $z > 2 \cdot 10^{-3}$ также не определяются, т. к. контраст падает до неразличимого уровня. Для 100 участков размером $4 \times 4 \text{ мм}^2$ в интервале $(4 \div 80) \cdot 10^{-5}$ получено следующее распределение:

$$p(z) \approx 0.2 \exp(-4.1 \cdot 10^3 z).$$

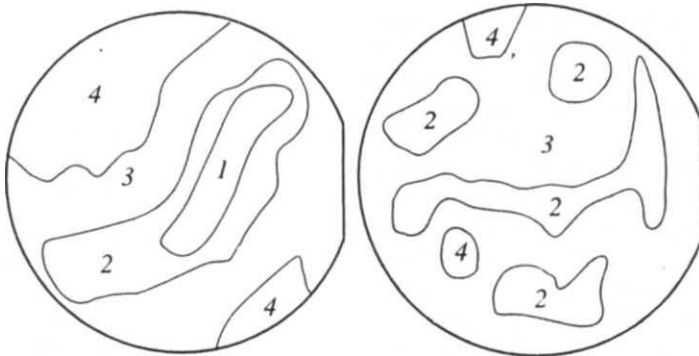


Рис. 11. Распределение углов наклона z (рад) между поверхностями монокристалла Si ($\varnothing 76 \text{ мм}$, толщина 0.38 мм): $z < 3 \cdot 10^{-5}$ (1), $z < 8 \cdot 10^{-5}$ (2), $1.1 \cdot 10^{-4} < z < 3.1 \cdot 10^{-4}$ (3), $z > 3 \cdot 10^{-4}$. Приведены карты для двух кристаллов.

Сравнение двух распределений показывает, что на участках меньшего размера чаще встречаются большие углы, препятствующие получению интерферограмм хорошего качества. Отсюда следует второй практический вывод: если регистрируемая интерферограмма имеет низкий контраст, следует переместить пучок по кристаллу на расстояние порядка $1 \div 3 \text{ мм}$, при этом контраст, как правило, усиливается. Представление о распределении углов по площади серийно выпускаемых монокристаллов можно получить из рис. 11, на котором приведены довольно грубые карты, содержащие всего 4 градации угла. Следует отметить, что с увеличением диаметра и толщины монокристаллов Si значение наиболее вероятного угла между поверхностями уменьшается вследствие улучшения технологии обработки.

7. Направление фазового сдвига

В некоторых случаях температура эталона во времени может изменяться немонотонно, и для автоматизированной обработки интерферограммы необходимы отчетливые признаки, указывающие на направление сдвига фазы и изменения температуры. При отсутствии объективных признаков возможны грубые ошибки в интерпретации интерферограммы. Например, если экстремальное значение температуры случайно соответствует экстремуму интерферограммы, обращение фазового сдвига невозможно зарегистрировать, и отсчеты температуры будут происходить в направлении, противоположном действительному. Эта особенность отмечалась в [45] как один из существенных недостатков метода. Предлагаемый [46] визуальный анализ интерферограмм (с целью выявления аномалий, связанных с обращением фазы) весьма трудоемок и едва ли поддается формализации в виде алгоритма распознавания для ЭВМ. К настоящему времени имеется несколько способов следить за направлением сдвига фазы.

Наиболее универсальным методом является модуляция длины волны зондирования, осуществляемая за счет нагревания резонатора полупроводникового лазера в течении импульса излучения (перестройка происходит на $1 \div 3 \text{ см}^{-1}$ при изменении температуры на несколько градусов). Метод модуляции λ реализован в работах [47, 48]. Интерферограмма состоит из множества отдельных импульсов длительностью 20 мсек (при частоте посылок 2 Гц), форма которых при нагревании и остывании отчетливо различается, а распознавание осуществляет ЭВМ [12].

Естественная небольшая клиновидность пластины использована [49] для решения той же проблемы. Полоса равной толщины при нагревании кремниевой пластины перемещается в сторону уменьшающейся толщины, а при остывании - в противоположном направлении. Излучение падает на фотоприемник, состоящий из независимых секторов. Когда температура заведомо растет, запоминается последовательность достижения интерференционных экстремумов на разных секторах. Когда порядок следования экстремумов изменяется на обратный, происходит уменьшение температуры пластины.

Для полупроводниковых кристаллов применяется зондирование пучком с длиной волны вблизи края собственного поглощения. При увеличении температуры край поглощения сдвигается в длинноволновую область, при этом уменьшается контраст интерферограммы. Например, для $\lambda = 1.15 \text{ мкм}$ при нагревании кремниевой пластинки толщиной 0.5 мм вблизи 300°C переход от одной полосы к другой сопровождается уменьшением контраста на 5%, что позволяет надежно определять направление температурных изменений [50].

