

Использование волноводного рассеяния лазерного излучения для определения автокорреляционной функции статистической шероховатости поверхности в широком диапазоне изменения интервала корреляции шероховатостей

А.А.Егоров

Рассмотрена электродинамическая задача о рассеянии лазерного излучения в интегрально-оптическом волноводе, содержащем малые случайные нерегулярности (неровности границ раздела и неоднородности показателя преломления сред, образующих волновод). Показана возможность использования волноводного рассеяния лазерного излучения для извлечения информации о статистических свойствах нерегулярностей из зашумленных данных измерений в дальней зоне. Описан алгоритм восстановления автокорреляционной функции нерегулярностей при изменении интервала корреляции в широком диапазоне. Компьютерным моделированием показана возможность восстановления заданной гауссовой автокорреляционной функции, описывающей статистические шероховатости поверхности подложки волновода, при изменении интервала корреляции в диапазоне 10 нм–10 мкм и высоком уровне аддитивного белого действительного шума.

Ключевые слова: интегрально-оптический волновод, статистические нерегулярности, обратная задача волноводного рассеяния, белый шум.

1. Введение

Интенсивное развитие интегральной оптики за последние примерно 30 лет способствовало исследованию рассеяния лазерного излучения в нерегулярных оптических плоских волноводах (ПВ) с различных позиций [1–10]. Как правило, основное внимание авторы уделяли решению так называемой *прямой задачи рассеяния*, когда находится амплитудно-фазовое распределение или распределение интенсивности рассеянного в волноводе лазерного излучения. Найденные таким образом диаграммы (индикатрисы) рассеяния использовались для решения *обратной задачи рассеяния* (ОЗР) известным методом сравнения, когда тем или иным способом добиваются совпадения, например в среднеквадратичном, измеренных и рассчитанных в соответствии с теорией диаграмм рассеяния.

Иногда для решения ОЗР используются упрощенные подходы, основанные на формальном «обращении» выражений для диаграмм рассеяния. Как справедливо отмечают авторы работы [10], для определения статистики спектральных составляющих нерегулярностей по данным рассеяния света в достаточно широком диапазоне частот необходимы более сложные модели, чем такая упрощенная модель. Действительно, использование достаточно простого выражения для диаграммы рассеяния при решении ОЗР оправданно, если наблюдается пространственный резонанс между падающей плоской волной и непрерывным спектром нерегулярностей [2, 11], т.е. когда точка наблюдения и источник излучения на-

ходятся во фраунгоферовской зоне по отношению к рассеивающему участку. При такой геометрии задачи в точку наблюдения доходит лишь узкий пучок плоских волн, соответствующих определенной гармонике в спектре нерегулярностей. Такое рассеяние называется иногда резонансным или избирательным.

В этом случае регистрация рассеянного излучения производится в так называемой зоне разделения спектров [11]. Когда нерегулярности являются статистическими, дифракционные спектры размываются и вместо суммы конечного числа плоских волн имеется интегральное разложение поля в каждой точке по плоским волнам [2, 11, 12]. Если условия рассеяния волноводной моды на статистическом ансамбле нерегулярностей (это может быть статистическая шероховатость поверхности или статистическая неоднородность показателя преломления волноводного слоя) удовлетворяют первому приближению теории возмущений, то регистрируемая «точечным» (с достаточно малой апертурой) фотодетектором в дальней зоне или в эквивалентной ей фурье-плоскости интенсивность рассеянного излучения является фактически отображением функции спектральной плотности (ФСП) ансамбля в пространстве волновых чисел.

Как известно, в этом случае коэффициент рассеяния зависит только от статистических характеристик второго порядка ансамбля нерегулярностей: ФСП или ее фурье-преобразования – автокорреляционной функции (АКФ). АКФ и ФСП содержат всю информацию об основных параметрах исследуемого ансамбля. В рассматриваемом случае первое приближение теории возмущений удовлетворяется, если, например, среднеквадратичная высота статистических шероховатостей границ оптического ПВ мала по сравнению как с длиной волны лазерного излучения, так и с толщиной волноводного слоя.

При решении прямых и обратных задач рассеяния мо-

гут использоваться как дифференциальные характеристики рассеяния (диаграммы рассеяния), так и интегральные. К последним обычно относят следующие характеристики: относительные потери мощности волноводной моды на рассеяние (коэффициент затухания); отношение мощностей, рассеянных «назад» и «вперед» под заданным углом; отношение мощностей, рассеянных «вверх» и «вниз» [2, 7, 8]. В настоящей работе отдано предпочтение дифференциальным характеристикам рассеяния ввиду их большей информативности по сравнению с интегральными характеристиками волноводного рассеяния лазерного излучения [12–14].

