

ФУРЬЕ-ОБРАБОТКА СПЕКЛ-СТРУКТУРЫ ОПТИЧЕСКОГО ПОЛЯ, ФОРМИРУЕМОГО В ПРОЦЕССЕ МНОГОФОННОЙ БРЭГГОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ

© 2007 г. **В. М. Котов***, доктор физ.-мат. наук; **Г. Н. Шкердин***, доктор физ.-мат. наук;
Д. Г. Шкердин*; **А. И. Воронко***, канд. физ.-мат. наук; **С. А. Тихомиров***;
Й. Стиенс**; **Р. Вункс****; **В. Вандермейрен****

* Институт радиотехники и электроники РАН, г. Фрязино, Московская область

** Свободный университет г. Брюсселя, Бельгия

E-mail: vmk277@ire216.msk.su

Для получения количественных характеристик спекл-структуры оптического поля использована фурье-обработка оптического сигнала на основе транспаранта, обеспечивающего дифференцирование спекл-картины. В рамках модели Гаусса–Шелла показано, что максимальные значения дифференциала обработанной картины пропорциональны степени пространственной когерентности соответствующего участка оптического поля. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с данными, полученными при использовании других методов (в частности, метода, основанного на угловой селективности многофонного акустооптического брэгговского рассеяния).

Коды OCIS: 230.0230, 230.1040.

Поступила в редакцию 01.11.2005.

Акустооптическое (АО) взаимодействие является одним из широко используемых методов фильтрации частично когерентного оптического излучения по степени его пространственной когерентности [1–4]. Среди всех возможных видов АО дифракции, позволяющих эффективно решать эту задачу, наиболее притягательной является многофонная брэгговская дифракция, угловая селективность которой значительно выше селективности обычного брэгговского рассеяния [5, 6].

В [5] показано, что характер “зернистости” спекл-структуры оптического поля существенно меняется при переходе от одного дифракционного порядка к другому. Однако в работе приведены только качественные характеристики степени “зернистости”. В настоящей работе предлагается достаточно простой метод количественного описания спекл-структуры поля, получаемого в эксперименте. Метод основан на фурье-обработке изображений с использованием фильтров, в частности, амплитудных транспарантов (см., например, [7, 8]). Суть метода поясняется рисунком, где приведена оптическая система, состоящая из двух линз с фокусным расстоянием f (рис. 1). В передней фокальной плоскости P_1 линзы L_1 сформировано исходное изображение, описываемое функцией $h(\xi, \eta)$, где ξ, η – координаты поля в плоскости P_1 . Тогда в задней фокальной плоскости P_2 будет формироваться поле $g(x, y)$ вида [7–9]

$$g(x, y) = \frac{1}{i\lambda f} \iint h(\xi, \eta) \exp\left[\frac{2\pi i}{\lambda f}(x\xi + y\eta)\right] d\xi d\eta = \frac{1}{i\lambda f} F(u, v). \quad (1)$$

Здесь λ – длина волны света, $F(u, v)$ – фурье-образ функции $h(\xi, \eta)$, $u = \frac{x}{\lambda f}$, $v = \frac{y}{\lambda f}$ – пространственные частоты. После прохождения излучения через линзу L_2 происходит обратное преобразование, т. е. поле, формируемое в задней фокальной плоскости P_3 линзы L_2 , совпадает с исходным $h(\xi, \eta)$. Помещая в плоскость P_2 (плоскость пространственных частот) различные транспаранты, можно существенно влиять на характеристики выходного светового поля.

Пусть в качестве транспаранта используется фильтр, пропускание которого изменяется по закону $T(u) = \alpha u$ [7] (здесь для простоты рассматривается одномерный случай: u – координата, α – некоторая константа), т. е. с ростом u пропускание фильтра увеличивается. Если исходное поле описывается функцией $f(x)$, то поле в плоскости P_2 будет фурье-образом $f(x)$, т. е. $V(u) = \mathfrak{F}[f(x)]$. С учетом влияния фильтра $T(u)$ результирующее поле $G(u)$ в плоскости P_2 имеет вид $G(u) = V(u)T(u) = \alpha uV(u)$. Изобра-

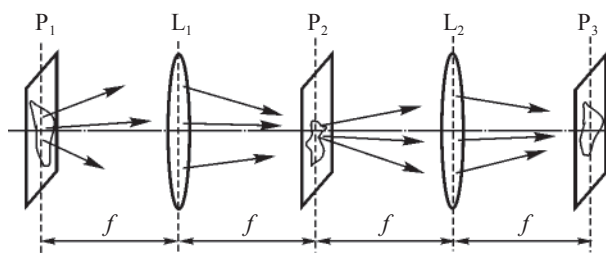


Рис. 1. Оптическая схема системы, осуществляющей фурье-обработку изображения.