Возможным решением является также способ, состоящий в облучении пластинки пучком на двух близких длинах волн. При этом возникают биения интерферограммы, т. е. низкочастотная модуляция, которая уменьшает вероятность пропустить момент обращения фазы. Для He - Ne лазера двухволновой режим достигается просто, т. к. одновременно могут излучаться несколько близких линий в области $1.1 \div 1.2 \text{ мкм}$, принадлежащих переходам между разными подуровнями состояний $2s$ и $2p$ [51].

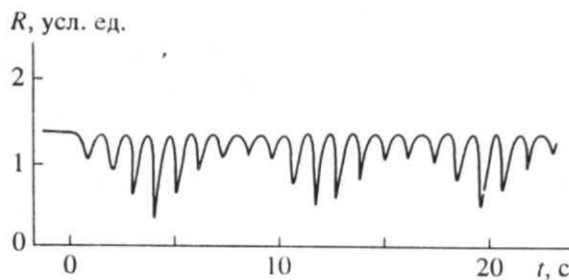


Рис. 12. Зависимость коэффициента отражения от времени при нагревании монокристалла GaAs толщиной 0.4 мм и плазме и.ч.-разряда. Лазерное излучение содержит длины волн 1.15 и 1.08 мкм.

На рис. 12 показана интерферограмма при нагревании кристалла GaAs, полученная при облучении пучком He - Ne лазера ЛГ-126 (этот лазер, кроме линии 1.15 мкм, излучает линию 1.08 мкм, интенсивность которой примерно на порядок ниже). Такие биения ранее наблюдались в работе [38]. Для использования биений в качестве меток, указывающих направление сдвига фазы, добавочную линию генерации можно ослабить, чтобы глубина модуляции интерферограммы была меньше, чем на рис. 11. В случае кремния амплитуда биений при использовании тех же линий незначительна (хотя надежно различима) при 300 К и равна нулю при $T > 400 \text{ К}$ из-за поглощения линии 1.08 мкм.

В работе [52] на интерферограмме, полученной на $\lambda = 3.39$ мкм при нагревании монокристалла GaAs ($h = 0.66$ мм) наблюдается модуляция, однако причины ее неясны. Одновременно с линией 3.39 мкм в линии излучения He - Ne лазера присутствует линия 1.15 мкм, но при такой большой разнице длин волн биения не могут захватывать 5 - 6 периодов интерферограммы (как в указанной работе).

8. Инерционность термометрии

Инерционность метода определяется соотношением характерных времен энерговыклада и установления зависимостей $n(T)$ и $h(T)$. В настоящее время практически все измерения проводятся в условиях, когда тепловой источник, локализованный на поверхности пластинки, действует неограниченно долго ($10^2 - 10^3$ сек или больше), но обеспечивает сравнительно малую плотность мощности ($0.05 - 1$ Вт/см²). Время выравнивания температуры по толщине пластинки $\tau \sim h^2/k$ (где k - коэффициент теплопроводности) составляет при $T=300$ К для полупроводниковых кристаллов толщиной 0.5 мм несколько мсек, а для стекол толщиной 1÷2 мм несколько секунд. По этой причине вычисление температуры по интерферограммам (рис.1) проводится в предположении однородной температуры по толщине пластинки. В случае, если импульсный (1 нсек ÷ 1 мсек) тепловой источник локализован на поверхности пластинки, необходимо решать нестационарное уравнение теплопроводности совместно с уравнением фазового сдвига.

Однородность температуры по толщине может быть обусловлена не только процессом теплопереноса, но и действием объемного теплового источника. Например, пластинку можно нагревать пучком излучения СВЧ или ИК диапазонов, для которых глубина проникновения в кристалл намного превышает его толщину. На оптические свойства кристалла влияют, в первую очередь, два параметра: постоянная решетки и амплитуда колебаний атомов в узлах решетки [53]. Амплитуда колебаний устанавливается в результате ряда релаксационных процессов за время, не превышающее 1 псек [53]. Постоянная кристаллической решетки устанавливается намного медленнее, путем релаксации давления за время порядка $\tau \sim L / v_s$ (где L - максимальный размер кристалла, v_s - скорость продольных звуковых волн). Для Si при $L \sim 1$ см имеем $\tau \sim 1$ мсек. Такое время изменения ширины запрещенной зоны (от $E_g \approx 1.1$ эВ до $E_g \approx 0.8$ эВ) наблюдалось при импульсном (100 нсек) нагревании кристалла Si излучением CO₂- лазера [54]. При $t < 1$ мсек интерпретация интерферограммы может быть затруднена из-за того, что действуют одновременно зависимости показателя преломления от температуры и давления.

