

Эффект сверхразрешения на фазовом изображении микроступеньки в лазерном гетеродинном микроскопе

И.М.Ахмеджанов, Д.В.Баранов, Е.М.Золотов, Ю.И.Шуплецова

Теоретически и экспериментально исследована возможность достижения сверхразрешения на фазовом изображении микроступеньки в лазерном сканирующем дифференциальном гетеродинном микроскопе. Сверхразрешение оценивалось как отношение ширины амплитудной и фазовой составляющих отклика микроскопа, измеренных на полувысоте соответствующих частей отклика. Теоретически показана возможность достижения сверхразрешения, существенно превышающего единицу, для объекта в виде фазовой микроступеньки с вносимым фазовым сдвигом, равным π . Для аттестованных тестовых микрообъектов экспериментально получено сверхразрешение ~ 2 . Показана возможность настройки в режим сверхразрешения для тестового образца путем сдвига точечного фотоприемника в фурье-плоскости микроскопа.

Ключевые слова: сверхразрешение, гетеродинная микроскопия, фазовый отклик, фазовое изображение, позиционирование микрообъектов.

1. Введение

Идея о возможности увеличения разрешающей способности оптического микроскопа при использовании фазовой составляющей оптического поля изображения хорошо известна [1, 2]. При этом оптическое фазовое изображение определяется как распределение фазы оптического поля в плоскости изображения оптической системы, в отличие от обычного изображения, определяемого как распределение интенсивности оптического поля в той же плоскости. В настоящее время интерес к этой тематике заметно растет, что, по-видимому, можно объяснить как ее фундаментальными, так и прикладными аспектами [3, 4].

Несмотря на большое число опубликованных работ, нельзя сказать, что существует единое определение самих понятий «разрешение» и «сверхразрешение». Это, очевидно, объясняется широким разнообразием используемых методов и подходов, препятствующих выработке единых определений и требующих уточнений терминологии в каждом конкретном случае. В частности, как отмечается в работе [1], развитие новейших методов микроскопии приводит, в том числе, и к размытию границ между понятиями пространственного разрешения и точности измерения координат. Хотя некоторые исследователи (см., напр., [5]) считают, что эти понятия все же следует разграничивать, тем не менее и они признают, что это не всегда возможно.

В настоящей работе мы используем обобщенный подход к понятию разрешения в оптике [6, 7], основанный на оценке характерной ширины функции рассеяния линии.

Причем, учитывая специфику применяемого метода и следуя [1, 8], в качестве меры разрешения используется характерная ширина функции отклика на ступенчатый объект (edge response). Отметим, что ранее понятие разрешения как отклика на ступенчатый объект уже использовалось, например, в работе [2]. Что касается понятия сверхразрешения, то в нашем конкретном случае мы считаем целесообразным подход, предложенный в работе [9], при котором сопоставляется разрешение в смысле точности определения области максимума градиента фазы ступенчатого объекта и ширина диска Эйри. На основе этого подхода, а также определений, предложенных в работах [7, 9], далее мы сформулируем определение сверхразрешения для используемого нами сканирующего дифференциального гетеродинного микроскопа (СДГМ) [10].

Возможность получения сверхразрешения в СДГМ была показана ранее в работах [11, 12]. В работе [11] эта возможность была продемонстрирована теоретически и экспериментально с помощью алгоритма, основанного на использовании априорной информации и решении соответствующего интегрального уравнения. При этом специально определенный параметр сверхразрешения достигал ~ 3 . В работе [12] было экспериментально достигнуто трехкратное превышение разрешения над дифракционным пределом при решении обратной задачи для ступенчатого объекта методом экстраполяции спектра отклика СДГМ. В этой связи представляется интересным исследование возможности получения сверхразрешения непосредственно с помощью отклика СДГМ без применения дополнительной математической обработки и использования имеющейся априорной информации об объекте. При этом особый интерес представляют объекты ступенчатой формы, т. к. отклик СДГМ на такие объекты имеет, вследствие особенностей оптической схемы микроскопа как для амплитудной, так и фазовой составляющих, сходную колоколообразную форму. Это позволяет без дополнительной обработки сравнивать обе составляющие и вводить количественный параметр для оценки

И.М.Ахмеджанов, Д.В.Баранов, Е.М.Золотов. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: eldar@kapella.gpi.ru

Ю.И.Шуплецова. Институт законодательства и сравнительного правоведения при Правительстве РФ, Россия, 117218 Москва, Большая Черемушкинская ул., 34; e-mail: ecology@zak.ru

Поступила в редакцию 24 декабря 2018 г.

соотношения их ширин. Таким образом, целью настоящей работы – теоретическое и экспериментальное исследование комплексного отклика СДГМ на объекты ступенчатой формы и демонстрация сверхразрешения на основе анализа фазовых и амплитудных составляющих отклика.

Работа построена следующим образом. В разд.2 описана оптическая схема СДГМ, получены и проанализированы аналитические выражения для отклика на идеальный фазовый объект в виде ступеньки. Показана возможность существенного сужения фазового отклика по сравнению с амплитудным. Рассмотрено понятие разрешения и введен количественный критерий для характеристики обнаруженного эффекта сужения фазового отклика как оптического сверхразрешения. В разд.3 численно исследуется зависимость сужения фазового отклика СДГМ от параметров объекта и оптической схемы. В разд.4 описаны экспериментальные результаты, полученные на аттестованных тестовых объектах, и проведено обсуждение полученных результатов. В разд.5 формулируются основные выводы.

2. Оптическая схема СДГМ и теория формирования изображения

Оптическая схема СДГМ представляет собой двухлучевой лазерный интерферометр типа Маха–Цендера с общим оптическим путем (common-path) для обоих пучков (рис.1). В качестве источника излучения используется He–Ne-лазер с длиной волны излучения $\lambda = 633$ нм. Акустооптический модулятор в виде ячейки Брэгга, управляемый двумя гармоническими сигналами с близкими частотами, формирует в первом порядке дифракции два зондирующих пучка. Пучок нулевого порядка фильтруется стоп-диафрагмой. Излучения дифрагированных пучков приобретают в ячейке различный сдвиг по частоте и, распространяясь под углом друг к другу, фокусируются микрообъективом 6 на поверхность исследуемого объекта в два близко расположенных и частично перекрывающихся пятна. Интенсивность оптического поля, отраженного от поверхности, после прохождения светоделиителя регистрируется точечным фотодетектором, расположенным в фурье-плоскости микрообъектива. Поскольку фурье-плоскость находится в непосредственной близости от микро-

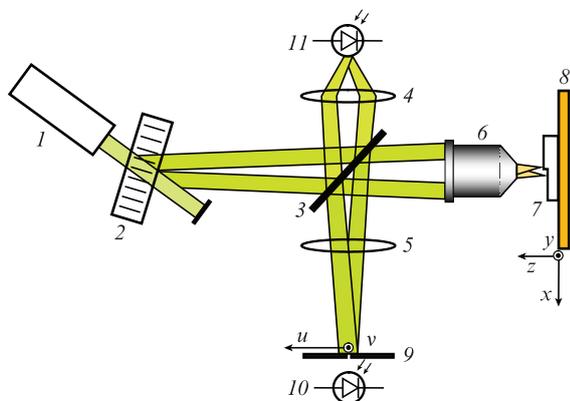


Рис.1. Оптическая схема сканирующего дифференциального гетеродинного микроскопа:

1 – He–Ne-лазер; 2 – акустооптический дефлектор (ячейка Брэгга); 3 – делитель пучка (полупрозрачное зеркало); 4, 5 – линзы; 6 – микрообъектив; 7 – подложка с объектом; 8 – механический микропозиционер; 9 – точечная диафрагма; 10 – сигнальный фотодетектор; 11 – опорный фотодетектор.