жением на выходе оптической системы $g(x)$ будет фурье-образ функции $G(u)$:

$$g(x) = \alpha \int u V(u) \exp(2\pi i u x) du = \frac{\alpha}{2\pi i} \frac{d}{dx} \left[\int V(u) \exp(2\pi i u x) du \right] = \frac{\alpha}{2\pi i} \frac{df(-x)}{dx}, \quad (2)$$

т. е. в плоскости изображения P_3 возникает поле, являющееся дифференциалом исходного поля $f(x)$. Ввиду того что дифференциал функции достигает экстремума в области наибольшего изменения амплитуды поля, такая фильтрация осуществляет “оконтуривание” изображения. В нашем случае изображение представляет собой спекл-картину, поэтому дифференцирование изображения приводит к “оконтуриванию” спеклов. При этом чем контрастнее спекл, тем выше значение производной на его границе. Анализ показывает, что контрастность спекла коррелирует с его размерами.

Описанный метод был использован для обработки спекл-структуры оптических лучей, сформированной в результате 3-фононной АО брэгговской дифракции (описание эксперимента и оценка спекл-структуры поля с использованием других подходов см. в [5, 6]). На рис. 2а приведена фотография дифракционных порядков. Пятна слева направо соответствуют нулевому, 1, 2 и 3-му порядкам дифракции. Видно, что с ростом порядков все более отсеивается мелкозернистый фон, т. е. растет степень когерентности каждого последующего порядка. На рис. 2б показана интенсивность I порядков в главном сечении АО дифракции, т. е. в плоскости, проходящей через центры всех порядков. По оси абсцисс отложено расстояние l вдоль порядков дифракции, выраженное в пикселах. Такое представление обусловлено тем, что при компьютерной обработке вся площадь изображения делится на участки (пиксели), число которых по сути отображает предел точности, с которой ведется обработка. В нашем случае взято $l \approx 400$ пикселей вдоль наибольшей стороны изображения. Этого оказалось достаточно для того, чтобы проследить все особенности изменения спекл-структуры от порядка к порядку. В частности, на рис. 2б четко наблюдается “изрезанность” максимумов, степень которой растет с увеличением порядка дифракции.

На рис. 3а представлена картина спеклов после фурье-обработки, т. е. “дифференциал” спекл-структуры, показанной на рис. 2а. Здесь темные области соответствуют максимальному изменению контрастности картины. Из рисунка видно, что темные области сконцентрированы преимущественно на границах каждого пятна, т. е. наиболее эффективная фильтрация начинается с периферии пятен. Кро-

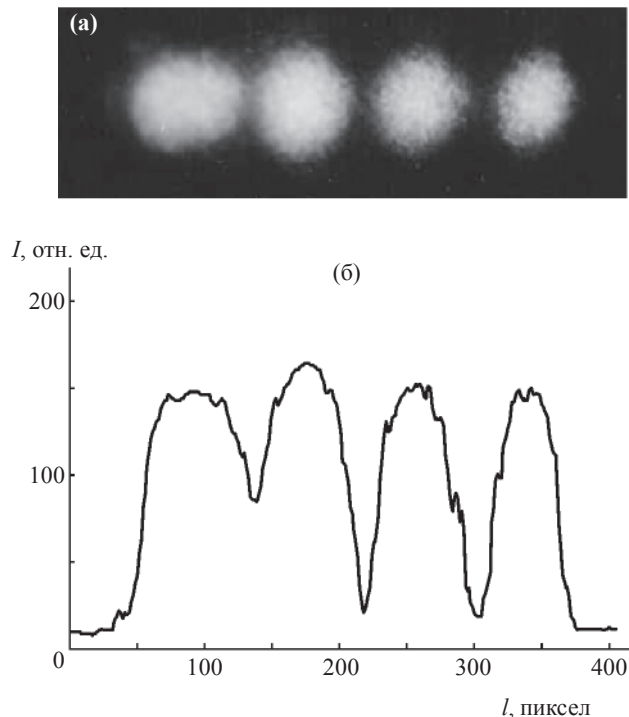


Рис. 2. а – фотография спекл-структуры поля, сформированного в результате 3-фононного АО взаимодействия; б – интенсивность порядков в главном сечении АО дифракции.