2. Теоретический анализ задачи волноводного рассеяния

Рассмотрим рассеяние возбужденной лазерным излучением волноводной моды в интегрально-оптическом волноводе, содержащем случайные (статистические) нерегулярности (см. ниже рис.1). Как правило, трехслойный ПВ состоит из следующих слоев: обрамляющей среды, волноводного слоя и подложки с показателями преломления n_1 , n_2 и n_3 соответственно. Нерегулярности структуры ПВ могут быть обусловлены неровностями (шероховатостями) границ раздела сред, образующих волновод, подповерхностными дефектами (так называемый нарушенный или трещиноватый слой) и неоднородностями показателя преломления волноводного слоя. Неоднородности волноводного слоя и подповерхностные дефекты при рассмотрении задачи рассеяния могут быть описаны однотипно – как неоднородности показателя преломления соответствующей среды волновода. Для упрощения анализа задачи пренебрежем этими нерегулярностями, а также кросс-корреляционными связями между неровностями границ раздела.

Электродинамическая задача о рассеянии направляемой волноводной моды в интегрально-оптическом волноводе, содержащем случайные нерегулярности, решается методом связанных мод с помощью теории возмущений. В общем случае для описания электромагнитного поля \mathbf{E} в нерегулярном ПВ используется уравнение, которое в декартовых координатах имеет следующий вид [2]:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \nabla \left(\mathbf{E} \frac{\nabla \varepsilon_i}{\varepsilon_i} \right) + \omega^2 \mu \varepsilon_i \mathbf{E} = 0, \quad (1)$$

где ε_i – диэлектрическая проницаемость i -го слоя ПВ ($i = 1, 2, 3$); $\omega = 2\pi f$; f – частота электромагнитного поля \mathbf{E} ; μ – магнитная проницаемость слоев; $\omega \sqrt{\mu \varepsilon_i} = n_i k$; n_i – показатель преломления i -го слоя; $k = 2\pi/\lambda$; λ – длина волны лазерного излучения в вакууме; $\nabla^2 = \Delta$ – лапласиан.

Рассмотрим случай распространения в волноводе вдоль оси z основной ТЕ-моды с компонентами E_{0y} , H_x , H_z (для ТМ-моды анализ проводится аналогично). Полное поле в нерегулярном оптическом ПВ можно записать в виде суммы полей падающей волноводной моды E_{0y} и рассеянной волны E_s : $\mathbf{E} = E_{0y}(x, z) + E_s(x, y, z)$. Будем полагать, что диэлектрическая проницаемость может быть представлена в виде $\varepsilon_i(x, y, z) = \varepsilon_{0i}(x, z) + \Delta \varepsilon_i(x, y, z)$, где $\varepsilon_{0i}(x, z)$ описывает регулярные свойства соответствующего слоя ПВ, а добавка $\Delta \varepsilon_i(x, y, z)$ – трехмерные нерегулярности структуры волновода (как неровности границ раз-

дела сред ПВ, так и неоднородности показателя преломления i -го слоя ПВ).

В этом случае (1) можно записать в виде приближенного трехмерного уравнения. Оставляя в полученном уравнении только члены первого порядка малости относительно E_s и $\Delta \varepsilon_i(\mathbf{r})$, получаем приближенное неоднородное волновое уравнение, которое можно рассматривать как однородное волновое уравнение с возмущением в виде источника в правой части:

$$\begin{aligned} \nabla^2 E_s(x, y, z) + \omega^2 \mu \varepsilon_{0i} E_s(x, y, z) \\ \approx -\omega^2 \mu \varepsilon_{0i} \Delta \varepsilon_i(x, y, z) E_{0y}(x, z), \end{aligned} \quad (2)$$

где E_{0y} – решение однородного невозмущенного уравнения, описывающего распространение основной ТЕ-моды в волноводе. С энергетической точки зрения источником в правой части уравнения (2) является интенсивность моды, падающей на нерегулярный участок волновода и рассеиваемой во все окружающее пространство (так называемое трехмерное рассеяние). Решение данного неоднородного волнового уравнения может быть получено в виде свертки некоторой функции Грина $G(x, y, z; x', y', z')$ с выражением для источника:

$$\begin{aligned} E_s(x, y, z) = -\omega^2 \mu \varepsilon_{0i} \iint \int \Delta \varepsilon_i(x', y', z') G(x, y, z; x', y', z') \\ \times E_{0y}(x', z') dx' dy' dz'. \end{aligned} \quad (3)$$