объектива 6, то линза 5 служит для ее отображения в плоскость регистрации 9.

При перекрытии зондирующих пучков, имеющих различные частоты излучения, в плоскости регистрации образуется динамическая интерференционная картина. Ток фотодетектора, пропорциональный интенсивности поля в плоскости регистрации, имеет гармоническую составляющую на разностной частоте. Амплитуда и фаза тока будут зависеть от свойств поверхности объекта. Фазовая составляющая фототока измеряется с использованием сигнала опорного фотодетектора 11, фаза которого постоянна. Сканирование объекта ведется вдоль линии, проходящей через центры зондирующих пучков. При изменении положения объекта относительно зондирующих пучков происходит изменение амплитуды и фазы регистрируемого переменного тока I фотоприемника. Функции, выражающие зависимости амплитуды и фазы тока фотоприемника от координаты объекта, т.е. координаты сканирования x_s , мы называем, соответственно, амплитудным и фазовым откликом СДГМ на исследуемый объект, или, в представлении в виде комплексной показательной функции $D(x_s)$, – комплексным откликом СДГМ. Амплитуда отклика СДГМ нормируется исходя из условия $D(x_s) = 1$ на невозмущенной поверхности объекта.

На основании изложенного переменную составляющую тока фотодетектора, на который попадает отраженное от объекта оптическое излучение, можно представить в следующем виде:

$$I(x_s, t) = I_0 \operatorname{Re} \{ D(x_s) \exp(i\omega t) \},$$

где I_0 – ток фотодетектора, соответствующий отражению излучения от невозмущенного участка объекта; ω – разностная (гетеродинная) частота излучений зондирующих пучков; функция $D(x_s) = A(x_s) \exp[i\Phi(x_s)]$ – комплексная амплитуда отклика СДГМ; $A(x_s)$, $\Phi(x_s)$ – амплитудный и фазовый отклики СДГМ. Амплитудный отклик мы называем также амплитудным изображением, а фазовый отклик – фазовым изображением объекта в СДГМ. Что касается экспериментального определения функции $D(x_s)$, то очевидно, что измерение амплитуды и фазы нормированной функции тока $I(x_s, t)/I_0$ дает непосредственно комплексную амплитуду отклика $D(x_s)$.

В то же время, при известных параметрах оптической схемы и объекта, комплексную амплитуду отклика можно рассчитать аналитически либо численно, основываясь на теории формирования изображения в СДГМ. Ввиду того, что эта теория подробно описана в ранее опубликованных работах [10, 13], далее мы приводим только ключевые выражения, с помощью которых моделируется отклик микроскопа. При этом предполагается, что исследуемый объект лежит в плоскости xu и является однородным вдоль оси y , т.е. коэффициент отражения не зависит от координаты y . Комплексная амплитуда отклика СДГМ для одномерных объектов дается выражением [10]

$$D(x_s) = L(x_s + \varepsilon/2) L^*(x_s - \varepsilon/2), \quad (1)$$

где функция линейного отклика $L(x_s)$ выражается через функцию рассеяния линии (ФРЛ) микроскопа $g(x)$ и локальный коэффициент отражения объекта $r(x)$,

$$L(x_s) = \int_{-\infty}^{\infty} g(x_s - x) r(x) dx, \quad (2)$$

а ε – расстояние между центрами сфокусированных зондирующих пучков. Функция $r(x)$ определяет изменение амплитуды и фазы оптического поля после отражения от объекта и может быть записана в виде комплексной функции, т. е. комплексного коэффициента отражения:

$$r(x) = a(x)\exp[i\varphi(x)],$$

где $a(x)$ – отношение модулей амплитуд отраженной и падающей оптических волн; $\varphi(x)$ – изменение фазы оптического поля при отражении. Одномерное описание формирования изображения является оправданным, поскольку здесь мы рассматриваем только однородные по оси x объекты [6, 14]. Изменение фазы в отраженном поле может вызываться, в частности, топографическим профилем объекта $h(x)$, и тогда $\varphi(x) = 2kh(x)$, где $k = 2\pi/\lambda$. Далее будут рассматриваться только фазовые объекты, для которых $a(x) = 1$. Функция рассеяния линии $g(x)$ выражается через функцию зрачка микрообъектива $P(u, v)$ [6]:

$$g(x) = \frac{1}{2\pi} \frac{k}{f} \int_{-\infty}^{\infty} P(u, 0) \exp\left(i \frac{k}{f} ux\right) du.$$

Здесь u и v – линейные координаты в фурье-плоскости микрообъектива; f – фокусное расстояние микрообъектива. Обычно полагают [6], что $P(u, v) = 1$ при $(u^2 + v^2)^{1/2} < fNA$ и $P(u, v) = 0$ в остальных случаях, где NA – числовая апертура микрообъектива, и тогда ФРЛ принимает вид

$$g(x) = \frac{1}{2\pi} \frac{k}{f} \int_{-a}^a \exp\left(i \frac{k}{f} ux\right) du = \frac{q_0}{\pi} \operatorname{sinc}(q_0 x), \quad (3)$$

где $\operatorname{sinc}(z) = \sin(z)/z$; $a = fNA$ – радиус зрачка микрообъектива; $q_0 = kNA$ – полуширина спектра пространственных частот, пропускаемых объективом. Таким образом, соотношения (1)–(3) позволяют нам рассчитать комплексную амплитуду отклика СДГМ.