ме того, доля темных областей пятен растет с увеличением порядка дифракции (например, во 2-м и 3-м порядках их доля заметно выше, чем в нулевом и первом). На рис. 3б представлен профиль “продифференцированного” изображения пятен в сечении, близком к главному сечению дифракции. Максимальные значения на кривой рис. 3б соответствуют наиболее темным участкам изображения, шкала оси ординат приведена в относительных единицах, которые определяются параметром α , входящим в выражение (2). Ось абсцисс, как и на рис. 2б, отображает расстояние вдоль дифракционных пятен в пикселах. На рисунке четко прослеживается тенденция увеличения максимального значения каждого порядка дифракции с ростом номера дифракционного порядка. В частности, наибольший максимум наблюдается у наивысшего (в нашем случае у 3-го) порядка дифракции.

Для трактовки полученных результатов возьмем за основу модель Гаусса–Шелла [10, 11], описывающую частично когерентное оптическое поле корреляционной функцией вида

$$W(\rho_1, \rho_2) = \sqrt{I(\rho_1)I(\rho_2)} p(\rho_1 - \rho_2), \quad (3)$$

где $W(\rho_1, \rho_2)$ – функция, описывающая корреляцию оптических колебаний в точках ρ_1 и ρ_2 , расположенных в плоскости XY ; $I(\rho_1)$, $I(\rho_2)$ – интенсивности

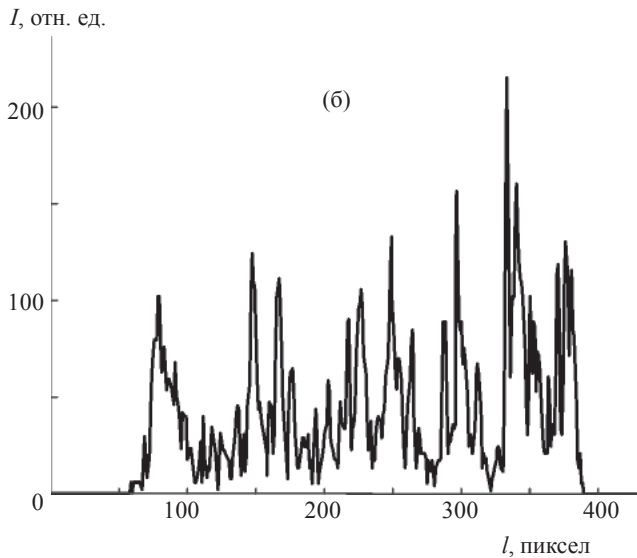
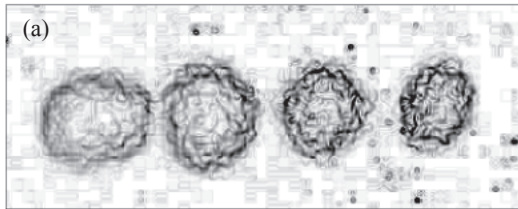


Рис. 3. а – спекл-структура поля после фурье-обработки, б – профиль структуры в главном сечении.

света в этих точках, $p(\rho_1 - \rho_2)$ – степень пространственной когерентности между точками $\rho_1(x_1, y_1)$ и $\rho_2(x_2, y_2)$. В модели Гаусса–Шелла функции $I(\rho)$ и $p(\rho_1 - \rho_2)$ описываются выражениями:

$$I(\rho) = I_0 \exp(-\rho^2/2\sigma_1^2), \quad (4)$$

$$p(\rho_1 - \rho_2) = \exp[-(\rho_1 - \rho_2)^2/2\sigma_2^2]. \quad (5)$$

Здесь I_0 , σ_1 , σ_2 – константы распространения оптического излучения, которые характеризуют максимальную интенсивность пучка, его ширину и длину корреляции между оптическими колебаниями, происходящими в точках ρ_1 и ρ_2 [10, 11].

В этой модели оптическое поле можно представить набором гауссовых пучков, пространство между которыми заполнено некоторым оптическим “фоном”. Дифференциал отдельно взятого гауссова пучка меняется по мере удаления от центра пучка к его периферии, абсолютное значение дифференциала достигает своего максимума на границе пучка с оптическим “фоном”. Из (4) имеем

$$\left| \frac{dI}{d\rho} \right| = \frac{I_0 \rho}{\sigma_1^2} \exp(-\rho^2/2\sigma_1^2). \quad (6)$$

Максимальное значение $\left| \frac{dI}{d\rho} \right|$ получается при $\rho = \sigma_1$, что соответствует интенсивности поля

$I_1 = I_0 e^{-0.5}$. Таким образом, при уменьшении оптического “фона” от I_0 до $I_0 e^{-0.5}$ увеличивается размер отчетливо выраженного гауссова пучка, дифференциал его границы растет. При $\rho \ll \sigma_1$ из (6)

имеем $\left| \frac{dI}{d\rho} \right| \approx \frac{I_0 \rho}{\sigma_1^2}$, т. е. максимальное значение про-

порционально размеру спекл-пятна. С ростом пятна увеличивается степень его пространственной когерентности. Иными словами, чем ярче выражена граница спекл-изображения, тем лучше он сформирован в виде гауссова пучка и тем выше его когерентность.