Еще медленнее (за время порядка 1 мсек) устанавливается равновесная концентрация свободных носителей заряда при быстром изменении температуры полупроводника [55]. Однако, изменение показателя преломления, обусловленное свободными носителями при небольшой их концентрации ($N \ll 10^{18}$ см⁻³), пренебрежимо мало по сравнению с вкладом связанных электронов. При $N \geq 10^{18}$ см⁻³ кристалл становится непрозрачным, и интерференционная термометрия невозможна. Произвольный уровень возбуждения ($N \leq 10^{18}$ см⁻³) требует совместного решения задачи об установлении концентрации носителей и уравнения фазового сдвига.

Таким образом, инерционность метода можно характеризовать временем 1 мсек. Ограничение быстродействия, обусловленное конечной скоростью теплопереноса по толщине пластинки и установления показателя преломления, носит не принципиальный характер и может быть преодолено за счет усложнения вычислений.

9. Влияние зондирующего пучка на результат измерений

Максимальная чувствительность к температурным изменениям достигается при зондировании кристаллов светом с энергией квантов вблизи края собственного поглощения. При этом, однако, возникает проблема возмущающего действия измерительного пучка на температуру пластинки, т.к. вследствие частичного поглощения света полупроводник нагревается. С увеличением температуры у большинства кристаллов край поглощения сдвигается в длинноволновую область, т.е. растет поглощение света с фиксированной длиной волны. На рис.13 показана температурная зависимость коэффициента поглощения A света ($\lambda = 1.15$ мкм) монокристаллом кремния, полученная из уравнения баланса мощности $A = 1 - R - T$ (здесь T - коэффициент пропускания света пластинкой). На рис.14 температурные зависимости поглощения для двух длин волн построены для экстремальных точек $A_{\max} = 1 - R_{\min} - T_{\max}$ и $A_{\min} = 1 - R_{\max} - T_{\min}$. Поглощаемая пластинкой мощность составляет $\bar{A}P$, где \bar{A} - средний по периоду коэффициент поглощения, P - мощность зондирующего пучка. Для определения значимости возмущающего действия необходимо сравнить поглощаемую мощность пучка с мощностью основных тепловых источников, нагревающих кристалл, или тепловых стоков, охлаждающих его. Если изучаемый процесс обеспечивает существенно более высокую мощность, возмущающим действием зондирующего пучка можно пренебречь. В противном случае необходимо использовать длину волны, дальше отстоящую от края межзонных переходов. Кроме того, возможно уменьшение мощности зондирующего пучка (обычно несколько мВт) в $10 \div 100$ раз.

10. Сравнение с другими методами лазерной термометрии

Температурные изменения физических параметров твердого тела являются весьма слабыми. Так, тепловое расширение характеризуется величиной $h^{-1}dh/dT \sim 10^{-6} \div 10^{-5} \text{ K}^{-1}$, преломление света $n^{-1}dn/dT \leq 10^{-4} \text{ K}^{-1}$, изменение ширины запрещенной зоны $E_g^{-1}dE_g/dT \leq 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ [18, 19]. Коэффициенты преобразования изменения температуры в изменения этих параметров не поддаются увеличению или уменьшению, т.к. определяются фундаментальными свойствами материалов. Методы различаются, однако, по характеру связи между температурно-чувствительным параметром и регистрируемым сигналом. Эта связь может являться своеобразным усилителем изменений, если малое изменение физического параметра ($10^{-6} \div 10^{-4} \text{ K}^{-1}$) преобразуется в значительное изменение регистрируемого сигнала ($10^{-3} \div 10^{-1} \text{ K}^{-1}$).

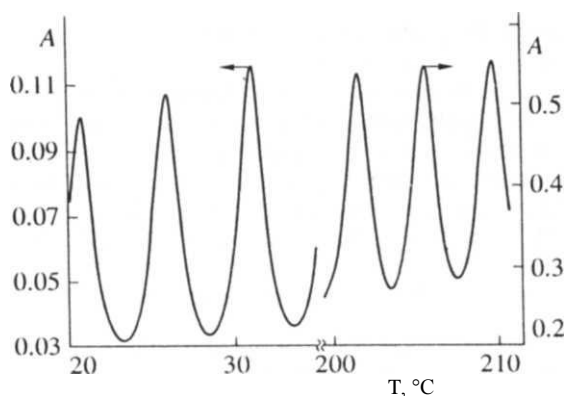


Рис. 13. Температурная зависимость коэффициента поглощения света (1.15 мкм) монокристаллом Si толщиной 0.5 мм.