Рассмотрим далее отклик СДГМ на модельный объект, представляющий собой идеально отражающую фазовую ступеньку и дающий ступенчатый перепад фазы φ_0 в отраженной волне. Коэффициент отражения такого объекта удобно выразить через функцию Хевисайда $H(x)$ [2]:

$$r(x) = 1 + [\exp(i\varphi_0) - 1]H(x), \quad (4)$$

где $H(x) = 1$ при $x > 0$ и $H(x) = 0$ при $x < 0$. Подставив выражение (4) в (2), а затем в (1), получим

$$L(x_s) = 1 + [\exp(i\varphi_0) - 1]\tilde{H}(x_s), \quad (5)$$

$$D(x_s) = \{1 + [\exp(i\varphi_0) - 1]\tilde{H}(x_s)\} \times \{1 + [\exp(-i\varphi_0) - 1]\tilde{H}(x_s + \varepsilon)\}, \quad (6)$$

где функция

$$\tilde{H}(x) = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \operatorname{Si}(q_0 x)$$

выражается через функцию интегрального синуса

$$\operatorname{Si}(x) = \int_0^x \frac{\sin t}{t} dt.$$

Отметим, что $\tilde{H}(-\infty) = 0$ и $\tilde{H}(+\infty) = 1$.

Анализ выражения (6) в общем виде является затруднительным, поэтому далее мы рассмотрим поведение функции $D(x_s)$ в двух важных случаях: при $\varphi_0 \ll 1$ и при $\varphi_0 = \pi$.

В первом случае экспоненту можно разложить по малому параметру: $\exp(i\varphi_0) = 1 + i\varphi_0 - 0.5(\varphi_0)^2 + \dots$. Для представления фазового отклика оставим два первых члена в этом разложении, и в результате получим следующее выражение:

$$D(x_s) \approx 1 + i\varphi_0[\tilde{H}(x_s) - \tilde{H}(x_s + \varepsilon)]. \quad (7)$$

Следовательно, фазовая составляющая функции отклика

$$\Phi(x_s) \approx \varphi_0[\tilde{H}(x_s) - \tilde{H}(x_s + \varepsilon)]. \quad (8)$$

Для амплитудной составляющей необходимо учитывать и квадратичный член разложения экспоненты, что с учетом $\tilde{H}(x_s) \approx \tilde{H}(x_s + \varepsilon)$ при малых значениях ε дает

$$A(x_s) \approx 1 - \varphi_0^2 \tilde{H}(x_s)[1 - \tilde{H}(x_s)]. \quad (9)$$

Из выражений (8) и (9) видно, что при $\varepsilon \rightarrow 0$, т. е. при сближении зондирующих пучков, фазовый отклик стремится к нулю. Напротив, амплитудный отклик не обращается в нуль, т. к. не является дифференциальным, и определяется функцией $\tilde{H}(x_s)$ и величиной φ_0 . При малом ненулевом значении ε (менее размера сфокусированных пучков) обе составляющие отклика имеют колоколообразную форму с боковыми осцилляциями с характерной шириной $\Delta x = \pi/q_0$, определяемой координатой первого экстремума интегрального синуса. Разумеется, критерий определения ширины функции отклика СДГМ требует более корректной формулировки, что будет сделано ниже.

В другом важном случае, когда $\varphi_0 = \pi$, выражение (6) сводится к следующему:

$$D(x_s) = [1 - 2\tilde{H}(x_s)][1 - 2\tilde{H}(x_s + \varepsilon)]. \quad (10)$$

Функция (10) является действительной и знакопеременной. Она везде положительна, за исключением интервала $[0, \varepsilon]$, внутри которого она отрицательна. Таким образом, в представлении в виде комплексной показательной функции амплитудная составляющая отклика по-прежнему является колоколообразной функцией с характерной шириной $\Delta x = \pi/q_0$, а фазовая составляющая представляет собой прямоугольный «импульс» с амплитудой π и шириной Δx_π , равной интервалу между точками, в которых функции $1 - 2\tilde{H}(x_s)$ и $1 - 2\tilde{H}(x_s + \varepsilon)$ обращаются в нуль, т. е. $\Delta x_\pi = \varepsilon$. Следовательно, уменьшая величину ε , можно уменьшать ширину фазового отклика на ступеньку. Такое изменение формы отклика является следствием нелинейного характера фазовой составляющей, на что впервые было указано в работе [2]. Однако анализ в этой работе проводился для иной схемы фазового микроскопа и иного фазового объекта.

Таким образом, мы установили, что в зависимости от характеристик ступенчатого объекта отношение характерных ширин амплитудного и фазового откликов может существенно меняться. Следуя [8, 9], мы определим разрешение R для СДГМ как полную ширину на полувысоте (FWHM) отклика на ступенчатый объект. При этом вы-

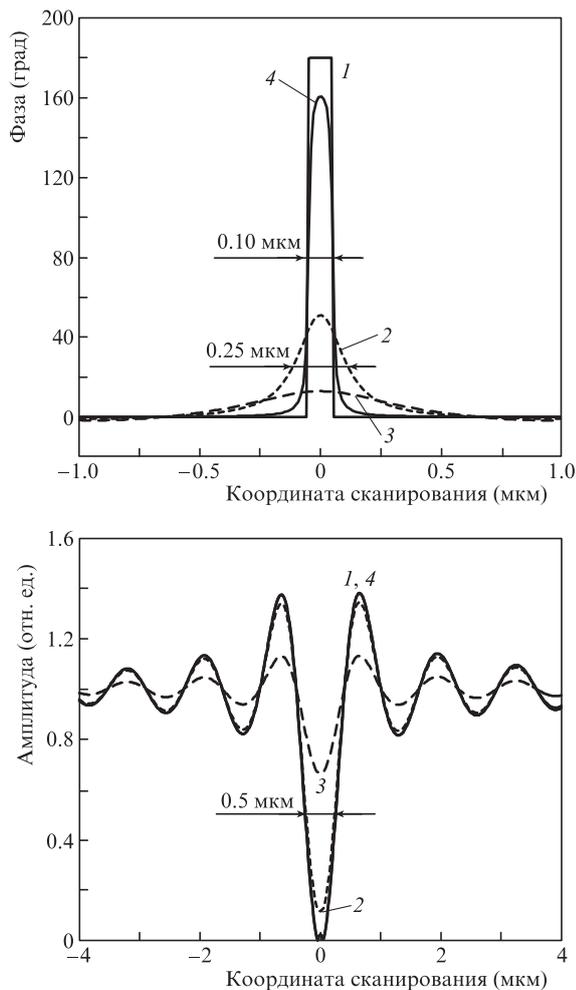


Рис.2. Расчетные отклики СДГМ на фазовую прямоугольную ступеньку высотой $\lambda/4$ (1), $\lambda/5$ (2), $\lambda/10$ (3) и $\lambda/3.93$ (4) при расстоянии между зондирующими пучками 0.1 мкм.

сота или размах отклика измеряется между базовым уровнем отклика, соответствующим однородной поверхности подложки, и главным экстремумом функции отклика (рис.2). Для нормированного амплитудного отклика базовый уровень равен единице, для фазового отклика – нулю. Физический смысл такого определения разрешения очевиден: разрешение в данном случае характеризует точность определения координаты ступеньки, т.е. координаты точки профиля, в которой модуль его градиента максимален. Подчеркнем, что такой способ определения понятия разрешения не является принципиально новым [1, 6–8] и в некоторых случаях, в том числе для СДГМ, вполне целесообразным.

