

07; 12

© 1991 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ФАЗОВОГО ОПТИЧЕСКОГО МИКРОСКОПА

С. И. Божевольный, Е. М. Золотов, П. С. Радько

Проведен теоретический анализ работы дифференциального оптического фазового микроскопа при различных параметрах оптической схемы. Рассмотрены возможности улучшения разрешения микроскопа по глубине и в плоскости объекта. Проведено экспериментальное исследование характеристик реализованного микроскопа и достигнуто разрешение по глубине рельефа 2 \AA и в плоскости объекта 2.5 мкм . С помощью микроскопа измерены толщины тонких ($\sim 20 \text{ \AA}$) слоев металла на кремнии, рельеф поверхности ниобата лития после термодиффузии полосок титана шириной до 12 мкм , временные зависимости и распределение фото-рефрактивного изменения показателя преломления ниобата лития.

Введение

Оптические методы исследования поверхности в последнее время пополнились новыми методами высокочувствительной дифференциальной фазовой микроскопии [1-3], которые позволяют по теоретическим оценкам регистрировать рельеф отражающей поверхности или неоднородности показателя преломления прозрачных материалов с точностью на уровне долей ангстрема. Среди различных вариантов дифференциальных фазовых оптических микроскопов (ДФОМ) наиболее перспективным представляется ДФОМ, работающий по двухчастотной схеме [2] и непосредственно измеряющий разность фаз пучков излучения, отраженных от двух близких участков исследуемой поверхности, так что его диапазон не ограничивается небольшими вариациями длины пути. Реализованный нами макет двухчастотного ДФОМ позволил по сравнению с результатами работы [2] улучшить характеристики микроскопа и расширить его возможности за счет одновременной регистрации фазы и амплитуды сигнала [4]. Последнее является весьма актуальным, например, для микроэлектроники, так как изменение амплитуды сигнала свидетельствует об изменении коэффициента отражения, что для гладкой поверхности означает изменение химического состава.

Принцип работы ДФОМ рассматриваемого типа заключается в измерении разности фаз двух пучков излучения, отраженных от близких участков исследуемой поверхности, при этом частоты пучков смещены на разные величины вследствие дифракции на бегущих акустических волнах в акустооптической ячейке [2, 4]. Сигнал фотодиода, освещаемого этими пучками, содержит переменную составляющую на разностной частоте, фаза которой определяется разностью фаз пучков излучения и может быть измерена с высокой точностью. Изменение разности оптических длин путей пучков, отраженных от поверхности объекта, приводит к изменению регистрируемой разности фаз $\Delta\varphi$. В общем случае зависимость $\Delta\varphi$ от координаты сканирования представляет собой конечно-разностную производную свертки фазового профиля поверхности с распределением амплитуды пучка излучения на этой поверхности. До сих пор вопросы точности восстановления фазового рельефа как по глубине, так и в плоскости объекта не рассматривались. Анализ этих проблем требуется для обоснованного выбора параметров ДФОМ, существующие требования к которым являются противоречивыми.

В настоящей работе на основе расчета регистрируемой разности фаз рассматривается измерение толщины и ширины однородной полоски фазового рельефа, что является основанием для определения разрешения ДФОМ в плоскости объекта, анализируются вопросы улучшения разрешения ДФОМ, а также связанные с этим вопросы выбора параметров ДФОМ. На примере ниобата лития показаны возможности применения ДФОМ для изучения фоторефрактивного эффекта.

