

ВОЗМОЖНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ СУБДЛИННОВОЛНОВЫХ ВТОРИЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ СВЕТА ПО ХАРАКТЕРИСТИКАМ ДАЛЬНОГО ПОЛЯ

Вейко В.П., Вознесенский Н.Б., Гусев А.Е., Иванова Т.В., Родионов С.А.

Предлагается новый подход к исследованию параметров субдлинноволновых вторичных источников света по известному распределению поля в дальней зоне. Приводятся картины углового распределения амплитуды и интенсивности дифрагированного света, рассчитанные для незатухающих волн на основе векторного подхода. Приведены результаты восстановления различных начальных распределений поля на экране, однозначно связанные с соответствующими субдлинноволновыми размерами отверстий.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из актуальных задач быстро развивающейся в настоящее время ближнепольной растровой оптической микроскопии (БРОМ) [1-3] является контроль или аттестация ближнепольных зондов, то есть определение их размеров и формы. Эта задача непосредственно связана с определением разрешающей способности сканирующего БРОМ, поэтому крайне важно найти наиболее оптимальные и простые пути ее решения. Непосредственное измерение параметров зонда возможно лишь средствами растровой электронной микроскопии (РЭМ), что по ряду причин не является наилучшим способом аттестации. Альтернативой электронному микроскопу является оптический анализ параметров вторичного источника света по характеристикам его излучения в дальней зоне, реализация которого может быть значительно более простой и дешевой, чем применение РЭМ [4]. Кроме того, решение задачи аттестации зондов на основе этого подхода влечет за собой и другие важные преимущества, как, например, возможность экспериментального определения передаточной функции БРОМ. Тем не менее существует целый ряд известных принципиальных трудностей как практического, так и теоретического характера, вытекающих из того, что размеры излучающего отверстия существенно меньше длины волны системы.

1. ОБОСНОВАНИЕ ПОДХОДА К РЕШЕНИЮ ЗАДАЧИ.

Определение параметров субдлинноволновых источников света по характеристикам излучения в дальней зоне возможно, если энергия проходящего света достаточна для регистрации и известна связь математического описания источника с распределением незатухающих компонент светового поля. Энергетическая проблема может быть решена в ходе эксперимента, если подобрать параметры установки и приемника излучения для обеспечения уверенной регистрации слабых сигналов, чему посвящена, например, работа [4]. Тот факт, что через отверстие с размерами меньше длины волны проходит часть света, вытекает, как отмечается в [5], из

принципа Бабине, примененном к аналогии малого рассеивающего препятствия на пути света и малого отверстия, на котором происходит дифракция. Что касается математической связи, то необходимо решение как прямой задачи для возможности сопоставления регистрируемых распределений с рассчитанными, так и решение обратной задачи, то есть восстановление первоначальной структуры вторичного источника света. При этом приходится использовать лишь малую часть информации, поскольку в дальней зоне регистрируется только поле, переносимое незатухающими волнами, причем их доля в общей энергии излучения тем меньше, чем меньше размеры источника.

В основе решения прямой задачи лежит подстановка в математическую модель известных решений уравнений электромагнитного поля, которые в совокупности обеспечивают полное представление распределения векторной амплитуды поля в любой точке пространства. Для описания поля в ближней и дальней зоне вторичного источника (или экрана с отверстием) применим следующие функции – векторные линейно-поляризованные плоские волны как незатухающие, так и затухающие, которые по структуре мельче длины волны. Физический механизм дифракционного рассеяния поля, падающего на экран с отверстием, обусловлен появлением наведенных вторичных возмущений, связанных с конечной проводимостью материала стенок отверстия, а также расходом значительной части энергии (особенно при малых размерах отверстия $\leq \lambda$) на Джоулево тепло, уносимой затухающими волнами (плазмонами) вдоль наружной поверхности оболочки зонда (экрана). Корректность математической модели обеспечивается прежде всего полнотой базиса представления распределения излучения в плоскости отверстия таким образом, чтобы учесть как потери (реактивная мощность), так и распространение (активная мощность) светового поля.

2. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФРАКЦИОННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СВЕТА НА ОСНОВЕ РАЗЛОЖЕНИЯ В РЯД ПО ОДНОРОДНЫМ И НЕОДНОРОДНЫМ ВЕКТОРНЫМ ПЛОСКИМ ВОЛНАМ.

Численное исследование структуры светового поля в ближней области в настоящее время базируется на представлении распределении вектора электрической напряженности $\mathbf{U}(\mathbf{r})$ (поскольку рассматриваются обычно только немагнитные среды) в виде суммы большого числа аналитических решений векторного уравнения Гельмгольца по так называемому методу множественных мультиполей (multiple multipole method) [6,7]. В качестве базиса разложения распределения $\mathbf{U}(\mathbf{r})$ предлагаются различные функции: Бессель, Эрмит, сферические функции типа функций Грина, функции Ганкеля, плоские волны и т.д. Важным фактором, определяющим выбор вида базисных функций, является более мелкая структура ближнего поля по сравнению с длиной волны.

Для анализа дальнего распределения поля необходимо выделить ту часть поля за пределами отверстия зонда, которая не затухает и, следовательно,

состоит из компонент с вещественными волновыми векторами \mathbf{k} . Поэтому можно предложить в качестве общего базиса весь спектр плоских волн с пространственными частотами от 0 до $\pm\infty$. Объем определяемого спектра может быть лимитирован только возможностями дискретизации задачи на компьютере. Далее, для отделения дальнего поля от ближнего непосредственно в ближней зоне, предлагается математическая модель, позволяющая представить двумерные и трехмерные распределения любой сложности через ряд по волновым функциям, имеющим простой и заранее обусловленный вид. Пусть это будут одинаково линейно поляризованные плоские волны с вещественными векторами \mathbf{k} – незатухающие волны со структурой не тоньше длины волны – либо с комплексными векторами $\hat{\mathbf{k}}$ – затухающие волны со структурой мельче длины волны.

Тогда описание поля $\mathbf{U}(\mathbf{r})$ может быть представлено в виде:

$$\mathbf{U}(\mathbf{r}) = \sum_i \sum_j \mathbf{B}_{ij} \mathbf{u}_{ij}(\mathbf{r}), \quad (1)$$

где \mathbf{B}_{ij} – комплексные матричные коэффициенты,

$$\mathbf{u}_{ij}(\mathbf{r}) = \begin{cases} \mathbf{u}_{ij}^R(\mathbf{r}) - \text{незатухающие волны} \\ \mathbf{u}_{ij}^E(\mathbf{r}) - \text{затухающие волны} \end{cases}$$

Рассмотрим задачу прохождения поля через отверстие в тонком (проводящем) плоском экране. В этом случае распространяющиеся волны займут все пространство за экраном в пределах углов дифракции $-\frac{\pi}{2} \leq \theta_x \leq \frac{\pi}{2}$,

$-\frac{\pi}{2} \leq \theta_y \leq \frac{\pi}{2}$. Затухающие волны локализируются по поверхности экрана и, таким образом, не переносят энергии в направлениях от экрана. На основании этих предположений, которые подтверждаются непосредственными наблюдениями в сантиметровом диапазоне [8], структуру затухающих волн можно описать, применяя комплексный волновой вектор $\hat{\mathbf{k}}$:

$$\hat{\mathbf{k}} = \begin{cases} \mathbf{k}_x \\ \mathbf{k}_y \\ i\mathbf{k}_z \end{cases},$$

$$\text{где } \mathbf{k}_x = 2\pi\nu_x, \mathbf{k}_y = 2\pi\nu_y, \mathbf{k}_z = 2\pi\sqrt{(\nu_x^2 + \nu_y^2) - \frac{1}{\lambda^2}}.$$

Тогда запишем следующие выражения для базисных волн:

$$\mathbf{u}_{ij}^R(\mathbf{r}) = \mathbf{u}_{0ij}^R \cdot \exp[i(\mathbf{k}^T \cdot \mathbf{r})],$$

$$\mathbf{u}_{ij}^E(\mathbf{r}) = \mathbf{u}_{0ij}^E \cdot \exp[i(\hat{\mathbf{k}}^T \cdot \mathbf{r})] = \mathbf{u}_{0ij} \cdot \exp[i(\mathbf{k}_x x + \mathbf{k}_y y)] \cdot \exp(-\mathbf{k}_z z).$$