Итак, для двух составляющих отклика СДГМ мы имеем два изображения объекта и, соответственно, два значения разрешения: R_a – амплитудное и R_φ – фазовое. Как следует из соотношений (8)–(10), при таком определении разрешение будет зависеть от того, на какой составляющей отклика оно измеряется – на фазовой или на амплитудной, а также от величины перепада фазы φ_0 , вносимого ступенькой.

Соотношения (8)–(10) при $\varepsilon \rightarrow 0$ являются универсальными, т.к. определяются только поведением функции интегрального синуса и значением параметра φ_0 . Это позволяет исследовать разрешение по критерию FWHM. С учетом соотношений (8) и (9) для отклика СДГМ на фазовую

ступеньку с перепадом $\varphi_0 \ll 1$ и малыми значениями ε ($\varepsilon \ll \Delta x$), согласно проведенным численным расчетам, оно составляет для амплитудного отклика $R_a = 2.4/q_0$, а для фазового $R_\varphi = 3.5/q_0$. Отметим, что в соответствии с критерием Рэлея при данных параметрах системы разрешение $R_l = \lambda/(2NA) = \pi/q_0$. Это отражает тот хорошо известный факт, что разрешение по критерию Рэлея с точностью до коэффициента ~ 1 равно ширине аппаратной функции [7].

Если же перепад фазы φ_0 , вносимый ступенчатым объектом, становится равным π , ситуация, согласно соотношению (10), кардинально меняется. Разрешение R_a , определяемое по амплитудному отклику, по-прежнему составляет $2.4/q_0$ и соответствует критерию Рэлея, а определяемое по фазовому отклику разрешение R_φ равно ε . Это означает, что разрешение на фазовом изображении определяется в этом случае только расстоянием между зондирующими пучками в плоскости объекта. Теоретически можно рассчитывать на значительное увеличение разрешения на фазовом изображении микроступеньки в СДГМ для такого объекта. Разрешение на амплитудном изображении в обоих случаях численно примерно соответствует классическому рэлеевскому, поэтому, следуя работам [1, 7, 9], мы предлагаем определить в данном случае количественный параметр сверхразрешения SR как отношение ширины амплитудной составляющей аппаратной функции к фазовой составляющей:

$$SR = R_a/R_\varphi, \quad (11)$$

что при $\varphi_0 \ll 1$ дает $SR \approx 0.7$, т.е. отсутствие сверхразрешения, а при $\varphi_0 = \pi$ имеем $SR = R_a/\varepsilon$. Последнее соотношение может существенно превышать единицу при уменьшении расстояния ε между зондирующими пятнами, и это свидетельствует о возможности достижения сверхразрешения.

3. Результаты численных расчетов

В качестве первого объекта возьмем ступеньку с вертикальной стенкой высотой h . Как было отмечено выше, при $h = \lambda/4$, что соответствует вносимой разности фаз $\varphi_0 = 2k\lambda/4 = \pi$, фазовый отклик имеет вид прямоугольной функции с шириной, равной расстоянию ε между центрами сфокусированных зондирующих пучков на поверхности объекта. Так, при $\varepsilon = 0.1$ мкм ширина расчетного фазового отклика составляет 0.1 мкм, а ширина амплитудного отклика – 0.5 мкм (рис.2, кривая 1). В тех точках на шкале координаты сканирования, где амплитудный отклик практически равен нулю, фазовый отклик претерпевает скачок на 180° . В нашем случае расстояние между этими точками равно ε . Согласно соотношению (11) для упомянутых откликов (рис.2, кривые 1) это дает $SR \approx 5$ при $\varepsilon = 0.1$ мкм. Уменьшив значение ε , например до 0.05 мкм, получим $SR \approx 10$.

При небольшом отклонении высоты ступеньки от $\varphi_0 = \pi$ форма фазового отклика начинает изменяться: уменьшается размах и увеличивается ширина отклика. Как показали расчеты, при изменении фазового перепада ступеньки не более чем на 3° (или 0.05 рад) фазовый отклик сохраняет свою ширину (рис.2, кривая 4). В том случае, когда высота ступеньки существенно отличается от $\lambda/4$, фазовый отклик уширяется, как и амплитудный отклик (кривая 3). Однако даже при высоте ступеньки $\lambda/5$,

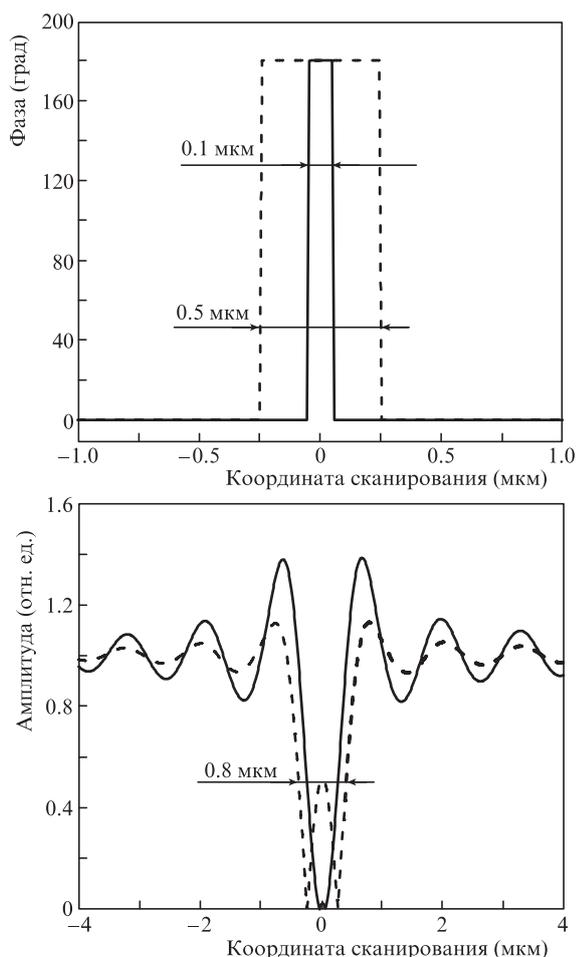


Рис.3. Расчетные отклики СДГМ на фазовую прямоугольную ступеньку высотой $\lambda/4$ при расстоянии между зондирующими пучками 0.1 мкм (сплошная кривая) и 0.5 мкм (штриховая кривая).

что соответствует вносимой разности фаз 144° , эффект сужения фазового отклика сохраняется (рис.2, кривая 2) и, согласно формуле (11), позволяет достичь двукратного сверхразрешения.

Принципиально по-разному ведут себя фазовый и амплитудный отклики СДГМ в зависимости от расстояния между зондирующими пучками ϵ (рис.3). Видно, что при высоте ступеньки $\lambda/4$ ширина фазового отклика прямо пропорциональна величине ϵ , тогда как ширина амплитудного отклика при увеличении параметра ϵ в пять раз увеличивается только на $\sim 50\%$.