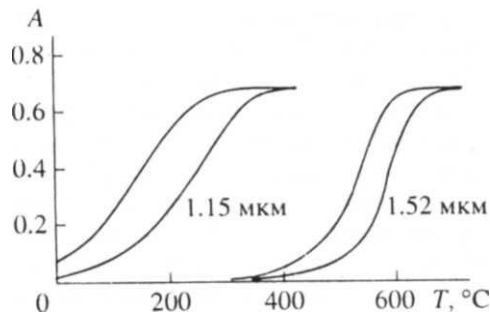


Рис. 14. Температурная зависимость коэффициента поглощения света на двух длинах волн, построенная по интерференционным экстремумам. Толщина 0.5 мм.

Рассмотрим различные схемы термометрии, основанные на температурной зависимости показателя преломления.

1. Пучок взаимодействует с полупространством ($\alpha h \gg 1$, но $\alpha \ll 4\pi n/\lambda$), регистрируется коэффициент отражения $R_0 = (n - 1)^2 / (n + 1)^2$. При изменении температуры на 1К и показателя преломления ($n = 4$) на $\Delta n = 2 \cdot 10^{-4}$ коэффициент отражения изменяется на $\Delta R = 2 \cdot 10^{-5}$. Произошло ослабление изменений из-за того, что $n(T)$ входит в числитель и знаменатель. Такая схема применена [8] для термометрии пластинки Si в области высоких температур на длине волны 0.63 мкм. Чувствительность схемы очень низка, однако, более чувствительных лазерных методов для области температур $T > 1000$ К, где кристалл непрозрачен, не существует.

2. Некогерентный пучок взаимодействует с прозрачной пластинкой ($\alpha = 0$, $n = 4$). Отражение происходит от двух поверхностей: $R = (n - 1)^2 / (n^2 + 1)$. При $\Delta T = 1$ К и $\Delta n = 2 \cdot 10^{-4}$ получаем $\Delta R = 2.1 \cdot 10^{-5}$, т. е. преобразование с ослаблением. Такая схема соответствует термометрии германиевой пластинки пучком со спектральной шириной $\Delta \nu \gg (2nh)^{-1}$ в области $\lambda \approx 3 \div 4$ мкм.

3. Когерентный пучок взаимодействует с прозрачной пластинкой ($n = 4$, $h = 2$ мм). При $\Delta T = 1$ К и $\Delta n = 2 \cdot 10^{-4}$ получаем для $\lambda = 3$ мкм сдвиг интерференции на 0.64 полосы. Сдвиг на 0.5 полосы соответствует изменению сигнала от максимума до нуля, т. е. $\Delta R \sim 1$. Итак, преобразование с помощью функции $\cos(2nkh)$ приводит к существенному усилению изменений.

Если бы интенсивность света изменялась монотонно с температурой пластинки, то для достижения обычных параметров (1000 различных градаций сигнала при изменении температуры на $0.2 \div 2$ К, в зависимости от толщины) в диапазоне температур порядка 1000 К потребовался бы динамический диапазон $10^6 \div 10^7$. Эти цифры характеризуют эффективный динамический диапазон регистрируемого сигнала в методе лазерной интерференционной термометрии: такое изменение интенсивности света потребовалось бы для достижения чувствительности и диапазона измеряемых температур, если бы сигнал не имел формы периодических колебаний.

Обсудим второй по чувствительности метод. В выражения коэффициентов пропускания и отражения для некогерентного освещения пластинки температурно - чувствительный параметр $\alpha(T)$ входит в показатель экспоненты $\exp(-\alpha h)$. Если выбрать длину волны таким образом, чтобы выполнялось условие $0.2 \leq \alpha h \leq 2$, то изменение $\Delta T = 1$ К преобразуется в $\Delta R \sim 10^{-2}$ [9]. Диапазон измеряемых температур (при облучении пластинок на фиксированной длине волны) составляет $300 \div 400$ К для непрямозонного полупроводника (Si) и, вероятно, значительно меньше для прямозонного (GaAs). Диапазон можно расширить, если последовательно применять

несколько длин волн (когда для одной стало выполняться условие $\alpha h > 3$ и чувствительность упала, включается второй пучок с другой длиной волны в диапазоне $\alpha h \sim 1$ и т. д.). Это, однако, усложняет экспериментальную установку.