Разрешение ДФОМ в плоскости объекта

Рассмотрим зависимость регистрируемой разности фаз $\Delta\varphi$ при сканировании микроскопом полоски фазового рельефа единичной высоты, полагая постоянную составляющую разности фаз, не связанную с рельефом исследуемой поверхности, равной нулю. Исследуемая поверхность располагается в фокальной плоскости объектива, фокусирующего излучение на поверхность, поэтому распределение отраженного излучения, регистрируемого фотодиодом в дальней

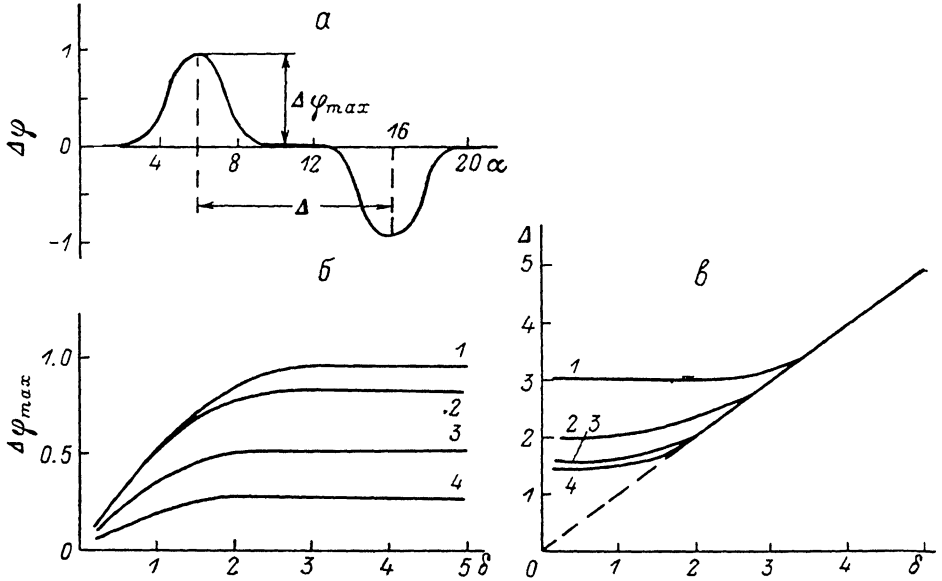


Рис. 1. Зависимости параметров $\Delta\varphi_{max}$ (б) и Δ (в) фазового отклика ДФОМ при сканировании полоски (а) от нормированной ширины полоски δ для различных значений параметра u . 1 — 3, 2 — 2, 3 — 1, 4 — 0.5.

зоне, есть фурье-образ распределения излучения в плоскости объекта. Полагая, что падающие на исследуемую поверхность пучки излучения являются гауссовыми с полушириной ω и площадь чувствительной области фотодиода достаточно мала, получаем для разности фаз следующее соотношение:

$$\Delta\varphi(\alpha) = \varphi(\alpha - \beta) - \varphi(\alpha),$$

$$\varphi(\alpha) = \frac{\exp(u^2)}{\sqrt{\pi}} \int_{\alpha}^{\alpha+\delta} \exp(-t^2) \cos(2ut) dt, \quad (1)$$

где $\alpha = x/\omega$, x — координата сканирования (расстояние между центром одного из пучков и границей полоски); β — степень разрешения пучков излучения на поверхности объекта $\beta = d/\omega$, d — расстояние между центрами пучков в плоскости объекта; $\delta = b/\omega$, b — ширина полоски фазового рельефа вдоль координаты сканирования; $u = 2z/W$, $2z$ и W — расстояние между центрами пучков и их полуширина в плоскости фотодиода (предполагается симметричное расположение пучков относительно фотодиода).

Вследствие малости угла расходимости пучков ($< 10^{-3}$) обычно выполняется условие $z \ll W$, поэтому можно считать $u \approx 0$.

Типичная зависимость $\Delta\varphi(\alpha)$, рассчитанная согласно выражению (1) для значений параметров $\beta=3$, $\delta=10$, $u=0$, показана на рис. 1, а. При восстановлении фазового рельефа ширину b и высоту h достаточно широкой полоски можно определить из зависимости $\Delta\varphi(\alpha)$ по значениям $\Delta\varphi_{\max}$ и Δ согласно формулам

$$b = \Delta\omega, \quad h = r \frac{\Delta\varphi_{\max}\lambda}{4\pi}, \quad (2)$$

где r — корректирующий множитель, зависящий от степени разрешения пучков β ($r \approx 1$ при $\beta \geq 2.5$).