Коэффициент k_z определяет затухание волны в направлении от экрана. Волны $\mathbf{u}_{ij}^E(\mathbf{r})$, как видно из приведенных выражений, имеют более мелкую структуру, чем длина волны, поскольку их пространственные частоты по модулю больше, чем $\frac{1}{\lambda}$. Теперь необходимо определить векторные амплитуды \mathbf{u}_{0ij}^R и \mathbf{u}_{0ij}^E . В данной математической модели определим эти амплитуды через единичный вектор поляризации \mathbf{p}_0 , который направлен перпендикулярно электрическому вектору падающей на экран плоской волны, и волновые векторы \mathbf{k}_{ij} . Тогда для векторных амплитуд незатухающих волн имеем следующее выражение:

$$\mathbf{u}_{0ij}^R = \frac{\mathbf{k}_{ij} \times \mathbf{p}_0}{|\mathbf{k}_{ij} \times \mathbf{p}_0|}, \quad (2)$$

а векторные амплитуды затухающих волн определяем, соответственно, через комплексные векторы $\hat{\mathbf{k}}_{ij}$:

$$\mathbf{u}_{0ij}^E = \frac{\hat{\mathbf{k}}_{ij} \times \mathbf{p}_0}{|\hat{\mathbf{k}}_{ij} \times \mathbf{p}_0|}. \quad (3)$$

Математическая модель поля, построенная на основе указанных соотношений, может быть использована для представления как ближнеполюсных, так и дальнеполюсных распределений.

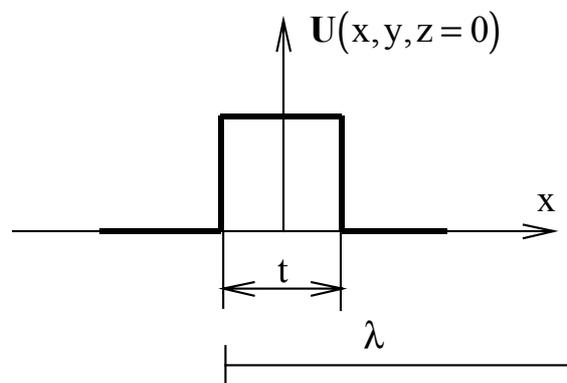


Рис.1 Поперечные сечения по x и y распределения граничных условий.

Для определения влияния размеров отверстия в экране на распределение поля в дальней зоне предлагается математическая модель с упрощенными начальными условиями, которые предполагают просто описание границ прозрачной области в плоскости экрана с дальнейшим учетом поляризации падающего излучения (см. рис.1). Это соответствует следующему описанию составляющих вектора $\mathbf{U}(x, y, z = 0)$ при принятой поляризации, определяемой

вектором $\mathbf{p}_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$:

$$\mathbf{U}(x, y) = \begin{pmatrix} U_x \\ U_y \\ U_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \text{rect}\left(\frac{x^2}{t_x^2} + \frac{y^2}{t_y^2}\right) \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Не следует считать, что применение упрощенных начальных условий значительно снижает корректность и точность предлагаемой модели. Как уже говорилось, основная часть решения заключена в полноте базиса представления рассеиваемого поля, причем главное внимание уделено именно дальнепольному распределению, на которое, как хорошо известно [8], уточненные граничные условия влияют очень слабо.

Подставив $\mathbf{U}(x, y)$ в выражение (1) с учетом (2) и (3), после преобразований выразим матричные коэффициенты \mathbf{B}_{ij} следующим образом:

$$\mathbf{B}_{ij} = \mathbf{P}_{ij}^{-1} \cdot \mathbf{F}^{-1}[\mathbf{S}], \quad (4)$$

где \mathbf{S} – диагональная матрица упрощенных граничных условий:

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} U_y(x, y) & 0 & 0 \\ 0 & U_y(x, y) & 0 \\ 0 & 0 & U_y(x, y) \end{pmatrix},$$

\mathbf{P}_{ij}^{-1} – матричный оператор, имеющий смысл матрицы вращений в соответствии с принятыми определениями векторных амплитуд базисных волн, \mathbf{F}^{-1} – оператор обратного преобразования Фурье.