Методы, основанные на тепловом расширении дифракционной решетки, комбинационном рассеянии и эллипсометрии, рассмотренные в обзоре [9], значительно уступают интерференционной термометрии по чувствительности и помехозащищенности. Итак, лазерная термометрия эталонов Фабри - Перо на 2 ÷ 4 порядка превосходит по чувствительности другие методы, основанные на регистрации отраженного, проходящего или рассеянного света. Выбор толщины пластинки и длины волны зондирующего света позволяет в пределах нескольких порядков изменять температурную чувствительность. Это свойство обусловлено двухступенчатым преобразованием изменений температуры в изменения интенсивности отраженного света [9]. Такая схема позволяет управлять усилением преобразования, в отличие от многих методов, где преобразование является одноступенчатым, т.е. отражает только определенное свойство материала и не допускает усиления или ослабления коэффициента преобразования путем выбора условий считывания.

11. Области и условия применения метода

В настоящее время интерференционный метод применяется чаще всего для термометрии кристаллов и стекол, помещенных в газоразрядную плазму низкого давления. Целенаправленное воздействие на поверхность, осуществляемое химически активными частицами, является основой создания интегральных микросхем в электронике, оптике, механике. В области вакуумно - плазменной технологии проблема термометрии подложек решалась традиционными средствами в течение нескольких десятилетий [56, 57]. Традиционные методы оказались неэффективными по ряду причин: электрод и лежащая на нем пластина находятся под высоким потенциалом (до 1 кВ) относительно земли; в реакторе генерируются сильные электромагнитные шумы в широком диапазоне частот; разряд является источником неравновесного излучения, намного превышающего тепловое излучение оптически тонкой подложки.

Кроме того, одним из решающих факторов оказалась высокая производительность лазерной термометрии (производительность характеризуется отношением длительности единичного измерения к времени, необходимому для подготовки этого измерения). По сравнению с контактными методами производительность измерений выросла в сотни раз.

Проблему термометрии подложек в настоящее время можно считать в основном решенной. Изучена кинетика нагрева стеклянных и кварцевых подложек в плазме ВЧ - разряда [14-16]. После того, как с помощью He - Ne лазера ИК диапазона была измерена температура кремниевых пластин в плазме [58, 59], началось изучение нестационарных температурных режимов в разрядах разных давлений ($10^{-3} \div 1$ Торр) и с разными способами ВЧ - возбуждения [60, 61]. Контролируется температура подложек также при осаждении пленок из разряда [48].

Возможность точного измерения нестационарной температуры поверхности в разряде обусловила развитие метода сканирующей калориметрии, цель которого - исследование механизмов теплообмена неравновесной плазмы с поверхностью [37]. Метод позволяет измерять температуру нейтрального газа в разряде [62], теплоту плазмохимической реакции на поверхности [63], константы скоростей различных процессов теплообмена [64].

Принципиальным для термометрии в плазме является вопрос о ее влиянии на оптические свойства пластинок и на условия распространения светового пучка. Оценки показывают, что заряды и электрические поля на границе раздела плазма - поверхность не изменяют заметным образом оптических постоянных материалов (приняты во внимание эффект Франца - Келдыша и электрооптический эффект Керра [65]). Генерация неравновесных носителей заряда в кристаллах и стеклах под действием излучения разряда также не приводит к изменению поглощения и преломления света. Наконец, разделение волнового фронта пучка на две составляющих происходит только в пределах, ограниченных двумя поверхностями пластинки. Если считать опорной ту часть пучка, которая отражается от передней поверхности, а зондирующей - ту часть, которая прошла сквозь пластинку и отразилась от тыльной поверхности, становится ясно, что результат их взаимодействия после выхода зондирующей волны из пластинки является окончательным, т. к. при этом произошло распределение интенсивности между прошедшим и отраженным пучками. Распространение пучка в плазме уже не влияет на результат. После отражения от пластинки обе составляющих - опорная и зондирующая волны - снова представляют неразделимое целое, поэтому плазма не может влиять на них по-разному и приводить к дополнительной разности хода. Эти соображения подтверждаются экспериментом: в момент зажигания и в течение времени установления разряда ($\sim 10 \div 100$ мсек) на интерферограмме не наблюдается никаких аномалий, связанных с зарядкой поверхности и т. д. На рис. 13 показана кинетика нагревания пластинок монокристаллического кремния разных толщин в плазме ВЧ разряда. Случайная погрешность измерений составляет около ~ 0.1 К. Отличие температуры поверхности от измеряемой температуры (средней по толщине кристалла) не превышает 1 мК, поскольку скорость нагревания невелика.