Уменьшение ширины полоски приводит к «интерференции» пиков зависимости $\Delta\varphi(\alpha)$, в результате чего уменьшается $\Delta\varphi_{\max}$ и величина Δ начинает отличаться от ширины полоски δ , приближаясь к расстоянию между пучками β (рис. 1, б, в). Представляется целесообразным определить величину разрешения ДФОМ в плоскости объекта как минимальную ширину полоски b_0 фазового рельефа, которую вместе с высотой полоски можно найти по измеренной зависимости $\Delta\varphi(\alpha)$ согласно формулам (2). Проведенные расчеты позволяют определить нормированные значения разрешения микроскопа $\delta_0 = 1.7, 1.9, 2.4, 3$ для соответствующих значений степени разрешения пучков $\beta = 0.5, 1, 2, 3$ (рис. 1).

Таким образом, разрешение ДФОМ в плоскости объекта можно повысить, уменьшая степень разрешения пучков β , однако при этом быстро уменьшается величина регистрируемой разности фаз (рис. 1, б). Практически предельно достижимой нормированной величиной разрешения является величина $\delta_0 \approx 2$ ($\beta \approx 1$, $r \approx 2$), что приводит к величине разрешения $b_0 \approx 2\omega$. Нетрудно видеть, что при заполнении гауссовым пучком апертуры фокусирующего объектива эта величина почти совпадает с разрешающей способностью обычного микроскопа.

Разрешение ДФОМ по глубине рельефа

Важнейшей особенностью ДФОМ является высокая чувствительность к изменению оптического рельефа поверхности, которая характеризуется минимальной регистрируемой величиной вариации фазового рельефа h_0 , называемой разрешением ДФОМ по глубине рельефа. Эта величина определяется минимальной регистрируемой величиной изменения разности фаз $\Delta\varphi_0$ в соответствии с выражением (2). Рассмотрим возможные ограничения на разрешение ДФОМ по глубине рельефа и точность измерения фазового рельефа поверхности.

Основным фундаментальным ограничением является ограничение минимальной величины квадратурной компоненты сигнала фотодиода, которую можно выделить на уровне шума [2],

$$\Delta\varphi_0 = \sqrt{\frac{16h\nu\Delta fP}{\eta P \cos^2\Psi}}, \quad (3)$$

где $h\nu$ — энергия фотона лазерного излучения, Δf — ширина полосы системы регистрации сигнала на разностной частоте, $P \approx 2$ — шумовой фактор, η — квантовая эффективность фотодиода, Ψ — аппаратурная разность фаз сигналов фотодиодов, P — средняя мощность излучения, падающего на фотодиод.

Для излучения на длине волны $\lambda = 0.633$ мкм и параметров $P = 1$ МВт, $\eta \approx 0.6$, $\Delta f \approx 20$ кГц, $\cos^2\Psi \approx 1$ соотношение (3) дает величину $\Delta\varphi_0 \approx 2 \cdot 10^{-5}$ или (для $r = 1$) $h_0 \approx 10^{-2}$ Å. Следует заметить, что для ДФОМ рассматриваемого типа величина P нуждается в уточнении, поскольку пучки излучения падают на поверхность фотодиода под углом друг к другу, что приводит к ослаблению регистрируемого сигнала вследствие конечного размера чувствительной области фотодиода. Кроме того, сигнал уменьшается также из-за пространственного разделения падающих пучков. Оба этих эффекта нарастают с увеличением разностной частоты. Для нашего микроскопа величина сигнала фотодиода на разностной частоте уменьшалась примерно в 4 раза при изменении разностной частоты с 1 до 4 МГц.