Через совокупность матричных коэффициентов \mathbf{B}_{ij} можно вычислить распределение комплексной амплитуды дальнего поля, вообще говоря, в любой точке пространства за экраном. Однако, при определенных условиях можно использовать для описания комплексной амплитуды сразу коэффициенты \mathbf{B}_{ij} . Это возможно либо при регистрации углового распределения поля как такового, либо, если за экраном поставить высокоапертурный микрообъектив, в задней фокальной плоскости которого, как это следует из дифракционной теории оптических систем, угловое распределение комплексной амплитуды поля трансформируется в двумерное линейное. И в том, и в другом случаях распределение векторной амплитуды может быть описано непосредственно через коэффициенты \mathbf{B}_{ij} , которые для принятой здесь поляризации принимают вид диагональных матриц, причем каждый коэффициент (каждая матрица) \mathbf{B}_{ij} определяет одну волну, распространяющуюся в направлении, соответствующем одному из вещественных векторов \mathbf{k}_{ij} :

$$U'(\theta_x, \theta_y) = U'_{ij} = \mathbf{B}_{ij} \cdot \frac{\mathbf{k}_{ij} \times \mathbf{p}_0}{|\mathbf{k}_{ij} \times \mathbf{p}_0|}. \quad (5)$$

Распределение интенсивности определяется через квадрат модуля амплитуды:

$$I'(\theta_x, \theta_y) = |U'(\theta_x, \theta_y)|^2.$$

3. ПОДХОД К РЕШЕНИЮ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ

Решение прямой задачи устанавливает однозначную связь размеров и формы круглого или эллиптического экрана с измеряемыми параметрами распределения интенсивности. Однако, из-за того, что в формировании поля в дальней зоне не участвует большое число функций, соответствующих быстрозатухающим в пространстве волнам, обратное восстановление формы отверстия по дальнеполюсной комплексной амплитуде – задача неоднозначная и ее решение возможно лишь с весьма ограниченной точностью. Тем не менее существует теоретическая возможность достаточно эффективного решения обратной задачи такого рода, если заранее известна, например, форма отверстия, а также, если мы принимаем во внимание, что поле внутри отверстия является по сути финитной функцией и, следовательно, может быть представлено конечным рядом собственных функций преобразования Фурье [9].

Следует отметить, что в предлагаемом подходе к решению задачи исследования субдлинноволнового вторичного источника используется цепочка линейных обратимых процедур. В то же время метод множественных мультиполей подобно, например, методу конечных элементов, не является обратимым и требует при решении обратных задач проведения многих итераций, что требует увеличения и без того значительного объема вычислений.

Рассмотрим последовательность решения обратной задачи. Прежде всего следует сказать, что при регистрации излучения в дальнем поле получаем угловое распределение интенсивности, которое затем можно непосредственно перевести в распределение амплитуды. При этом полностью игнорируется распределение фазы, которое, впрочем, в отличие от амплитуды излучения, вполне можно считать постоянным. Для определения вектора амплитуды необходима априорная информация о поляризации излучения, входящего в зонд или падающего на экран. Как отмечается в большинстве работ по ближнеполюсной оптике, состояние линейной поляризации лазерного излучения как внутри волоконного канала, так и на выходе зонда сохраняется полностью. Поэтому векторную амплитуду зарегистрированного излучения, принимая во внимание принятое состояние поляризации, можно описать следующим образом:

$$U'(\theta_x, \theta_y) = \begin{pmatrix} u'_x(\theta_x, \theta_y) \\ u'_y(\theta_x, \theta_y) \\ u'_z(\theta_x, \theta_y) \end{pmatrix} = \mathbf{A}' \cdot \frac{\mathbf{k}(\theta_x, \theta_y) \times \mathbf{p}_0}{|\mathbf{k}(\theta_x, \theta_y) \times \mathbf{p}_0|}, \quad (6)$$

где \mathbf{p}_0 – вектор поляризации,

$$\mathbf{A}' = \begin{pmatrix} \sqrt{I'(\theta_x, \theta_y)} & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{I'(\theta_x, \theta_y)} & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{I'(\theta_x, \theta_y)} \end{pmatrix} \quad - \quad \text{диагональная матрица,}$$

составленная из квадратных корней измеренных значений относительного углового распределения интенсивности.