Метод применяется также для исследования стационарных температурных полей по площади пластинки, покрытой поглощающей пленкой, на которую падает излучение аргонового лазера с мощностью 2 - 4 Вт [46, 66]. Контраст интерферограмм невелик ($V \approx 0.03 \div 0.2$), т. к. коэффициенты отражения от двух поверхностей существенно отличаются. Авторы считают, что при пространственном сканировании пластинки зондирующим пучком He - Ne лазера осцилляции коэффициента отражения обусловлены только вариациями

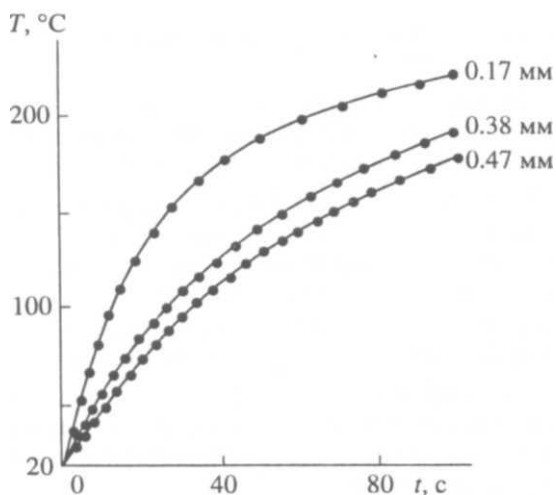


Рис. 15. Зависимость температуры монокристаллов Si различной толщины (цифры у кривых) от времени после зажигания в.ч.-разряда в кислороде при давлении 50 Па. Длина волны зондирования 1.15 мкм.

температуры. Однако, для стекла толщиной 1 мм изменение толщины на 0.2 мкм (т. е. всего на 0.02%) приводит к такому же сдвигу фазы, как и изменение температуры на 20 К. Вероятно, для решения задач лазерной

термохимии весьма перспективно применение панорамной интерферометрии [67], позволяющей непрерывно получать изображение полос равной толщины по всей пластине. В этом случае каждый элемент изображения является отдельным эталоном Фабри - Перо. Такой способ позволяет регистрировать пространственно - временную эволюцию температуры.

Перспективной областью применения лазерной термометрии является ионная имплантация полупроводников. В сильноточных ускорителях на поверхность пластины диаметром 100 ÷ 150 мм и толщиной 0.5 ÷ 1 мм действуют тепловые потоки порядка 1 кВт, при этом температура, как правило, не контролируется [68]. Для лазерной термометрии трудность здесь состоит в том, что в ходе имплантации существенно изменяются оптические свойства приповерхностного слоя кристалла.

Вопросы, относящиеся к термометрии эталонов Фабри - Перо в условиях сильных магнитных полей и ионизирующих излучений высокой энергии, в настоящее время не изучены.

12. Заключение

Значительная часть предлагаемых новых методов не приобретает сколько-нибудь заметного значения, и их применение ограничивается одной-двумя работами (а иногда только показана возможность измерения температуры, но не получено новых результатов). Это означает, что метод не решает проблем повышения точности и информативности измерений и снижения их трудоемкости. Кроме того, любой новый метод должен доказывать свою эффективность при решении физических задач, решение которых старыми средствами невозможно. Имеется ряд признаков, указывающих на жизнеспособность именно лазерной интерференционной термометрии:

Во-первых, метод характеризуется высокой чувствительностью, помехозащищенностью, производительностью измерений, простотой оптической схемы и однозначно различаемой визуальной формой сигнала.

Во-вторых, на протяжении последнего десятилетия над развитием и применением метода работали семь исследовательских групп.

В-третьих, получен ряд новых результатов по кинетике и механизмам теплообмена неравновесной плазмы с поверхностью и по тепловым эффектам плазмохимических реакций на поверхности. Эти результаты были недоступны при использовании традиционных методов термометрии.

В-четвертых, метод позволяет контролировать температуру подложек в процессах осаждения пленок и травления структур в плазменной микротехнологии.

В ближайшее время начнется освоение области криогенных температур, поскольку в микротехнологии уже сложилась тенденция проведения некоторых ионно - химических реакций на поверхности полупроводниковых кристаллов при $T = 120 \div 170$ К.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 96-02-18164) и Миннауки РФ ("Перспективные технологии и устройства микро- и нанoeлектроники", проект 117/57/4).