Существует также ряд причин, вызывающих флуктуации измеряемой величины разности фаз, что ограничивает точность определения фазового рельефа и разрешение по глубине. Широко используемые He—Ne лазеры имеют, как правило, несколько продольных мод, каждая из которых вносит свой вклад в сигнал на разностной частоте $\delta f = f_1 - f_0$ со своей разностью фаз. Диапазон значений фаз сигналов от m продольных мод можно оценить, используя результаты работы [5], для рассматриваемого типа ДФОМ следующим образом:

$$\delta\varphi_x \approx \frac{2\pi(m-1)}{L_p} L\theta^2, \quad (4)$$

где L_p — длина резонатора лазера, L — длина пути излучения от акустооптической ячейки до фотодиода, θ — половинный угол расхождения пучков излучения ($\theta \approx \theta_0 (\delta f/f_0)$), θ_0 — угол Брэгга для акустической волны в ячейке на частоте f_0 .

Величина $\delta\varphi_x$ является верхним пределом погрешности в измерении разности фаз $\Delta\varphi$ и составляет $\delta\varphi_x \approx 2 \cdot 10^{-6}$ для значений $L_p = 2$ м, $m = 11$, $L = 2$ м, $\theta = 1.7 \cdot 10^{-4}$ (что соответствует $\delta f = 2$ МГц в ячейке МЛ-201, используемой в нашем ДФОМ). Следует отметить квадратичную зависимость $\delta\varphi_x$ от величины разностной частоты δf .

Флуктуации измеряемой величины $\Delta\varphi$ зависят также от жесткости закрепляемых элементов оптической схемы, при этом наиболее важным является фиксация положения фотодиода в плоскости падения излучения перпендикулярно его оптической оси. Сдвиг фотодиода в этом направлении на величину δz приводит к изменению регистрируемой разности фаз на величину $\delta\varphi_\phi = (4\pi/\lambda) \theta \delta z$, что составляет $\delta\varphi_\phi \approx 3.5 \cdot 10^{-4}$ для прежнего значения θ и $\delta z = 0.1$ мкм. Это соответствует погрешности измерения фазового рельефа $\delta h \approx 0.2$ Å. Отметим, что такая погрешность прямо пропорциональна величине разностной частоты.

Выбор параметров ДФОМ

Рассмотрение возможных ограничений точности измерений и разрешения ДФОМ по глубине рельефа показывает на целесообразность выбора возможно меньшей величины разностной частоты δf , что также облегчает создание узкополосной системы регистрации сигнала. С другой стороны, величина δf определяет степень пространственного разрешения пучков β , величина которой ограничена снизу ($\beta \geq 1$), в соответствии с выражением

$$\beta = \frac{2\theta F_0}{\omega} \quad \text{или} \quad \delta f = \frac{\beta \omega f_0}{2\theta_0 F_0}, \quad (5)$$

где F_0 — фокусное расстояние линзы, фокусирующей пучки излучения на исследуемую поверхность.

Поскольку обычно пучки излучения занимают только часть апертуры фокусирующей линзы (объектива), то величину ω можно выразить с помощью полуширины W падающего на линзу гауссова пучка и преобразовать соотношение (5) следующим образом:

$$\delta f = \frac{\lambda \beta f_0}{2\pi W \theta_0} = \frac{\beta v}{\pi W}, \quad (6)$$

где v — скорость акустических волн в ячейке.

Таким образом, уменьшение разностной частоты должно быть согласовано с возможным значением W и требуемой степенью разрешения β согласно выражению (6). При этом следует соблюдать условие $\delta f \geq 500$ кГц для того, чтобы можно было устранить фильтрацией сигнала фотодиода влияние вибраций и тепловых флуктуаций в оптической части схемы ДФОМ [1].