Такое определение векторной амплитуды корректно, если, во-первых, излучение линейно поляризовано, и, во-вторых, вектор электрической напряженности лежит в плоскости приемника, благодаря тому, что либо приемник ориентирован соответственно углу сканирования, либо поле регистрируется в фокальной плоскости микрообъектива.

Теперь нужно от U' перейти к матрице \mathbf{B}' , для чего сопоставим выражения (5) и (6). Нетрудно показать, что из этого сопоставления и предыдущих рассуждений следует $\mathbf{B}' = \mathbf{A}'$. Зная \mathbf{B}' , применим процедуру, обратную (4), для восстановления матрицы граничных условий и получим следующее выражение:

$$\mathbf{S}' = \mathbf{F}[\mathbf{P}_{ij} \cdot \mathbf{B}'], \quad (7)$$

где \mathbf{F} – прямое преобразование Фурье.

Различие между восстановленной матрицей \mathbf{S}' и исходной \mathbf{S} заключается прежде всего в том, что как моделируемое, так и регистрируемое распределения амплитуды U' в дальней зоне формируются только незатухающими волнами, определяемыми вещественными волновыми векторами, как показывает выражение (5). Поэтому при размерах отверстия меньше длины волны, восстановленные граничные условия без дополнительных преобразований, улучшающих корректность задачи, не будут соответствовать размерам и форме отверстия вторичного источника излучения. Применению собственных функций преобразования Фурье – сфероидальных функций с двойной ортогональностью [9] – будет посвящена следующая статья, а в данной работе применялось доопределение элементов матрицы \mathbf{B}' одной функцией Бесселя, поскольку априорно было известно, что отверстия круглые или эллиптические. В результате восстановления были получены распределения граничных условий, точно отражающие размеры задаваемых отверстий.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРЯМОЙ И ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ

Результаты численного моделирования прямой и обратной задачи приведены для отверстия с радиусом, равным 0.15λ , что при длине волны 0.5 мкм соответствует 75 нм. Направление вектора поляризации \mathbf{p}_0 указано выше. На рис. 2 показано угловое распределение интенсивности излучения в форме поперечных сечений. На рис. 3 – восстановленные поперечные сечения граничных условий а) без доопределения и б) с доопределением.