Литература

1. Durandet A., Joubert O., Pelletier J., Pichot M. // J. Appl. Phys. 1990. V.67, No.8. P.3862.
2. Lang M. K., Donohoe G. W., Zaidi S.H., Brueck S.R.J. // Opt. Eng. 1994. V.33, No.10. P.3465.
3. Sturm J. S., Garone P. M., Schwartz P. V. // J. Appl. Phys. 1991. V. 69, No. 1. P. 542.
4. Wang Z., Kwan S. L., Pearsall T. P. et al. // J. Vac. Sci. Technol. B. 1997. V. 15, No. 1. P. 116.
5. Kolodner P., Katzir A., Hartsough N. // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 43, No. 6. P. 749.
6. Dai S., Young J. P., Begun G. M., Mamantov G. // Appl. Spectrosc. 1992. V. 46, No. 2. P. 375.
7. Hansen G. P., Krishnen S., Hauge R. H., Margrave J. L. // Appl. Optics. 1989. V. 28, No. 8. P. 1885.
8. Olson G. L., Roth J. A. // Mater. Sci. Repts. 1988. V. 3. No. 1. P. 1.
9. Магунов А. Н., Лукин О. В. // Микроэлектроника. 1996. Т. 25, N2. С. 97.
10. Лебедева В. В. Экспериментальная оптика. М.: Изд. МГУ, 1994. 325 с.
11. Бородин В. И., Луизова Л. А., Сысун В. И. // Светотехника. 1973. N12. С. 8.
12. Kikuchi J., Kurosaki R., Fujimura S., Yano H. // Proc. SPIE. 1994. V. 2336. P. 111.
13. Борн М., Вольф Е. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 855 с.
14. Bond R. A., Dzioba S., Naguib H. M. // J. Vac. Sci. Technol. 1981. V. 18, No. 2. P. 335.
15. Тихонова Э. А., Тянгинский А. Ю., Шаронова Е. П. // Электрон. техн. Сер. 3. Микроэл. 1987. N3. С. 84.
16. Лукин О. В., Магунов А. Н. // Опт. и спектр. 1993. Т. 74, N3. С. 630.
17. Магунов А. Н., Мудров Е. В. // Теплофиз. выс. темпер. 1992. Т. 30, N2. С. 372.
18. Воронкова Е. М., Гречушников Б. Н., Дистлер Г. И., Петров И. П. Оптические материалы ИК техники. М.: Наука, 1965. 335 с.
19. Dargys A., Kundrotas J. Handbook on physical properties of Ge, Si, GaAs and InP. Vilnius: Sci. and Encyclopedia Publ., 1994. 262 P.
20. Ваак Т. // J. Opt. Soc. Amer. 1969. V. 59, No. 7. P. 851.
21. Блажко В. В., Бубнов М. М., Дианов Е. М., Чиколини А. В. // Квант. электрон. 1976. Т. 3, N5. С. 1151.
22. Matsuoka J., Kitamura N., Fujinaga S. et al. // J. Non - Cryst. Sol. 1991. V. 135, No. 1. P. 86.
23. Tropf W. J. // Opt. Eng. 1995. V.34, No. 5. P. 1369.
24. Bertolotti M., Bogdanov V., Ferrari A. et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 1990. V. 7, No. 6. P. 918.
25. Магунов А. Н., Мудров Е. В. // Опт. и спектр. 1991. Т. 70, N1, С. 145.
26. Магунов А. Н. // Опт. и спектр. 1992. Т. 73, N2. С. 353.
27. Talghader J., Smith J. S. // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 66, No. 3. P.335.
28. Forouhi A. R., Bloomer I. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38, No. 3. P. 1865.
29. Magunov A. N. // Proc. SPIE. 1995. V. 2208. P. 103.
30. Grosse P. Freie Elektronen in Festkorpern. Berlin etc.: Springer Verlag, 1979 (Гроссе П. Свободные электроны в твердых телах. М.: Мир, 1982. 270 с.).
31. Магунов А. Н., Гасилов А. Ю. // ПТЭ. 1993. N2. с. 228.
32. Температурные измерения. Справочник. Под ред. О. А. Геращенко. Киев: Наук. думка, 1989. 704 с.
33. Schultheis L., Amstutz H., Kaufmann M. // Opt. Lett. 1988. V. 13, No. 9. P. 782.
34. Berthold J. W., Reed S. E., Sarkis R. G. // Opt. Eng. 1991. V. 30, No. 5. P. 524.
35. Fan N. Y. // Repts. progr. phys. 1956. V. 19, P.107 (Фань Н. И. // УФН. 1958. Т. 54, N2. с. 315).