Подобные закономерности наблюдаются и для фазовой ступеньки, у которой стенка не вертикальна, а расположена под некоторым углом к нормали. В этом случае увеличение ширины ступеньки w (см. рис.5) при фиксированной высоте $\lambda/4$ приводит к уменьшению размаха фазы и уширению фазового отклика (рис.4, кривые 2–4). Но даже при ширине ступеньки $w = 0.3$ мкм эффект сверхразрешения сохраняется и достигает ~ 2 (кривая 4). При этом для ступеньки с наклонной стенкой существует высота, немного отличная от $\lambda/4$, для которой фазовый отклик также будет иметь прямоугольную форму (кривая 5). Отметим, что все амплитудные отклики на рис.5 имеют примерно одинаковую форму и ширину и поэтому не пронумерованы. Увеличение ширины ступеньки приводит только к небольшому уменьшению размаха амплитудного отклика.

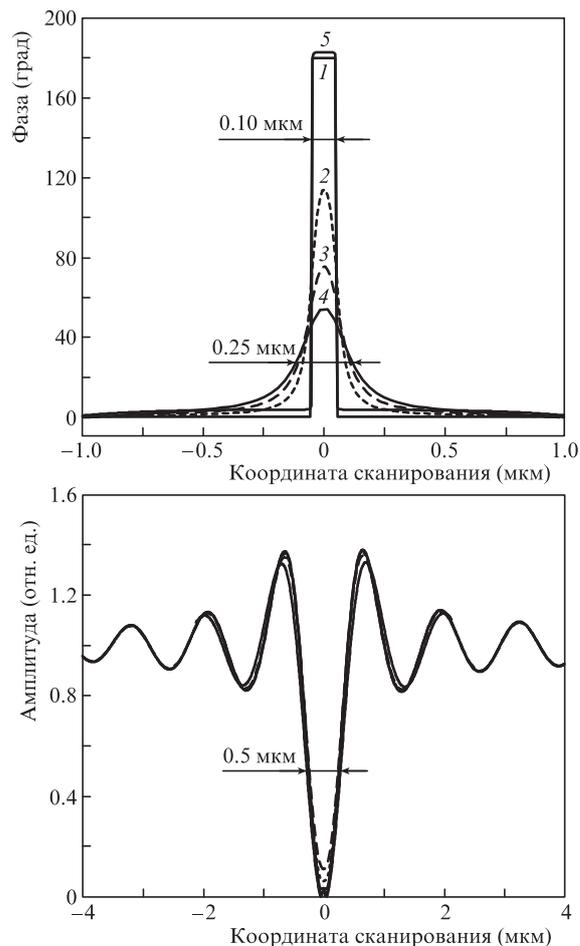


Рис.4. Расчетные отклики СДГМ на фазовую ступеньку с высотой $\lambda/4$ и прямоугольным профилем (1), с высотой $\lambda/4$ и наклонной стенкой с шириной $w = 0.1$ (2), 0.2 (3), 0.3 мкм (4), а также с высотой $\lambda/3.2$ и шириной $w = 0.3$ мкм (5). Расстояние между зондирующими пучками 0.1 мкм.

Таким образом, можно сделать вывод, что интересующий нас эффект не критичен к отклонению одного из параметров ступеньки от требуемого, поскольку это отклонение может быть скомпенсировано изменением другого параметра, что позволяет рассчитывать на экспериментальную регистрацию эффекта. Для этой цели нами были использованы аттестованные тестовые образцы [15], применяемые для калибровки сканирующих оптических и электронных микроскопов. Применение аттестованных образцов особенно важно с точки зрения дальнейших исследований эффекта. Были исследованы два типа тестовых образцов – диэлектрическая ступенька и металлизированная ступенька (рис.5). Металлизированный образец представляет собой фазовую ступеньку с постоянным модулем коэффициента отражения, тогда как диэлектрический

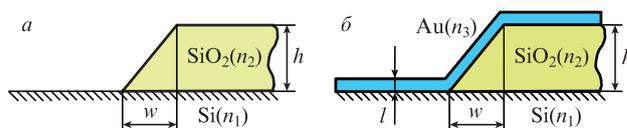


Рис.5. Схематическое изображение профиля диэлектрического (а) и металлизированного (б) ступенчатых объектов, используемых в экспериментальных исследованиях. Параметры профиля: высота $h = 0.35$ мкм, ширина стенки $w = 0.30$ мкм, толщина металлического слоя $l = 25$ нм, $n_1 = 3.9 - 0.2i$, $n_2 = 1.48$, $n_3 = 0.16 - 3.2i$.

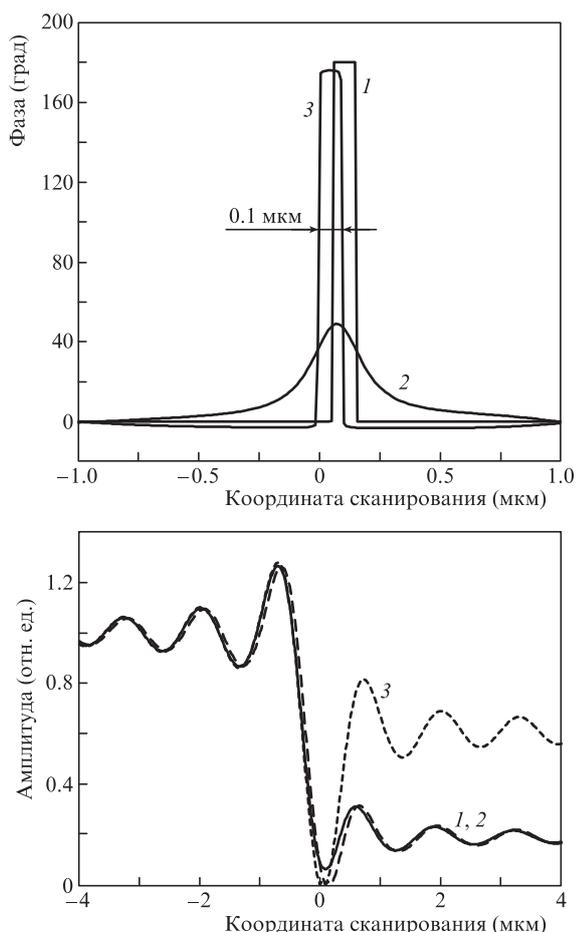


Рис.6. Расчетные отклики СДГМ на амплитудно-фазовую ступеньку с высотой $\lambda/2$ и прямоугольным профилем (1), с высотой $\lambda/2$ и наклонной стенкой шириной 0.3 мкм (2), а также с высотой $\lambda/1.7$ и проекцией 0.3 мкм (3). Расстояние между зондирующими пучками 0.1 мкм.