Помимо рассмотренных причин ограничения точности измерений $\Delta\varphi$ существуют также и аппаратные ограничения, связанные с точностью измерения разности фаз тем или иным прибором (типичная погрешность $\delta\varphi_{\text{п}} \approx 0.05^\circ$, что соответствует $\delta h \approx 0.5$ Å), стабилизацией разностной частоты, выбором ха-

рактических характеристик фильтров сигналов фотодиодов и т. п. Эти вопросы здесь не рассматриваются, так как они не связаны непосредственно с выбором параметров оптоэлектронной части схемы ДФОМ.

Экспериментальное исследование характеристик ДФОМ

Реализованный нами ДФОМ [4] использует излучение He—Ne лазера мощностью ~ 20 мВт на длине волны $\lambda=0.633$ мкм, которое после расширения с целью уменьшения разностной частоты (см. (6)) направляется на акустооптическую брэгговскую ячейку под углом Брэгга. Возбуждаемые в ячейке акусти-

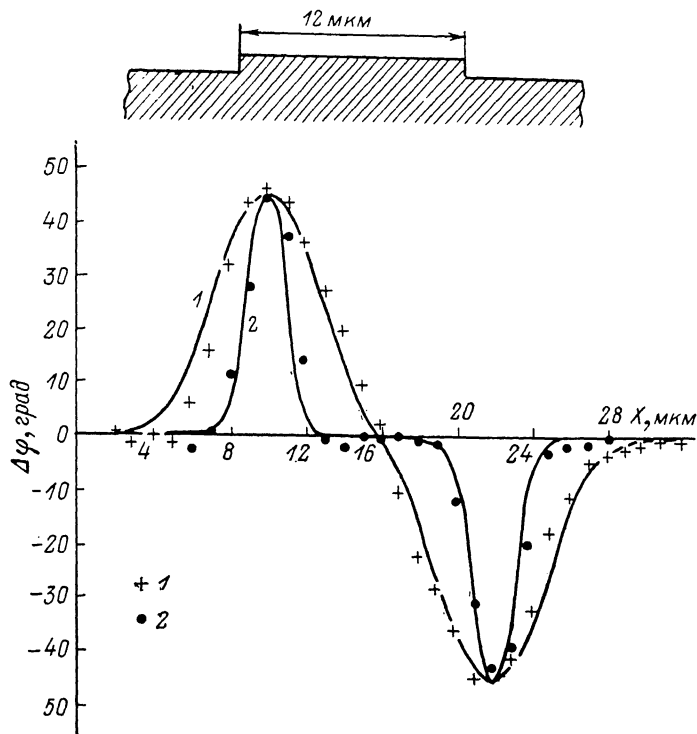


Рис. 2. Расчетные зависимости и экспериментальные значения разности фаз, измеренные с помощью 8- (1) и 20-кратных (2) объективов при сканировании поверхности ниобата лития с волноводом шириной 12 мкм.

ческие волны на частотах 78 и 80 МГц отклоняют лазерное излучение в виде двух дифрагированных пучков с частотами, смещенными на частоты бегущих акустических волн. Проходящие через делитель пучки излучения фокусировались на исследуемую поверхность 3-, 8- и 20-кратными объективами в два пятна с полуширинами $\omega=5.5, 2.4, 0.9$ мкм на расстояниях $d=14, 6, 2.3$ мкм соответственно, так что величина параметра β в нашем случае составляла $\beta \approx 2.5$. Пучки излучения, отраженные делителем и поверхностью объекта, направляются на фотодиоды, фазы сигналов которых на разностной частоте $\delta f=2$ МГц сравниваются на фазометре после усиления резонансными усилителями (коэффициент усиления ~ 30 дБ, ширина полосы $\Delta f=20$ кГц). При этом также проводится визуальный контроль сигналов с помощью двухлучевого осциллографа и измерение амплитуды сигнала «объектного» фотодиода, освещаемого пучками отраженного от поверхности объекта излучения. Исследование фазового рельефа поверхности осуществляется путем сканирования образца с шагом 1 мкм.

