

02;07;12

## Измерение спектра интенсивности светового пучка волноводным методом

© А.Б. Сотский, А.В. Хомченко, А.В. Шульга,  
Л.И. Сотская, В.В. Хомченко

Институт прикладной оптики НАН Беларуси, Могилев  
E-mail: avkh@physics.belpak.mogilev.by

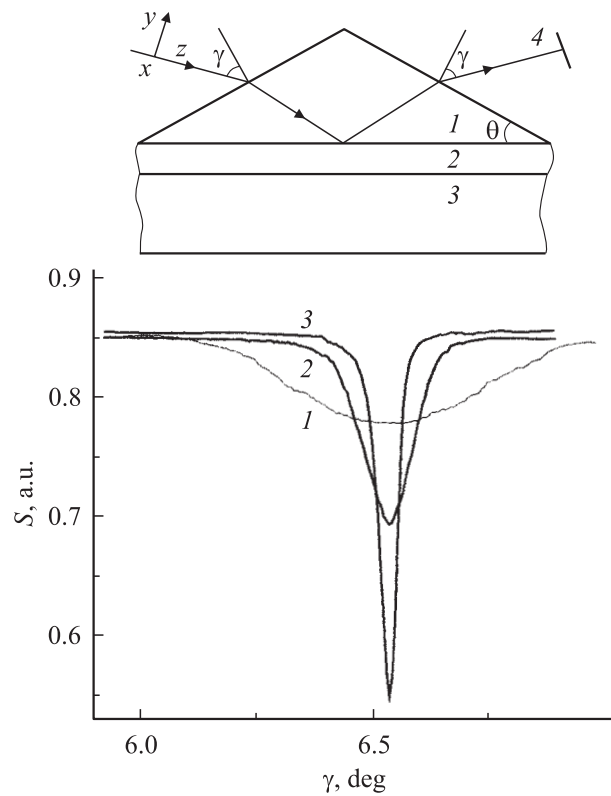
Поступило в Редакцию 13 июля 2004 г.  
В окончательной редакции 5 ноября 2004 г.

Предложен метод измерения спектра интенсивности светового пучка, основанный на регистрации угловой зависимости мощности отраженного излучения в схеме призмного возбуждения волноводной моды тонкопленочной структуры.

Интегрально-оптические методы измерения, основанные на регистрации пространственного распределения интенсивности излучения, отраженного от призмного устройства связи, обычно используются для исследования свойств тонких пленок и сред [1,2]. В настоящем сообщении рассмотрено применение метода призмного возбуждения мод для измерения пространственных спектров интенсивности когерентных световых пучков, знание которых играет ключевую роль при решении обратных оптических задач [3]. Измерение таких спектров известными методами [4–6] сопряжено с определенными ограничениями, обусловленными абберациями линзовых систем [4] либо низкими интенсивностями полей [5,6]. Предлагаемый подход позволяет в определенной мере преодолеть указанные ограничения путем применения регистрации угловой зависимости полной мощности светового пучка, отраженного от призмного устройства возбуждения моды планарного оптического волновода.

При призмном возбуждении планарного волновода в отраженном свете можно наблюдать так называемые темные  $m$ -линии [1]. Соответствующие угловые зависимости  $S(\gamma)$  мощности светового пучка, отраженного от призмного устройства связи при возбуждении волноводной моды с помощью лазерных пучков, формируемых различными оптическими системами, приведены на рис. 1. Существенные отличия





**Рис. 1.** Зависимости  $S(\gamma)$  для тонкопленочной структуры при возбуждении волноводной моды лазерными пучками с радиусом поперечного сечения  $R$ , равным 90, 140 и 450  $\mu\text{m}$  (кривые 1, 2 и 3 соответственно); на вставке схема измерительного устройства: 1 — призма, 2 — буфер, 3 — пленка, 4 — фотоприемник.

