О.В. ГНАТОВСЬКИЙ,[1] А.М. НЕГРІЙКО,[1] В.О. ГНАТОВСЬКИЙ,[2]
А.В. СИДОРЕНКО[3]

[1]Інститут фізики НАН України
(Просп. Науки, 46, Київ 03028; e-mail: vgnatovskyy@ukr.net)
[2]Київський національний університет ім. Тараса Шевченка
(Вул. Володимирська, 64, Київ 01601)
[3]ДП "ПІ Укрметротунельпроект"
(Вул. Воровського,21, Київ 01054)

УДК 539

МЕТОД КРОС-КОРЕЛЯЦІЙНОГО ФОРМУВАННЯ СКЛАДНИХ РОЗПОДІЛІВ ЕНЕРГІЇ ЛАЗЕРНИХ ПОЛІВ

У роботі досліджено новий метод формування складних просторових розподілів лазерної енергії на плоскій технологічній мішені. Особливістю методу є двоступінчатість процесу утворення потрібної фазової структури лазерного пучка, який після фур'є-перетворення утворює потрібний розподіл енергії. Метод призначений для подальшого використання в зонді оптичного пінцета і відповідає головним критеріям для практичної реалізації – забезпечує малу розбіжність сформованого пучка, є стійким до спотворень фази поля, зумовлених оптичним трактом зонда, адаптований до динамічних змін розподілів енергії поля за допомогою керованих фазових транспарантів.

Ключові слова: дифракційне поле, керована кореляційна функція, керовані фазові транспаранти

1. Вступ

Чимало сучасних практичних задач пов'язані з необхідністю отримувати і використовувати конкретні просторові розподіли лазерної енергії. При цьому слід розрізняти методи передачі й обробки когерентних оптичних зображень та методи формування заданих розподілів енергії на технологічних мішенях, оскільки реалізації цих методів можуть дещо розрізнятися, зокрема стосовно спрощень, припустимих наближень тощо.

Методика, що досліджується в цій роботі, орієнтована на її використання в зонді оптичного пінцета, тобто для утворення різноманітних світлових пасток, призначених для маніпулювання малими частинками. Тому їй повинні бути притаманні універсальність щодо створення різних розподілів енергії, можливість динамічних змін таких розподілів у реальному часі та можливість фокусування утворених пучків на мінімальну площадку зразка. Крім того, методи формування бажаного розподілу енергії в зонді мають бути адаптовані до сучасних технічних пристроїв, що забезпечують такі вимоги.

На цей час говорити про існування методів, що задовольняють такий широкий набір умов, ще передчасно. Бо навіть найбільш вражаючі, на погляд авторів, результати по великих переміщеннях частинок [1, 2] обмежувались використанням досить простих конфігурацій світлового поля в зонді.

У цій роботі ми аналізуємо можливість створення універсальної методики для утворення різноманітних складних розподілів енергії на мішені зонда оптичного пінцета. Основу методу становить ідея формування заданого хвильового фронту послідовним перетворенням вхідного пучка декількома простими дифракційними елементами.

Передумовами методу служать два підходи до формування лазерних полів. Перший – це вирівнювання довільного рельєфу хвильового фронту лазерного пучка за допомогою транспаранта з комплексно спряженим до нього рельєфом [3, 4]. Другий – це отримання розподілу енергії лазерного поля у формі лінії як результат згортки двох растрових структур. В одному випадку це спіральний пучок найнижчого індексу, інваріантний до поздовжніх переміщень [5]. В іншому випадку – це дельта-подібний пік просторової автокореляційної функції для складної ком-

© О.В. ГНАТОВСЬКИЙ, А.М. НЕГРІЙКО,
В.О. ГНАТОВСЬКИЙ, А.В. СИДОРЕНКО, 2013

плексної амплітуди лазерного поля [6, 7], стійкий до викривлень в хвильовому фронті лазерного променя.

До перелічених вище передумов варто додати також технологічні наробки по виготовленню дифракційних оптичних елементів з високою дифракційною ефективністю та простим бінарним рельєфом їхньої поверхні [8, 9].

2. Теоретичні передумови методу

Розглянемо випадок, коли формування світлового поля, що має комплексну амплітуду $A(\tilde{x},\tilde{y})$ з бажаним розподілом енергії $E(\tilde{x},\tilde{y}) = |A(\tilde{x},\tilde{y})|^2$, здійснюється в результаті перетворення Фур'є $\hat{\mathcal{F}}$ дифракційного поля $a(\xi,\eta)$:

$$A(\tilde{x},\tilde{y}) = \hat{\mathcal{F}}\{a(\xi,\eta)\}. \tag{1}$$

Оптичним шляхом це можна реалізувати за допомогою об'єктива при освітленні оптичного транспаранта з функцією пропускання $a(\xi,\eta)$, розташованого в передній фокальній площині об'єктива (ξ,η). Поле $A(\tilde{x},\tilde{y})$ утворюється в його задній фокальній площині $(\tilde{x},\tilde{y})$.