Для определения точности измерений и разрешения ДФОМ по глубине фазового рельефа в качестве тестовых образцов были взяты пластинки кремния, на которые напылялись тонкие (20—100 Å) слои различных металлов [4].

Толщины слоев определялись предварительно по измеренной скорости ($\sim 0.5 \text{ \AA}/\text{с}$) и времени напыления [6]. Точность измерения разности фаз определялась по разбросу показаний фазометра при фиксированных положениях объекта и при многократном сканировании ступеньки рельефа в одном и том же месте. Статистическая обработка результатов измерений показала, что ошибка одного измерения (при минимальном времени измерения 1 с) составляет 0.25° (при собственной погрешности прибора 0.05°). Это мы связываем с нестабильностью величины разностной частоты 2 МГц, которая приводит к флуктуациям фазы сигналов на выходе резонансных усилителей, так как использование более стабильных ВЧ генераторов привело к двухкратному уменьшению ошибки измерения [4]. Другие источники погрешности в измерении разности фаз вносят значительно меньший вклад согласно приведенным выше оценкам. Соответствующая погрешность в определении высоты ступеньки рельефа и разрешение

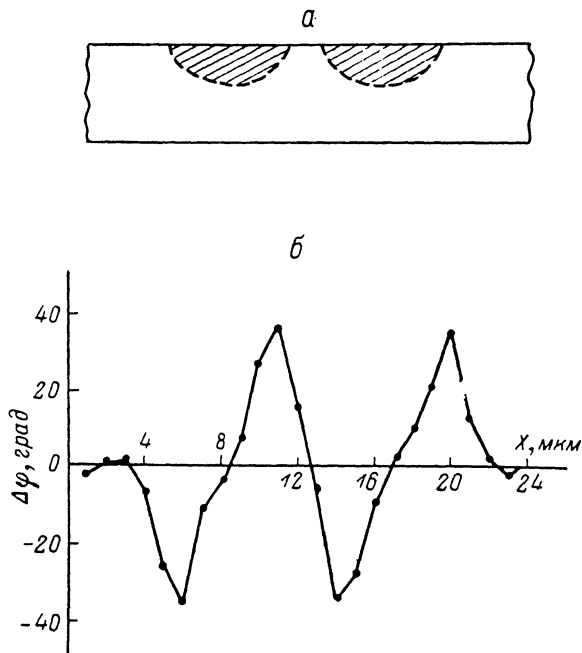


Рис. 3. Зависимость разности фаз, измеренная с помощью 20-кратного объектива (б) при сканировании со стороны подложки двух близко расположенных канальных волноводов в стекле (а).

ДФОМ по глубине составляют в нашем случае $\delta h \approx 2 \text{ \AA}$. Результаты проведенных измерений толщины различных металлических слоев согласуются с предварительными оценками в пределах 20%. Регистрация амплитуды сигнала «объектного» фотодиода является особенно важной при измерении толщины тонких слоев для идентификации перехода границы слоя и измерения соответствующего изменения разности фаз [4].

Разрешение в плоскости объекта нашего микроскопа исследовалось при измерении профиля поверхности Y-среза ниобата лития после создания в нем канальных волноводов путем диффузии полосок титана толщиной 30 нм и различной шириной (минимальная ширина составляла 12 мкм) в течение 6 ч при температуре 1000 °С. Некоторое «вспучивание» поверхности ниобата лития в месте диффузии титана [7] представляет самостоятельный интерес для понимания кинетики диффузии в сухой и влажной (для подавления нежелательной обратной диффузии Li_2O) атмосфере [8]. Мы ограничились измерением профиля поверхности одного образца с целью определения разрешения ДФОМ в плоскости объекта. Для устранения влияния многократных отражений на исследуемую поверхность был напылен слой алюминия толщиной около 100 нм. Результаты измерений при сканировании поверхности волноводов различной ширины показали примерно одинаковую величину постоянного по ширине