образец – это амплитудно-фазовая ступенька с модулем коэффициента отражения, зависящим от координаты.

Перед проведением эксперимента было выполнено численное моделирование комплексного отклика СДГМ для амплитудно-фазовой ступеньки. Как видно из полученных зависимостей (рис.6), для такого объекта также можно получить прямоугольный фазовый отклик, однако соответствующая высота ступеньки будет отличаться от $\lambda/4$. Это можно объяснить влиянием интерференции в диэлектрической пленке, и необходимое изменение высоты будет зависеть не только от геометрических параметров, но и от показателей преломления подложки и пленки. Как и для фазовой ступеньки, в этом случае возможна компенсация наклона стенки изменением высоты (кривая 3) для получения прямоугольной формы фазового отклика. Таким образом, выполненное численное моделирование дает основание для проведения экспериментальной проверки эффекта сверхразрешения на фазовом изображении микроступеньки в СДГМ.

4. Экспериментальные результаты

Для проверки эффекта сверхразрешения на фазовом изображении в СДГМ были экспериментально исследованы два типа аттестованных объектов. Первый объект представлял собой край пленки двуокиси кремния на

кремниевой подложке (рис.5,а) [15]. Толщина пленки составляла 356 ± 1 нм, а угол наклона ее края к вертикали – 40° . Такой угол формировался в процессе изотропного травления пленки. Второй объект – такой же край пленки, но покрытый вместе с подложкой слоем золота толщиной 25 нм (рис.5,б). С помощью СДГМ были отсканированы профили обоих объектов в стандартном режиме регистрации сигнала (точечный фотодетектор в центре фурье-плоскости). Радиус зондирующего пучка микроскопа на поверхности объекта составлял 0.7 мкм [16]. Отклики СДГМ на эти ступеньки, полученные с микрообъективом с числовой апертурой $NA = 0.65$, приведены на рис.7.

Если оценивать разрешение по ширине отклика на половине его высоты для фазовой и амплитудной составляющих, то, как видно из рис.7, параметр сверхразрешения для металлизированной ступеньки $SR \approx 1.4$, а для диэлектрической ступеньки $SR \approx 2.3$. Подчеркнем, что исследованные образцы не были каким-либо образом предварительно оптимизированы для изучения эффекта сверхразрешения, т.е. перепад фазы φ_0 , вносимый исследованными ступенчатыми объектами, был существенно отличен от π .

Полученные результаты позволяют сделать вывод о повышении разрешения на фазовом изображении в СДГМ и о возможности достижения сверхразрешения для определенного класса объектов. Вопрос практического применения данного эффекта, разумеется, требует отдельных исследований. В настоящей работе мы затрагиваем только два аспекта, важных с этой точки зрения: первый – влияние шумов на изучаемый эффект, второй – возможность его подстройки аппаратными средствами микроскопа.

Детальный анализ всех источников шумов и их влияния на результаты измерений отклика не входил в цели настоящей работы. Мы пока ограничились оценкой суммарного воздействия присутствующих в эксперименте шумов на конечный результат измерения комплексного отклика СДГМ, выражающийся в разбросе отдельных измерений при сканировании объекта. Для оценки влияния шумов нами было выполнено многократное сканирование объекта, что позволило построить отклики с учетом влияния разброса отдельных измерений. Полученные таким образом отклики СДГМ представлены на рис.8. Усредненные фазовый и амплитудный отклики с разбросом в каждой точке сканирования позволяют сделать вывод о необходимости учета влияния шумов на отклик СДГМ, однако очевидно, что эффект сужения фазового отклика сохраняется и при учете шумов.

Оценка ширины измеренных откликов проводилась с помощью расчета моментов [17], при этом для исследуемой функции $f(x)$ определяется координата $x_0 = m_1/m_0$, а затем дисперсия $\sigma^2 = m_2/m_0 - x_0^2$, где m_n ($n = 0, 1, 2$) – моменты функции $f(x)$, вычисляемые по формуле

$$m_n = \int_{x_1}^{x_2} x^n f(x) dx. \quad (12)$$

В данном случае за ширину функции мы принимали величину 2σ . При вычислении моментов функции интегрирование в выражении (12) проводилось в пределах центральной части отклика: $x_1 = 9.5$ мкм и $x_2 = 11.0$ мкм. Расчет ширины функции с учетом статистики дал следующие значения: $2\sigma = 0.30-0.45$ мкм для фазового отклика и $2\sigma = 0.70-0.90$ мкм для амплитудного отклика, в резуль-