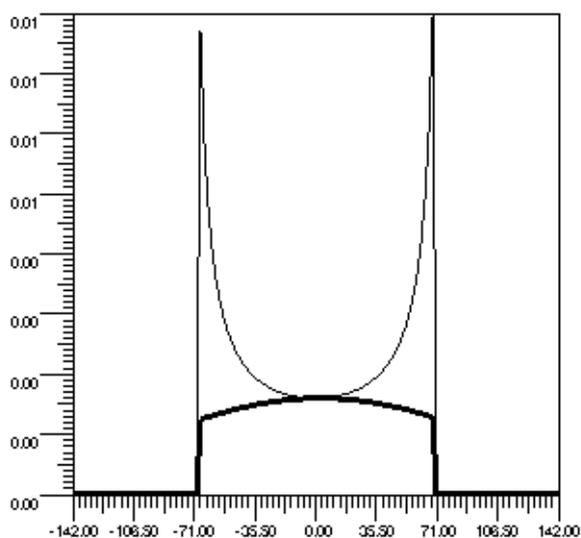
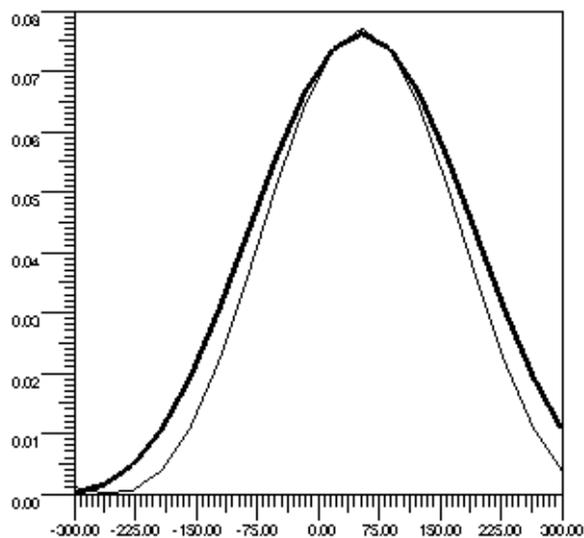
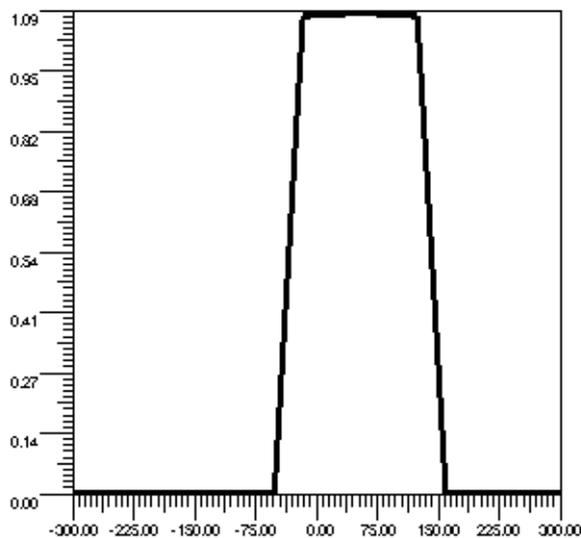


Рис.2 Угловое распределение интенсивности излучения от отверстия 150 нм. Утолщенный контур соответствует поперечному сечению по x , тонкий – поперечному сечению по y .



а) без доопределения



б) с доопределением

Рис.3 Распределение восстановленных граничных условий для отверстия 150 нм. Утолщенный контур соответствует поперечному сечению по x , тонкий – поперечному сечению по y .

Отсюда можно сделать вывод о теоретической возможности определения параметров субдлинноволновых вторичных источников света по характеристикам излучения в дальнем поле, но необходима проверка этой методики в экспериментальных условиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Heinzlmann, D. W. Pohl “Scanning near-field optical microscopy” // Applied Physics A. – 1994 – Vol. 59. – P. 89-101.
2. W. Pohl “Near-field optics: light for the world of nano-scale science” // Thin Solid Films. – 1995. – Vol. 264. – P. 250-254.

3. Heinzelmann, T. Huser, T. Lacoste, H.-J. Güntherodt, D. W. Pohl, etc. "Scanning near-field optical microscopy in Basel, Rüchlikon, and Zürich" // *Optical Engineering*. – 1995. – Vol. 34. – No. 8. – P. 2441-2445.
4. Ch. Obermüller and Kh. Karrai "Far field characterization of diffracting circular apertures" // *Appl. Phys. Lett.* – 1995. – Vol. 67. – No. 23. – P. 3408-3410.
5. O'Keefe // *Journ. Opt. Soc. Am.* – 1956. – Vol. 46. – P. 359.
6. Novotny, D. W. Pohl, P. Regli "Light propagation through nanometer-sized structures: the two-dimensional-aperture scanning near-field optical microscope" // *Journ. Opt. Soc. Am. A.* – 1994. – Vol. 11. – No. 6. – P. 1768-1779.
7. W. Pohl, L. Novotny, B. Hecht, H. Heinzelmann "Radiation coupling and image formation in scanning near-field optical microscopy" // *Thin Solid Films*. – 1996. – Vol. 273. – P. 161-167.
8. М.Борн, Э.Вольф, Основы оптики. – М.:Наука, 1970. – С. 856.
9. Функции с двойной ортогональностью в радиоэлектронике и оптике. США, 1961-1968 гг. – Перевод и научн. обраб. М. К. Размахина и В.П. Яковлева. М.: Советское радио, 1971. – С. 256.