волновода подъема поверхности $h \approx 400 \text{ \AA}$ (рис. 2). Для величины параметра $\beta \approx 2.5$, соответствующей нашему случаю, теоретическое разрешение в плоскости объекта равняется $\delta_0 \approx 2.8$ (рис. 1), что для 3-, 8- и 20-кратных объективов составляет $b_0 = \omega \delta_0 \approx 15, 7$ и 2.5 мкм соответственно. Это согласуется с тем, что измерения полосы шириной 12 мкм с помощью 8- и 20-кратных объективов дают одинаковые результаты для высоты и ширины полосы (рис. 2), тогда как измерения с 3-кратным объективом показывали высоту полосы около 360 \AA и ширину 14 мкм. Хорошее согласие теоретических и экспериментальных результатов (рис. 2) показывает справедливость проведенных расчетов и позволяет сделать вывод о том, что разрешение реализованного нами ДФОМ в плоскости

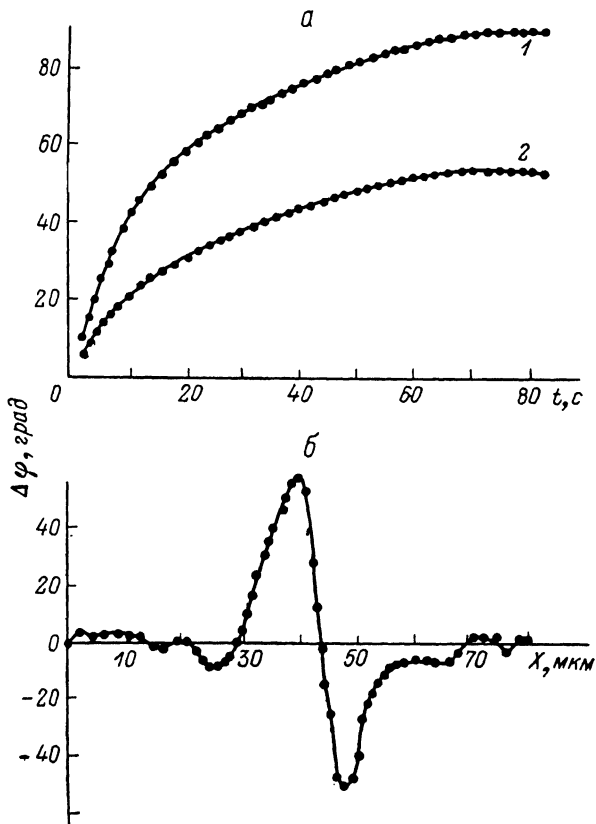


Рис. 4. Временная зависимость разности фаз (а) для значений мощности падающего излучения 2.7 (1), 1 мВт (2) и зависимость разности фаз от координаты сканирования области засветки (б), измеренные с помощью 8-кратного объектива.

объекта достигает 2.5 мкм при использовании 20-кратного объектива. Для дополнительной проверки этой величины было проведено измерение разности фаз при сканировании со стороны подложки двух близко расположенных канальных волноводов в стекле, полученных путем ионного обмена через маску с шириной просветов 4 мкм и таким же расстоянием между ними (рис. 3). Одинаковая высота всех пиков зависимости $\Delta\varphi(x)$ свидетельствует о том, что величина разрешения ДФОМ в плоскости объекта (при использовании 20-кратного объектива) не превосходит 4 мкм. Это согласуется со сделанным ранее выводом на основе проведенных расчетов δ_0 и измерения параметров ДФОМ.