Отметим, что различие между I_0 и $I_0 e^{-0.5}$ всего около 40%, т. е. предложенный метод применим только в случае, когда фильтрация оптического “фона” не превышает 40% от уровня основного (базового) изображения. Из рис. 2а видно, что степень изрезанности максимумов не превышает 5–10%, поэтому использование предлагаемого метода в нашем случае вполне оправдано.

На рис. 3а крайнее левое пятно имеет малую степень когерентности, его темные участки плохо выражены. В противоположность этому границы пятен, расположенных справа, выражены достаточно четко. Из рис. 3б видно, что максимальное значение интенсивности последнего правого пятна в 2–2,5 раза выше интенсивности крайнего левого, т. е. в рамках описываемой модели степени их пространственной когерентности отличаются в 2–2,5 раза. Эти результаты находятся в хорошем согласии с данными, полученными в [6], где сравнение степени когерентности дифракционных порядков проводится на основе сравнения угловой селективности АО взаимодействия.

На основании вышеизложенного можно сделать следующие выводы:

1. Для количественного описания спекл-структуры частично когерентного оптического поля предложено использовать фурье-обработку изображения на основе транспаранта, обеспечивающего дифференцирование изображения, что приводит к “оконтуриванию” участков изображения в местах наибольшего изменения его контрастности.

2. В рамках модели Гаусса–Шелла показано, что максимум дифференциала спекл-картины поля достигается на границе спеклов, при этом чем выше максимум дифференциала, тем выше степень когерентности данного участка спеклов.

3. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с другими методами измерения характеристик спекл-картины, в частности, с методом многофононного брэгговского рассеяния, основанного на сравнении угловой селективности рассеяния света в разные порядки дифракции.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 06-01-00045 и грант “Научные школы” 1391.2003.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Imai Y., Ohtsuka Y.* Optical coherence modulation by ultrasonic waves. 1: Dependence of partial coherence on ultrasonic parameters // *Appl. Opt.* 1980. V. 19. № 4. P. 542–547.
2. *Imai Y., Imai M., Ohtsuka Y.* Optical coherence modulation by ultrasonic waves // *Appl. Opt.* 1980. V. 19. № 20. P. 3541–3544.
3. *Vahimaa P., Turunen J.* Bragg diffraction of spatially partially coherent fields // *JOSA A.* 1977. V. 14. № 1. P. 54–59.
4. *Котов В.М., Шкердин Г.Н., Шкердин Д.Г., Котов Е.В.* Сравнение режимов акустооптической брэгговской дифракции для задач эффективного управления степенью когерентности оптического поля // *Оптический журнал.* 2004. Т. 71. № 2. С. 10–13.
5. *Котов В.М., Шкердин Г.Н., Шкердин Д.Г.* Увеличение степени когерентности оптического поля посредством многофононной брэгговской дифракции // *Радиотехника и электроника.* 2003. Т. 48. № 8. С. 1–5.
6. *Котов В.М., Шкердин Г.Н., Шкердин Д.Г., Котов Е.В.* Фильтрация частично когерентного оптического излучения посредством многофононной брэгговской дифракции // *Опт. и спектр.* 2005. Т. 98. № 1. С. 109–113.
7. *Ghatak A.K., Thyagarajan K.* *Contemporary Optics.* N. Y.: Premium Press, 1978. 370 p.
8. *Das P.K.* *Optical Signal Processing. Fundamentals.* Berlin, N. Y.: Springer-Verlag, 1991. 483 p.
9. *Акаев А.А., Майоров С.А.* *Оптические методы обработки информации.* М.: Высшая школа, 1988. 237 с.
10. *Friberg A.T., Sudol R.J.* The spatial coherence properties of Gaussian Schell-model beams // *Optica Acta.* 1983. V. 30. № 8. P. 1075–1097.
11. *Мандель Л., Вольф Э.* *Оптическая когерентность и квантовая оптика.* М.: Физматлит, 2000. 896 с.