36. Vandenabeele P., Maex K. // Proc. SPIE. 1990. V. 1393. P.316.
37. Магунов А. Н. // ПТЭ. 1995. N5. С. 131.
38. Лукьянов А. Ю., Новиков М. А., Сколотов О. В., Шашкин В. И. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19, N1. С. 7.
39. Bludau W., Onton A., Heinke W. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45, No. 4. P. 1846.
40. Moss T. S. Optical properties of semi - conductors. London: Butterworths Sci. 1959 (Мосс Т. Оптические свойства полупроводников. М.: ИИЛ, 1961. 304 с.).
41. Прокопенко В. Т., Рондарев В. С., Яськов А. Д. // ПТЭ. 1975. N4. С. 185.
42. Мандель В. Е., Попов А. Ю., Попова Е. В. и др. // Оптич. журнал. 1995. N1. С. 71.
43. Magunov A. N., Gasilov A. Yu. // Proc. SPIE. 1993. V. 2161. P.46.
44. Магунов А. Н. // Зав. лаб. 1995. Т. 61, N9. с. 27.
45. Anderson R. L. // Proc. SPIE. 1990. V. 1392. P. 437.
46. Вотеле М., Морозова Е. А., Шафеев Г. А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1991. Т. 55, N6, С. 1221.
47. Saenger K. L., Tong F., Logan J. S., Holber W. M. // Rev. Sci. Instrum. 1992. V. 63, No. 8. P. 3862.
48. Kurosaki R., Kikuchi J., Watabe M. et al. // Proc. SPIE. 1995. V. 2635. P.207.
49. Donnelly V. M. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1993. V. 11. P. 2393.
50. Магунов А. Н. // Юбил. сб. трудов инст. Отд. информ., выч. техн. и автоматиз. РАН. М.: ОИВТА РАН, 1993. Т. 3. С. 50.
51. Javan A., Bennett W. R., Herriott D. R. // Phys. Rev. Lett. 1961. V. 6. No. 3. P. 106.
52. Sankur H., Gunning W. // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 56, No. 26. P. 2651.
53. Ахманов С.А., Емельянов В.И., Коротеев Н.И., Семиногов В.Н. // УФН. 1985. Т.147, N4. С.675.
54. Feng S.T., Irene E.A. // Appl. Phys. Lett. 1991. V.58, No. 19. P.2073.
55. Сидорин А.В. // Тр. ФИАН. Т.137. М.: Наука, 1982. С.135.
56. Handbook of thin film technology / L. M. Maissel, R. Glang (Eds.). N. Y.: McGraw Hill, 1970 (Технология тонких пленок. Справочник. Под ред. Л. Майселла, Р. Глэнга. М.: Сов. радио, 1977. Т. 1. 664 с.).
57. Ивановский Г. Ф., Петров В. И. Ионно-плазменная обработка материалов. М.: Радио и связь, 1986. 232 с.
58. Donnelly V. M., McCauley J. A. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1990. V. 8, No. 1. P. 84.
59. Гасилов А. Ю., Магунов А. Н., Мудров Е. В. // Препринт Инст. микроэлектрон. АН СССР. N21. Ярославль, 1990. 28 с.
60. Donnelly V. M., Ibbotson D. E., Chang C.-P. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1992. V. 10, No. 4. Pt. 1. P. 1060.
61. Лукин О. В., Магунов А. Н. // Микроэлектроника. 1995. Т. 24, N2. С. 119.
62. Магунов А. Н. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18, N10. С. 44.
63. Магунов А. Н. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18, N4. С. 28.
64. Магунов А. Н. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21, N5. С. 44.
65. Soref R. A., Bennett B. R. // J. Quant. Electron. 1987. V. QE-23, No. 1. P. 123.
66. Morozova E. A., Shafeev G. A., Wautelet M. // Measur. Sci. Technol. 1992. V. 3, No. 3. P. 302.
67. Гривицкас В. В., Абрайтис В. Б., Амстибовский В. В. и др. Регистрация геометрической неоднородности кремниевых пластин при помощи панорамной интерферометрии. Вильнюс: Изд. Вильнюс. унив., 1990. 53 с.
68. Мордкович В. Н. // Электрон. пром-сть. 1991. N4. С.13.