зависимостей  $S(\gamma)$ , регистрируемых при измерении параметров одной и той же моды с использованием разных лазерных пучков, позволили предложить новый метод исследования характеристик световых пучков. Пусть волновод возбуждается исследуемым пучком когерентного света (см. вставку на рис. 1). Оси падающего и отраженного пучков составляют углы  $\gamma$  с нормальными к боковым граням призмы 1. Возбуждающий

пучок линейно поляризован, распределение поперечной составляющей его электрического поля в плоскости  $Z = 0$  (рис. 1) можно записать в виде  $E_r(x, y) = (1 - \chi)\psi(x, y)x + \chi\psi(x, y)y$ , где  $\chi$  принимает значения 0 либо 1,  $x$  и  $y$  — орты координатной системы. Мощность отраженного светового пучка регистрируется фотоприемником 4. Обозначим через  $R$  характерный масштаб изменения функции  $\psi(x, y)$  ( $|\nabla\psi| \sim R^{-1}|\psi|$ ). Тогда при обычно выполняющемся на практике условии  $k_0R \gg 1$  ( $k_0 = 2\pi\lambda_0^{-1}$  — волновое число вакуума) для сигнала  $S(\gamma)$  фотоприемника при резонансном возбуждении волноводной моды имеем [7]

$$S(\gamma) = T(\gamma) \left\{ C_1 + C_2 \int_{-\infty}^{\infty} F(\xi) [(\xi + \nu - \gamma)^2 + G]^{-1} d\xi \right\}, \quad (1)$$

где

$$T(\gamma) = 16[(1 - \chi)(q_1q_2)^2(q_1 + q_2)^{-4} + \chi(q_1q_2\varepsilon_p\varepsilon_a)^2(q_1\varepsilon_a + q_2\varepsilon_p)^{-4}],$$

$$F(\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} |\hat{\psi}(n_x, \sqrt{\varepsilon_a} \sin \xi)|^2 dn_x, \quad q_1 = \sqrt{\varepsilon_p - \varepsilon_a \sin^2 \gamma}, \quad q_2 = \sqrt{\varepsilon_a} \cos \gamma,$$

$$\hat{\psi}(n_x, \sqrt{\varepsilon_a} \sin \xi) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy \exp(ik_0xn_x + ik_0y\sqrt{\varepsilon_a} \sin \xi) \psi(x, y),$$

$$\nu = \arcsin \left[ \sin \theta \sqrt{\varepsilon_p \varepsilon_a^{-1} - (\operatorname{Re} h)^2 (k_0 \varepsilon_a)^{-1} - \cos \theta \operatorname{Re} h (k_0 \sqrt{\varepsilon_a})^{-1}} \right],$$

$$N = \sqrt{\varepsilon_p} \cos \nu [\cos \theta + \sqrt{\varepsilon_a} \sin \nu \sin \theta (\varepsilon_p - \varepsilon_a \sin^2 \nu)^{-0.5}],$$

$$G = [\operatorname{Im} h (k_0 N)^{-1}]^2.$$

Здесь  $C_1$  и  $C_2$  — коэффициенты, зависящие от эффективности связи призмы с волноводом и аппаратной постоянной фотоприемника,  $\varepsilon_a$  и  $\varepsilon_p$  — диэлектрические проницаемости призмы и окружающей ее среды,  $\theta$  — угол при основании призмы (рис. 1),  $h$  — комплексная постоянная распространения вытекающей моды структуры „волновод–призма связи“,  $\xi$  — угловая координата, с которой связано распределение интенсивности светового пучка в плоскости  $xOy$ .

В выражении (1) функция  $F(\xi)$  определяется через квадрат модуля фурье-образа возбуждающего пучка  $\hat{\psi}(n_x, \sqrt{\varepsilon_a} \sin \xi)$ . Если фурье-образ



можно представить в виде  $\hat{\Psi}(x, y) = X(x)Y(y)$ , то для нахождения спектра интенсивности пучка достаточно восстановить две зависимости  $F(\xi)$  при значениях параметра  $\chi = 0$  и  $\chi = 1$ . Подобная ситуация характерна, например, для лазерных пучков и полей излучения из торца оптического волновода. В этом случае необходимо провести два соответствующих измерения при поочередном возбуждении моды волновода при взаимно ортогональных ориентациях плоскости падения пучка. Тогда, согласно (1):

$$F(\xi) = \frac{\sqrt{G}}{2\pi^2 C_2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dk d\gamma \exp[\sqrt{G}|k| + ik(\gamma - \nu - \xi)] \left[ \frac{S(\gamma)}{T(\gamma)} - C_1 \right]. \quad (2)$$