Анализ уравнения (3) показывает, что в этом случае нельзя пренебречь поляризационными эффектами и рассмотрение задачи волноводного (многократного по сути) рассеяния света на трехмерных нерегулярностях сильно усложняется, т. к. нахождение аналитического выражения для функции Грина $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ представляет здесь совершенно нетривиальную задачу. Действительно, при таком подходе в волноводе могут возникать гибридные моды, имеющие шесть компонент поля, а не три, как ТЕ- и ТМ-моды [2]. Для гибридных мод условие $\partial/\partial y = 0$ не выполняется, т. е. существуют вариации полей в этом направлении.

Таким образом, в случае трехмерных нерегулярностей любое произвольное распределение поля оптического ПВ необходимо будет представлять в виде разложения по всем возможным модам ПВ, включая суммирование и интегрирование по модам, соответствующим вариации поля по второй поперечной координате, а именно по оси y . Более подробный анализ прямой задачи трехмерного волноводного рассеяния и подходы к решению соответствующей обратной задачи будут рассмотрены в последующих работах. Уравнение (3) может быть использовано также при анализе однократного (рэлеевского) рассеяния. Отметим, что рэлеевское рассеяние в нерегулярных волноводах рассматривалось в ряде работ (см., напр., [15]).

Уравнения (1)–(3) можно упростить, если пренебречь рассмотрением возникающих при рассеянии поляризационных эффектов [2, 8]. Для этого достаточно потребовать, чтобы относительное изменение диэлектрической проницаемости на расстоянии одной длины волны было много меньше единицы [2]. Данное условие часто выполняется в оптических средах. В этом случае второй (деполяризационный) член в уравнении (1) много меньше двух

других, т. к. его отношение к любому из них по порядку величины равно примерно $\Delta\varepsilon/\varepsilon_0$. Следовательно, при $\Delta\varepsilon/\varepsilon_0 \ll 1$ точное уравнение* (1) можно заменить приближенным волновым уравнением

$$\Delta E + n_i^2 k^2 E = 0, \quad (4)$$

которое справедливо для каждой декартовой компоненты вектора электрического поля. Для основной ТЕ-моды, распространяющейся вдоль оси z при условии $\partial/\partial y = 0$ уравнение (4) принимает вид

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + n_i^2 k^2 E_y = 0, \quad (5)$$

где $n_i^2(x, z) = n_{0i}^2(x, z) + \Delta n_i^2(x, z)$; $n_{0i}(x, z)$ описывает регулярные свойства соответствующего слоя ПВ, а добавка $\Delta n_i^2(x, z)$ – нерегулярности структуры волновода (как неровности границ раздела сред ПВ, так и неоднородности показателя преломления i -го слоя ПВ).

Для применения теории возмущений $\Delta n_i^2(x, z)$ не обязательно должно быть величиной малого порядка. Вполне достаточно, чтобы область, в пределах которой эта добавка отличается от нуля, была очень узкой. Решение уравнения (5) приближенным методом поперечных сечений (методом идеальных мод Д.Маркузе [2]) ищется в виде разложения произвольного распределения поля излучения по ортогональным модам ПВ в виде

$$E_y = \int_0^\infty q(\rho, L) E_y(\rho, x, z) d\rho, \quad (6)$$

где q – эффективная амплитуда рассеяния ТЕ-моды, определяемая как коэффициент разложения поля по всем модам излучения; L – длина области, содержащей шероховатость; $\rho = (k^2 n_i^2 - \beta^2)^{1/2}$ – поперечная составляющая постоянной распространения мод рассеяния; β – продольная составляющая постоянной распространения мод рассеяния, формирующих диаграмму рассеяния на нерегулярностях (оптический образ объекта). Коэффициенты разложения находятся из системы полученных интегродифференциальных уравнений с использованием соотношений ортогональности при помощи теории возмущений. Используя выражение (6), можно найти выражения как для полей в ближней, промежуточной или дальней зоне, так и для соответствующих мощностей рассеянного излучения.