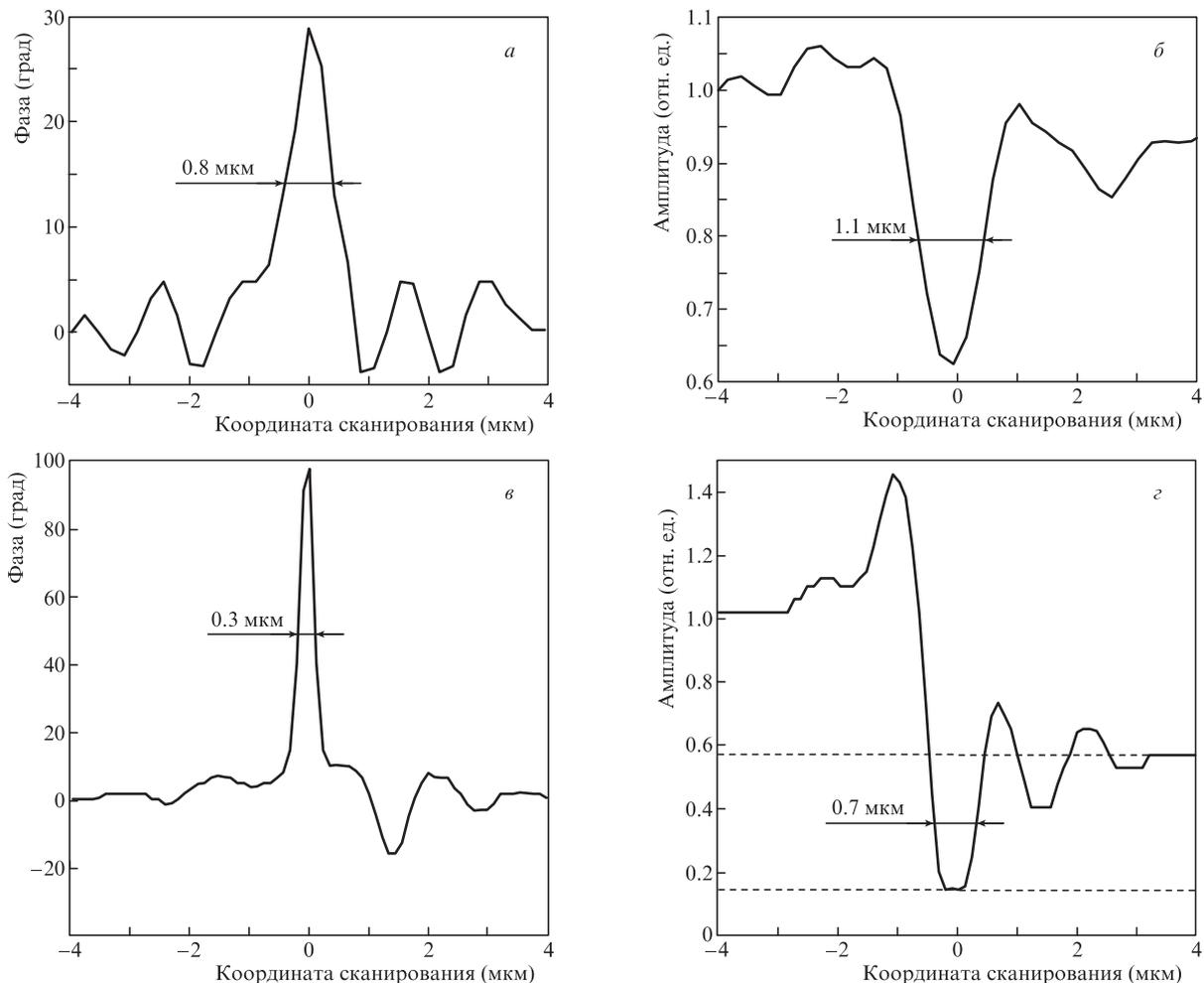


Рис.7. Экспериментальные отклики СДГМ на металлизированную (а, б) и диэлектрическую (в, г) ступеньки при расстоянии между зондирующими пучками 0.3 мкм.

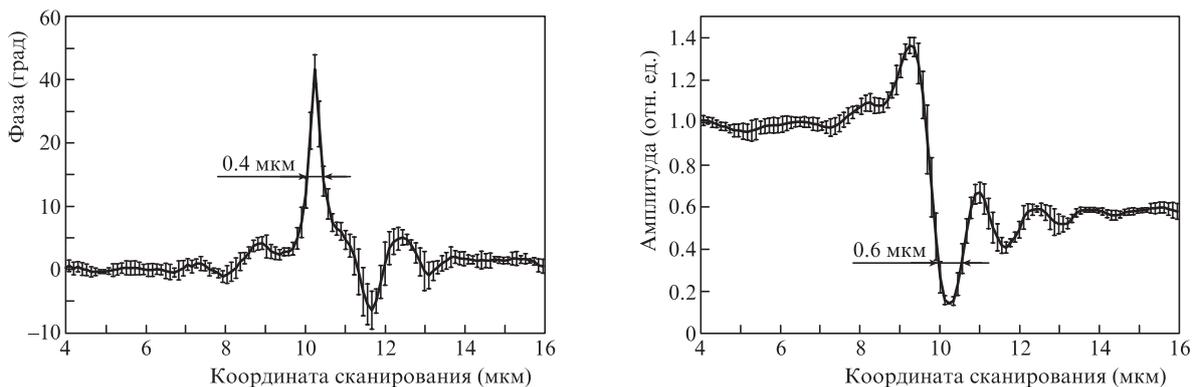


Рис.8. Экспериментальный отклик СДГМ на диэлектрическую ступеньку с учетом статистических измерений при расстоянии между зондирующими пучками 0.2 мкм.

тате параметр сверхразрешения для СДГМ был оценен в следующих пределах: $SR = 1.5 - 3.0$.

Что касается возможности увеличения разрешения для образцов, не оптимизированных по вносимому перепаду фазы φ_0 , существенно отличающемуся от π , то, как было выяснено в ходе экспериментов, одним из важных параметров оптической схемы СДГМ, позволяющим подстраивать разрешение, является координата точечного фотодетектора в фурье-плоскости микроскопа. В стандартном варианте измерения фотодетектор помещается

в центр плоскости, при этом ширина частотной полосы пропускания микроскопа определяется числовой апертурой микробиоъектива. При смещении фотодетектора из центра полоса пропускания оптических пространственных частот расширяется за счет регистрации пространственных частот оптического поля, дифрагирующих на угол, превышающий апертурный. Ранее такая техника применялась для увеличения чувствительности микроскопа [18], однако эффект повышения разрешения не изучался.