В связи с тем что распределение  $S(\gamma)$  измеряется при дискретных значениях угла  $\gamma = \gamma_j$  ( $j = 1, 2, \dots, m$ ), то для вычисления интеграла в (2) использована интерполяция вида

$$S(\gamma)[T(\gamma)]^{-1} = C_1 + \sum_{l=0}^n A_l \exp\{-0.5[(\gamma - \gamma_1)V^{-1}]^2\} H_l[(\gamma - \gamma_1)V^{-1}],$$

где  $\gamma_1$  — координата минимума функции  $S(\gamma)$ ,  $H_l[(\gamma - \gamma_1)V^{-1}]$  — полином Эрмита, а постоянные  $C_1$ ,  $A_l$  и  $V$  при заданном порядке интерполяции  $n$  определяются через измеренные значения  $S(\gamma_j)$ , используя метод наименьших квадратов. Тогда из (2) получаем

$$F(\xi) = \frac{V\sqrt{2\pi G}}{2\pi^2 C_2} \int_{-\infty}^{\infty} dk \sum_{l=0}^n A_l (i)^l H_l(kV) \times \exp[\sqrt{G}|k| - 0.5(kV)^2 + ik(\gamma_1 - \nu - \xi)]. \quad (3)$$

Так как значения множителя перед интегралом и разности  $\gamma_1 - \nu$  в выражении (3) влияют только на нормировку функции  $F(\xi)$  и сдвиг начала отсчета координаты  $\xi$ , то необходимая для измерения спектра интенсивности пучка априорная информация об используемом измерительном устройстве исчерпывается заданием комплексной величины постоянной распространения моды  $h$ .

Результаты тестирования описанного алгоритма восстановления функции  $F(\xi)$  путем вычисления распределения  $S(\gamma)$  для различных

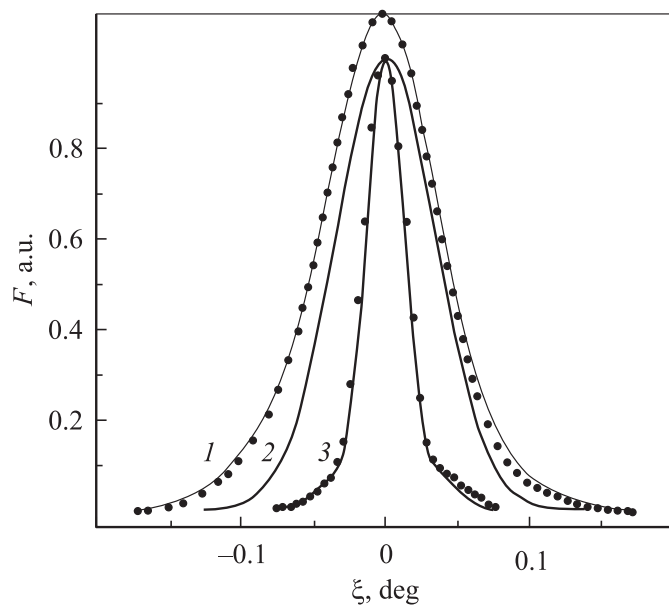


пучков в ходе решения соответствующей векторной электродинамической задачи [8] показали высокую эффективность алгоритма. Следует отметить, что экспонента  $\exp[-0.5(kV)^2]$  в (3) играет роль стабилизирующего множителя, обеспечивающего устойчивость функции  $F(\xi)$  относительно шумов регистрации значений  $S(\gamma_j)$  [9]. В частности, при рассмотрении гауссовых пучков ошибка восстановления отношения  $F(\xi)/F_{\max}$  в диапазоне 30 dB при  $n = 6$  не превышала 0.1%.