Если условие $\partial/\partial y = 0$ выполняется, то любое произвольное распределение поля ПВ можно записать в виде суперпозиции ортогональных ТЕ- и ТМ-мод идеального прямолинейного волновода [2]. После этого может быть найдена полная переносимая в волноводе мощность лазерного излучения или, например, мощность излучения, обусловленная рассеянием направляемой моды на нерегулярностях волновода. Если рассеяние происходит на случайных нерегулярностях, то для нахождения мощности рассеянного излучения применяется усреднение по ансамблю [2, 7–9, 12–14].

Таким образом, решение прямой задачи волноводного рассеяния может быть получено в виде амплитудно-фазового распределения или в виде решения, описываю-

щего распределение интенсивности лазерного излучения, рассеянного на нерегулярностях. При экспериментальных исследованиях применимость двумерного анализа задачи рассеяния может быть обеспечена, например, установкой в дальней зоне (или в плоскости Фурье) щелевой диафрагмы, расположенной параллельно плоскости падения, и поляризатора [7, 8]. Измеренная таким образом двумерная диаграмма рассеяния может быть использована для нахождения приближенного корректного решения ОЗР на трехмерных нерегулярностях структуры оптического ПВ.

3. Прямая и обратная задачи волноводного рассеяния

Рассмотрим решения прямой и обратной задач волноводного рассеяния лазерного излучения в присутствии случайного аддитивного шума, заданного на ограниченном интервале волновых чисел (в области существования наблюдаемых мод рассеяния). Следует отметить, что практически отсутствуют публикации, в которых исследована корректность обратной задачи волноводного рассеяния лазерного излучения. Статьи [12–14] являются, по-видимому, единственными публикациями, где сформулированы и рассмотрены прямая и обратная задачи волноводного рассеяния света для случая регистрации диаграммы рассеяния в дальней зоне. Необходимо также отметить, что нет публикаций по теории и модельному анализу волноводного рассеяния, в которых исследовано влияние аддитивного белого шума на решение прямой и обратной задач.

3.1. Прямая задача волноводного рассеяния

Используя полученное ранее решение задачи о рассеянии направляемой волноводной моды в нерегулярном оптическом ПВ при высоком отношении сигнала к шуму [12], перейдем к решению прямой задачи волноводного рассеяния в присутствии случайного аддитивного шума. Решение прямой задачи волноводного рассеяния заключается в нахождении диаграммы рассеяния лазерного излучения на исследуемых нерегулярностях ПВ (см. ниже рис. 1–4). Диаграмма рассеяния измеряется главным образом в ближней или дальней зоне. При использовании точечного фотоприемника (функция фильтрации фотодетектора является дельта-функцией) в дальней зоне зашумленная диаграмма рассеяния $P(\beta, \gamma)$ может быть представлена в следующем виде:

$$\langle P(\beta, \gamma) \rangle = C_0 \langle \Phi(\beta, \gamma) F(\beta, \gamma) \rangle + \langle N_w(\beta, \gamma) \rangle, \quad (7)$$

где γ – эффективный показатель преломления (коэффициент фазового замедления); C_0 – нормировочный множитель; $\Phi(\beta, \gamma)$ – оптическая передаточная функция ПВ*; $F(\beta, \gamma)$ – ФСП статистического ансамбля нерегулярностей; $N_w(\beta, \gamma)$ – интенсивность белого аддитивного действительного шума, заданного в области измерения диаграммы рассеяния; угловые скобки означают усреднение по эргодическому ансамблю статистически-идентичных систем.

*В [8] предложен один из способов учета трехмерного характера случайных нерегулярностей волновода, когда рассеяние наблюдается при малых углах отклонения от плоскости падения xz .

*Выражение для оптической передаточной функции симметричного ПВ подобно таковому для несимметричного ПВ (см. подынтегральное выражение во втором слагаемом формулы (1) в работе [9]).

Первое слагаемое в правой части уравнения (7) является диаграммой рассеяния при отношении сигнала к шуму $S/N \geq 10^2$, где S , N – спектральные плотности сигнала и шума. Диаграмма рассеяния лазерного излучения записывается в виде дискретного цифрового набора интенсивностей отклика в $\sim 500-3000$ точках отсчета. Вопрос о природе шума в эксперименте составляет предмет отдельного исследования и в данной работе не рассматривается.