Исследование кинетики фоторефрактивного эффекта в ниобате лития и стационарного распределения показателя преломления в области засветки является, по нашему мнению, еще одной перспективной областью использования ДФОМ. Для демонстрации возможностей ДФОМ в этой области мы использовали один из пучков излучения (мощностью 1—3 мВт) в качестве «мощного» облучения для вызова фоторефракции, тогда как другой оставался максимально

ослабленным (≤ 0.1 мВт). Это позволяло производить одновременно засветку области ниобата лития и измерение изменения показателя преломления (рис. 4, а), при этом оба пучка излучения необыкновенной поляризации отражались от задней грани кристалла (ось сканирования совпадала с оптической осью кристалла), на которую был напылен алюминий. Область засветки мощным пучком составляла 5×30 мкм и стационарное изменение необыкновенного показателя преломления под действием фоторефрактивного эффекта оценивалось как $\Delta n_e \approx 5 \cdot 10^{-4}$ и $8 \cdot 10^{-4}$ для мощностей излучения 1 и 2.7 мВт соответственно (рис. 4, а). На рис. 4, б представлены результаты измерения разности фаз при сканировании области, засвеченной пучком мощностью 1 мВт, когда оба пучка имели одинаковую мощность ≤ 0.1 мВт. В целом полученные результаты согласуются с известными из многочисленной литературы [9], однако высокая точность измерения изменений оптической длины пути излучения позволяет использовать ДФОМ для исследования слабых оптически индуцированных неоднородностей показателя преломления. Такие неоднородности возникают, например, при взаимодействии нелегированных кристаллов ниобата лития со световыми пучками больших диаметров, широко используемых в квантовой электронной технике, и изучены относительно мало [9].

Заключение

Таким образом, в настоящей работе на основе расчета регистрируемой разности фаз проведен теоретический анализ измерения толщины и ширины однородной полоски фазового рельефа, на основе которого введено понятие разрешения ДФОМ в плоскости объекта и проведен расчет разрешения в зависимости от параметров оптической схемы. Рассмотрены источники ограничения разрешения ДФОМ и точности измерений по глубине фазового рельефа и связанные с этим вопросы выбора параметров микроскопа. Проведено экспериментальное исследование характеристик ДФОМ при измерении толщины тонких ($20-100 \text{ \AA}$) слоев различных металлов на поверхности кремния и профиля поверхности ниобата лития после диффузии полосок титана для создания канальных волноводов, что представляется актуальным для решения ряда технологических проблем интегральной оптики, при этом достигнуто разрешение по глубине рельефа 2 \AA и разрешение в плоскости объекта 2.5 мкм. На примере ниобата лития показаны возможности ДФОМ для изучения фоторефрактивного эффекта.

В заключение авторы выражают признательность Е. А. Божевольной за помощь в проведении расчетов, А. В. Постникову за помощь в работе, а также Ф. А. Пудонину за подготовку образцов для исследования.

Список литературы

- [1] See C. W., Vaez Iravani M., Wickramansinghe H. K. // Appl. Opt. 1985. Vol. 24. N 15. P. 2373—2379.
- [2] Chung H., Walpita L. M., Chang W. S. C. // Appl. Opt. 1986. Vol. 25. N 18. P. 3014—3017.
- [3] Vaez Iravani M. // Electron. Lett. 1986. Vol. 22. N 2. P. 103—105.
- [4] Божевольный С. И., Золотов Е. М., Постников А. В., Радько П. С. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 12. С. 1—5.
- [5] Whitman R. L., Korpel A. // Appl. Opt. 1969. Vol. 8. N 8. P. 1567—1576.
- [6] Виткалов С. А., Пудонин Ф. А., Сокол Е. Г., Суслов И. М. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. Вып. 3. С. 160—162.
- [7] Neyer A., Pohlmann T. // Electron. Lett. 1987. Vol. 23. N 22. P. 1187—1188.
- [8] De Sario M., Armenise M. N., Canali C. et al. // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 57. N 5. P. 1482—1488.
- [9] Кузьминов Ю. С. Электрооптический и нелинейно-оптический кристалл ниобата лития. М.: Наука, 1987. 264 с.

Ярославский
политехнический институт

Поступило в Редакцию
21 июля 1989 г.
В окончательной редакции
18 мая 1990 г.