Применение предложенного подхода позволило исследовать спектры пространственных частот лазерных пучков, сформированных различными оптическими системами. В качестве измерительного устройства использованы тонкопленочные структуры, изготовленные осаждением волноводной пленки на основание призмы связи методом ВЧ-распыления. Волноводная пленка была отделена от призмы буферным слоем из кварцевого стекла. Измерения  $S(\gamma)$  были выполнены с использованием установки, схема которой приведена в [7]. Гауссов пучок He-Ne-лазера с  $\lambda = 632.8$  nm падал на призму связи, установленную на поворотном столике. Оптическая схема позволяла формировать световые пучки с разным угловым спектром интенсивности. Угол падения пучка на призму изменялся с помощью шагового двигателя с дискретизацией угла поворота  $9.7 \cdot 10^{-5}$  rad. Регистрация угловой зависимости мощности отраженного светового пучка осуществлялась с помощью фотоприемника, синхронно перемещаемого вторым шаговым двигателем. Измеряемыми величинами являлись мощность светового пучка, отраженного от призмного устройства связи при текущем значении угла падения, и мощность падающего пучка, контролируемая вторым приемником. Блок управления двигателями синхронизирован с блоком сравнения каналов. После цифровой обработки сигнал поступал в оперативную память компьютера. Комплексное значение  $h$  используемого измерительного устройства было предварительно измерено [8] с использованием лазерного пучка, спектр интенсивности и радиус которого были известны, и было равно  $h/k_0 = 1.46623 - i2.96 \cdot 10^{-6}$ .

Спектры интенсивности пучков, соответствующие зарегистрированным зависимостям  $S(\gamma)$  (рис. 1), приведены на рис. 2 (кривые 1–3). Корректность получаемых результатов подтверждена их сопоставлением с данными, полученными фотометрированием пучков в фокальной плоскости длиннофокусного ( $f = 30$  cm) объектива [4] и представленными на рисунке точками. Анализ приведенных кривых свидетельствует





**Рис. 2.** Спектр интенсивности лазерного пучка с радиусом поперечного сечения  $R$ , равным 90, 140 и 450  $\mu\text{m}$  (кривые 1, 2 и 3 соответственно); данные, полученные методом Фурье-оптики для кривых 1 и 3, показаны точками.

об удовлетворительной корреляции результатов, полученных независимыми методами. Эффективность метода демонстрируют результаты измерения спектра интенсивности лазерного пучка, имеющего отклонение от гауссовой формы (рис. 2, кривая 3). Как следует из рисунка, предлагаемый подход позволяет зафиксировать незначительные изменения в спектре интенсивности анализируемых световых пучков и обеспечить более высокое разрешение в сравнении с методами Фурье-оптики, сохранив при этом требуемую точность измерений. Особенно это заметно при сканировании слабо расходящихся лазерных пучков (рис. 2, кривая 3).

Таким образом, предложен метод измерения спектров интенсивности световых пучков, основанный на регистрации угловой зависимости

мощности излучения в схеме призмного возбуждения волноводной моды тонкопленочной структуры, который может представлять интерес для контроля и измерения параметров источников излучения, также оптических волокон и волноводов.

## Список литературы

- [1] *Tien P.R., Ulrich R., Martin R.J.* // Appl. Phys. Lett. 1969. V. 14. N 9. P. 291–294.
- [2] *Monneret S., Huguet-Chant P., Flory F.* // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2000. V. 2. P. 188–195.
- [3] *Болтс Г.П.* Обратные задачи в оптике. М. Машиностроение, 1984. 199 с.
- [4] *Применение методов фурье-оптики* / Под ред. Г. Старка. М.: Радио и связь, 1988. 536 с.
- [5] *Freude W., Sharma A.* // J. Lightwave Technol. 1985. V. 3. N 3. P. 628–634.
- [6] *Gisin N., Passy R., Perny B.* // J. Lightwave Technol. 1993. V. 11. N 11. P. 1875–1883.
- [7] *Хомченко А.В., Сотский А.Б., Романенко А.А.* и др. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. В. 11. С. 51–57.
- [8] *Сотский А.Б., Романенко А.А., Хомченко А.В.* и др. // Радиотехника и электроника. 1999. Т. 44. № 6. С. 687–695.
- [9] *Тихонов А.Н., Арсенин В.Я.* Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979. 285 с.