3.2. Обратная задача волноводного рассеяния

Решение обратной задачи волноводного рассеяния лазерного излучения на статистических нерегулярностях заключается в восстановлении АКФ (и/или ФСП) и определении соответствующих параметров нерегулярностей по данным рассеяния волноводной моды, полученным в ближней или дальней зоне (фурье-плоскости) [12–14].

Если регистрация интенсивности мод рассеяния производится в дальней зоне точечным фотодетектором, то восстановленная сглаженная АКФ $R_{sm}(u, \gamma)$ может быть определена из измеренной диаграммы рассеяния (7) по формуле [12]

$$R_{sm}(u, \gamma) = C_0^{-1} \int \frac{\langle P(\beta, \gamma) \rangle \Phi^* E(u, \beta)}{|\Phi|^2 + \mu_r M} \exp[i(\beta_0 - \beta)u] d\beta, \quad (8)$$

где μ_r – параметр регуляризации; простейшие стабилизаторы p -го порядка взяты в виде $M = \beta^{2p}$ или $M = (\beta_0 - \beta)^{2p}$; $p \geq 0$ – порядок регуляризации; $\beta_0 = k\gamma$ – постоянная распространения волноводной моды; $E(u, \beta)$ – фильтрующая (сглаживающая) функция, которая подбирается из условия минимума среднеквадратичной погрешности восстановления АКФ [12]; $u = z - z'$; z и z' – координаты в плоскости подложки волновода. Функция M , в принципе, может иметь любой порядок роста при $\beta \rightarrow \infty$. Формула (8) позволяет получить приближенное корректное решение ОЗР с использованием процедуры квазиоптимальной фильтрации [12, 14]. При $M = \mu_r^{-1}(S/N)^{-1}$ формула (8) дает оптимальное регуляризованное решение обратной задачи, которое совпадает с результатом применения оптимальной фильтрации по Винеру [16].

4. Компьютерное моделирование. Результаты расчетов

Рассматриваемый нерегулярный интегрально-оптический волновод и схема регистрации рассеянного лазерного излучения показаны на рис. 1. Точечный фотодетектор сканирует диаграмму рассеяния в дальней зоне в области существования наблюдаемых мод рассеяния. Лазер, используемый для возбуждения ТЕ-моды, и ряд устройств (для обработки сигнала и др.) не показаны. Симметричный ПВ образован двумя кварцевыми пластинками и расположенным между ними тонким волноводным слоем оптически-прозрачной жидкости с показателями преломления $n_1 = n_3 = 1.46$ и $n_2 = 1.59$ (для длины волны излучения гелий-неонового лазера $\lambda = 0.63$ мкм). Изучается рассеяние на шероховатости одинаково обработанных (взятых из одного эргодического ансамбля) кварцевых пластинок. Это позволяет считать, что исследуемые поверхности пластинок описываются одной и той же ФСП с одинаковыми статистическими параметрами шероховатости поверхности, поэтому далее рассматривается одна из поверхностей. При моделировании

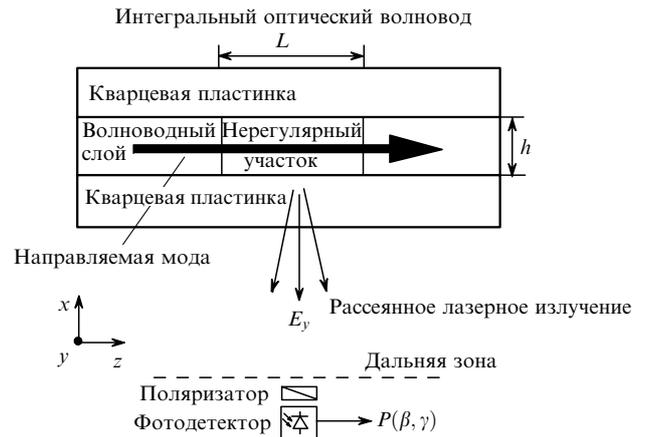


Рис. 1. Нерегулярный интегрально-оптический волновод.

коэффициент фазового замедления γ основной ТЕ-моды брался равным 1.479, 1.525, 1.556 и 1.571 для толщины волновода $h = \lambda/5, \lambda/2, \lambda$ и $3\lambda/2$.