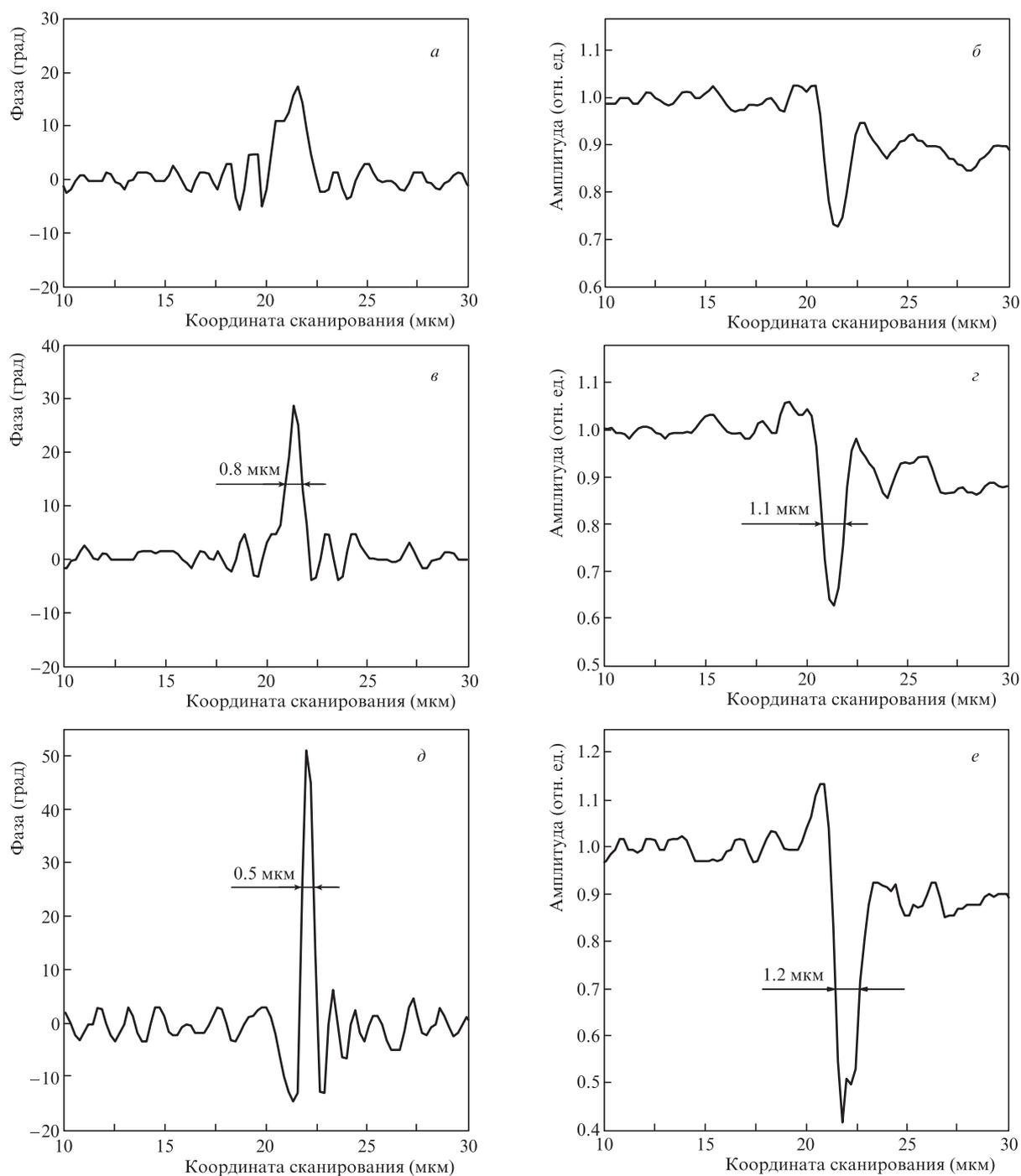


Рис.9. Экспериментальный отклик СДГМ на металлизированную ступеньку при расстоянии между зондирующими пучками $\epsilon = 0.3$ мкм и различных значениях угловой координаты фотодетектора в фурье-плоскости: $\theta = -5^\circ$ (a, б), 0° (в, з), 11° (д, е).

Нами была исследована зависимость формы фазового отклика СДГМ на металлизированную ступеньку от величины смещения фотодетектора. Полученные экспериментальные отклики представлены на рис.9 в зависимости от угловой координаты детектора. Линейная координата u в фурье-плоскости преобразовывалась в угловую по формуле $\theta = \arctan(ul/f)$, где $f = 4.3$ мм – фокусное расстояние используемого объектива. Поскольку объект типа ступеньки несимметричен, то и изменение отклика при смещении фотодетектора по разные стороны от центра ($\theta = 0$) не является одинаковым. По одну сторону от центра ($\theta < 0$) фазовый отклик уширяется и уменьшается по амплитуде. По другую сторону ($\theta > 0$) он увеличивается

по амплитуде и сужается, достигая предельных значений в определенной точке фурье-плоскости ($\theta = 11^\circ$). Для исследуемого объекта наименьшая ширина отклика в этой точке составляет 0.5 мкм, т. е. в 1.6 раза меньше, чем при измерении в центре фурье-плоскости. В этом случае параметр сверхразрешения $SR \approx 2.4$.

Необходимо еще раз отметить, что впервые эффект увеличения разрешения и достижения сверхразрешения для определенных классов ступенчатых микрообъектов по анализу фазового изображения был подробно исследован в работе [2]. При этом было обращено внимание на то, что в основе эффекта лежит нелинейность фазового отклика и всегда требуется его корректная интерпрета-

ция. В отличие от работы [2], мы показали, что для рассматриваемого эффекта не требуется перехода амплитудного отклика через нулевое значение, причем параметр сверхразрешения превышает 2 при вносимой объектом разности фаз в диапазоне $140^\circ - 180^\circ$. Рассмотренное в настоящей работе проявление этого эффекта в сканирующей дифференциальной гетеродинной микроскопии выглядит особенно перспективно с точки зрения практических применений, например при конструировании прецизионных датчиков координат в устройствах позиционирования, и поэтому представляет несомненный интерес для дальнейшего исследования.

5. Заключение

Таким образом, на основе представленных и обсужденных результатов можно сделать следующие основные выводы:

1. Проведено теоретическое и экспериментальное исследование комплексного отклика сканирующего дифференциального гетеродинного микроскопа на субмикронные фазовые и амплитудно-фазовые объекты ступенчатой формы.

2. Показана возможность управления шириной фазового отклика и достижения сверхразрешения при изменении расстояния между зондирующими пучками СДГМ и смещении фотоприемника в фурье-плоскости.

3. Для аттестованных тестовых микрообъектов экспериментально достигнутый параметр сверхразрешения на фазовом изображении ступенчатого микрообъекта составил ~ 2 .

1. Тычинский В.П. *УФН*, **178**, 1205 (2008).
2. Totzeck M., Krumbuegel M.A. *Opt. Commun.*, **112**, 189 (1994).
3. Paur M., Stoklasa B., Hradil Z., Sanchez-Soto L.L., Rehacek J. *Optica*, **3**, 1144 (2016).
4. Tham W.K., Ferretti H., Steinberg A.M. *Phys. Rev. Lett.*, **118**, 070801 (2017).
5. Novotny L., Hecht B. *Principles of Nano-optics* (Cambridge: Cambridge University Press, 2006, p. 89).
6. Wilson T., Sheppard C.J.R. *Theory and Practice of Scanning Optical Microscopy* (London: Academic Press, 1984).
7. Косарев Е.Л. *Методы обработки экспериментальных данных* (М.: Физматлит, 2008, с. 68, 104).
8. Smith S.W. *The Scientist and Engineer's Guide to Digital Signal Processing* (San Diego, CA: California Technical Publ., 1999, p. 423).
9. Кретушев А.В., Тычинский В.П. *Квантовая электроника*, **32**, 66 (2002) [*Quantum Electron.*, **32**, 66 (2002)].
10. Akhmedzhanov I.M., Baranov D.V., Zolotov E.M. *J. Opt. A*, **5**, S200 (2003).
11. Божевольная Е.А., Божевольный С.И., Золотов Е.М., Постников А.В., Редько П.С. *Квантовая электроника*, **19**, 379 (1992) [*Quantum Electron.*, **22**, 344 (1992)].
12. Баранов Д.В., Егоров А.А., Золотов Е.М., Свидзинский К.К. *Оптика и спектроскопия*, **88**, 519 (2000).
13. Akhmedzhanov I.M., Baranov D.V., Zolotov E.M. *Laser Phys.*, **24**, 085901 (2014).
14. Aguilar J.F., Mendez E.R. *J. Opt. Soc. Am. A*, **11**, 155 (1994).
15. Волк Ч.П., Горнев Е.С., Новиков Ю.А., Озерин Ю.В., Плотников Ю.И., Прохоров А.М., Раков А.В. *Микроэлектроника*, **31**, 243 (2002).
16. Ахмеджанов И.М., Баранов Д.В., Золотов Е.М. *Оптика и спектроскопия*, **108**, 696 (2010).
17. Папулис А. *Теория систем и преобразований в оптике* (М.: Мир, 1971, с. 85).
18. Ахмеджанов И.М., Баранов Д.В., Золотов Е.М. *Тезисы докладов ХЛI Всероссийской конф. по проблемам математики, информатики, физики и химии* (М.: РУДН, 2005. с. 130).