Компьютерное моделирование проводилось для гауссовой функции спектральной плотности статистических стационарных шероховатостей поверхности подложки ПВ

$$\langle F(\beta, \gamma) \rangle = 2\sigma^2 r L^{-1} \exp[-(\beta_0 - \beta)^2 r^2 / 2], \quad (9)$$

где σ – среднеквадратичная высота шероховатостей; r – интервал корреляции. Соответствующая ей АКФ имеет вид $B(u) = \sigma^2 \exp[-(u/r)^2]$. Отметим, что у плоских образцов с поверхностью высокого класса чистоты неровность поверхности определяется главным образом случайной шероховатостью. При изучении таких шероховатостей обычно используется гауссов (нормальный) закон распределения [11, 17], поэтому применение гауссовой функции в модельных расчетах представляется нам оправданным.

На рис. 2–4 приведены наиболее характерные из полученных зашумленных диаграмм рассеяния и восстановленные из них АКФ для субволновых интервалов кор-

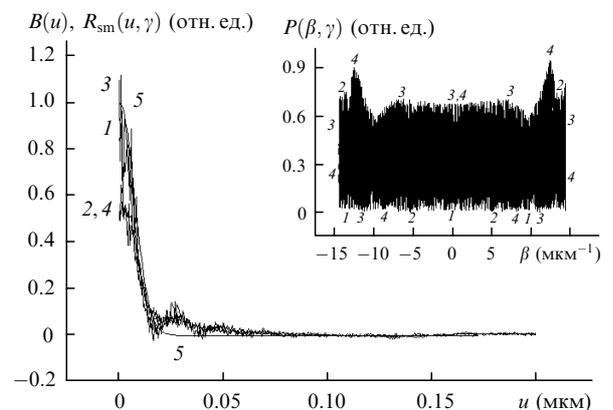


Рис. 2. Заданная $B(u)$; 5) и восстановленные ($R_{sm}(u, \gamma)$; 1–4) АКФ при $M = (\beta_0 - \beta)^{2p}$, параметре регуляризации $\mu_r = 1.3$, порядке регуляризации $p = 1.0$, параметре сглаживающей функции типа $\sin(mx)/(mx)$ $m = 25$, геометрических параметрах шероховатости поверхности $\sigma = 5$ нм, $r = 10$ нм и эффективном показателе преломления волновода $\gamma = 1.479$ (1), 1.525 (2), 1.556 (3) и 1.571 (4). На вставке приведены диаграммы рассеяния лазерного излучения в дальней зоне при отношении сигнала к шуму $S/N \approx 1$.

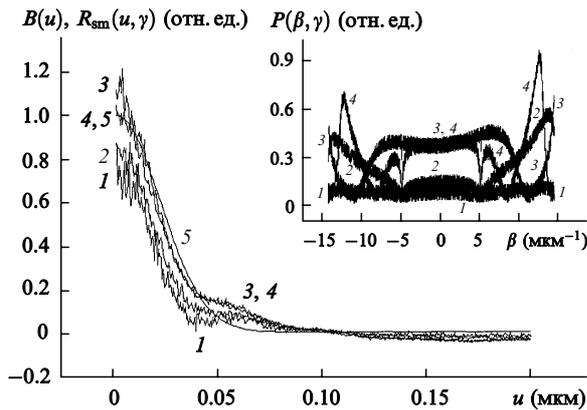


Рис.3. То же, что и на рис.2, но при $r = 30$ нм, $\mu_r = 1.0$, $p = 0.8$, $m = 12$, $S/N \approx 10$.

реляции шероховатостей поверхности. Отношение сигнала к шуму на рис.2–4 указано для той части диаграммы рассеяния, где интенсивность рассеянного лазерного излучения максимальна. Динамика индикатрис при изменении r очевидна. При $r = 10$ нм среднеквадратичная погрешность восстановления заданной АКФ для коэффициента фазового замедления $\gamma = 1.571$ (рис.2, кривая 4) составляет примерно 35 % и может быть понижена подбором параметров ОЗР и функции $E(u, \beta)$. Среднеквадратичная погрешность восстановления при $r = 30$ нм для коэффициента фазового замедления $\gamma = 1.571$ (рис.3, кривая 4) составляет $\sim 22\%$; при $S/N \geq 10^2$ подбором параметров ОЗР и функции $E(u, \beta)$ можно определить АКФ с погрешностью менее 20 %. Погрешность восстановления при $r = 0.3$ мкм для оптимального $\gamma = 1.525$ [12,13] (рис.4, кривая 2) составляет около 70 % и может быть понижена до 60 % подбором параметров ОЗР. При $\gamma = 1.525$ интенсивность рассеяния в волноводе максимальна и соответственно максимально отношение S/N .

Проведенные расчеты показали, что при $S/N > 10$ разработанный алгоритм позволяет восстановить заданную гауссову АКФ шероховатостей при изменении интервала корреляции примерно от $\lambda/60$ до 15λ с максимальной погрешностью не более 60 %. С погрешностью менее 30 % можно определить заданную АКФ при изменении интервала корреляции от $\sim \lambda/30$ до 3λ , а параметры нерегулярностей – со сверхразрешением [12–14]. При разработке ПВ и интегрально-оптических устройств нового поколения этот метод, несомненно, может служить эффективным инструментом контроля их метрологических характеристик и параметров. Метод является абсолютным, т. к. σ и r определяются только по данным волноводного рассеяния [12, 13]. Проблема повышения точности решения обратной задачи волноводного рассеяния подробно рассмотрена в работах [12–14].

5. Заключение

Разработанный метод нахождения приближенного корректного решения ОЗР позволяет с приемлемой для

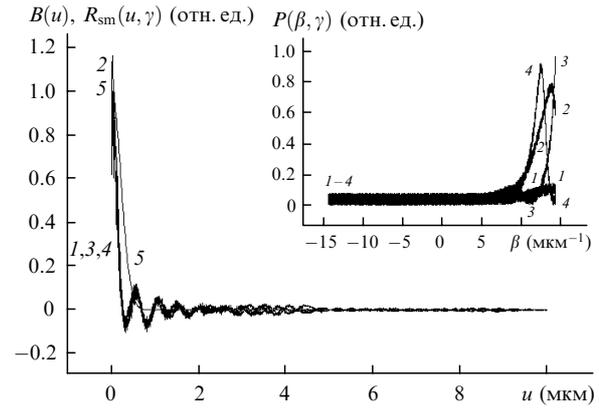


Рис.4. То же, что и на рис.3, но при $r = 0.3$ мкм, $\mu_r = 4.0$, $p = 0.9$ и $m = 0.8$.

экспериментов точно восстанавливать АКФ статистических нерегулярностей по данным рассеяния лазерного излучения в ПВ, полученным в дальней зоне в присутствии высокого аддитивного белого шума. Решение основано на применении квазиоптимального регуляризирующего оператора, использующего принцип наименьших квадратов. Важным преимуществом волноводного метода рассеяния является синфазность рассеяния лазерного излучения на исследуемых поверхностях, повышающая чувствительность измерений в $10^2 - 10^3$ раз по сравнению с однократным рассеянием. Другое преимущество, как и у теории Ми, – возможность исследования рассеяния в широком диапазоне изменения латеральных размеров нерегулярностей.

1. Шевченко В.В. *Плавные переходы в открытых волноводах* (М.: Наука, 1969).
2. Маркузе Д. *Оптические волноводы* (М.: Мир, 1974).
3. Снайдер А., Лав Дж. *Теория оптических волноводов* (М.: Радио и связь, 1987).
4. Сотин В.Е., Осовицкий А.Н., Цеснек Л.С., Челябин А.Ф. *Опт.-мех. пром.*, № 7, 1 (1981).
5. Bradley E., Hall D.G. *Opt. Letts*, 7, 235 (1982).
6. Imai M., Koseki M., Ohtsuka Y. *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, 30, 635 (1982).
7. Андлер Г., Егоров А.А., Черемискин И.В. *Оптика и спектроскопия*, 56, 731 (1984).
8. Васкес де Фрейтас С.Ф., Егоров А.А., Черемискин И.В. *Автометрия*, 2, 51 (1991).
9. Егоров А.А. *Поверхность*, 5, 72 (1994).
10. Ames G.H., Hall D.G. *Opt. Commun.*, 43, 247 (1982).
11. Басс Ф.Г., Фукс И.М. *Рассеяние волн на статистически неровной поверхности* (М.: Наука, 1972).
12. Егоров А.А. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, 43, 1090 (2000).
13. Егоров А.А. *Изв. АН. Сер. физич.*, 63, 1125 (1999).
14. Yegorov A.A. *J. Comput. Methods Appl. Sci. Eng.*, 2, №1-2, 279 (2002).
15. Богатов А.П., Бурмистров И.С. *Квантовая электроника*, 27, 223 (1999).
16. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. *Методы решения некорректных задач* (М.: Наука, 1981).
17. Топорец А.С. *Оптика шероховатой поверхности* (Л.: Машиностроение, 1988).