Ми пропонуємо дифракційне поле $a(\xi,\eta)$ створювати у вигляді добутку двох полів $m_1^*(\xi,\eta)$ та $m_2(\xi,\eta)$:

$$a(\xi,\eta) = m_1^*(\xi,\eta)\, m_2(\xi,\eta). \tag{2}$$

Це відповідає (див. рис. 1) дифракції поля $m_2(\xi,\eta)$ на заздалегідь виготовленому дифракційному елементі з функцією пропускання $m_1^*(\xi,\eta)$, де через * позначено операцію комплексного спряження.

Ліва частина схеми являє собою оптичний каскад, що складається з об'єктива $\mathbf{O}_1$ з передньою (x,y) та задньою (ξ,η) фокальними площинами. Цей каскад після проходження плоскої хвилі через модулятор $M_2(x,y)$ забезпечує формування пучка з кутовим спектром $m_2(\xi,\eta)$.

Синтезоване дифракційне поле $a(\xi,\eta)$ (2) перетворюється другим оптичним каскадом, що складається з об'єктива $\mathbf{O}_2$ з передньою (ξ,η) та задньою $(\tilde{x},\tilde{y})$ фокальними площинами. Шуканий розподіл енергії $E(\tilde{x},\tilde{y}) = |A(\tilde{x},\tilde{y})|^2$ спостерігається в площині $(\tilde{x},\tilde{y})$.

Розподіл поля $m_2(\xi,\eta)$ виберемо у вигляді

$$m_2(\xi,\eta) = m_1(\xi,\eta)\,\varepsilon(\xi,\eta), \tag{3}$$

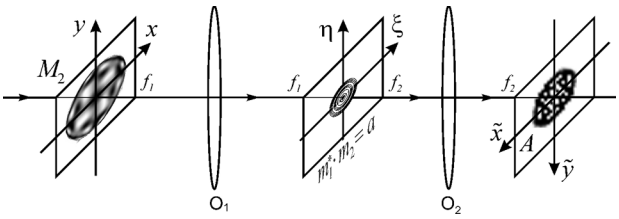

Рис. 1

де $m_1 = \hat{\mathcal{F}}\{M_1\}$, а $\varepsilon = \hat{\mathcal{F}}\{E\}$. Такий розподіл, згідно з теоремою згортки, можна отримати за допомогою фур'є-перетворення поля

$$\hat{\mathcal{F}}\{M_1(x,y) \otimes E(x,y)\} = m_1(\xi,\eta)\,\varepsilon(\xi,\eta), \tag{4}$$

де через $\otimes$ позначено операцію згортки. Розподіл $\varepsilon(\xi,\eta)$ відповідає шуканому розподілу енергії $E(\tilde{x},\tilde{y}) = |A(\tilde{x},\tilde{y})|^2$, а $m_1(\xi,\eta)$ – кутовому спектру поля, що утворюється при проходженні плоскої хвилі крізь просторовий фазовий модулятор $M_1(x,y)$. З урахуванням (2)–(4) одержимо

$$\hat{\mathcal{F}}\{a(\xi,\eta)\} = [M_1(x,y) * M_1(x,y)] \otimes E(x,y) \approx$$

$$\approx \delta(x,y) \otimes E(x,y) = E(\tilde{x},\tilde{y}). \tag{5}$$

Структуру модулятора M_1 треба вибирати за тих умов, щоб його просторова автокореляційна функція $M_1 * M_1$ відповідала фізичному розподілу поля у вигляді різкого дельта-подібного максимуму (яскравої точки на слабому рівномірному фоні). Такі властивості, власне, позначені знаком наближеної рівності в (5).

При синтезі дифракційного поля $a(\xi,\eta)$ з двох співмножників з'являється можливість використовувати для його формування декілька різних комплектів дифракційних перетворювачів M_1 та M_2 по суті з однаковою за складністю фазовою структурою. Це дозволяє в повній мірі використовувати функціональні можливості сучасних керованих фазових транспарантів. У такій кореляційній схемі їм достатньо відтворювати нескладні розподіли фази.

Важливо, що пропонована схема досить стійка щодо можливих змін фази поля в її оптичному тракті. Такі зміни описуються заміною просторової автокореляційної функції $M_1 * M_1$ на близьку до неї крос-кореляційну функцію $M_1 * \tilde{M}_1$, де в $\tilde{M}_1$ враховані можливі зміни фази. Така крос-кореляційна функція теж буде мати дельта-подібний

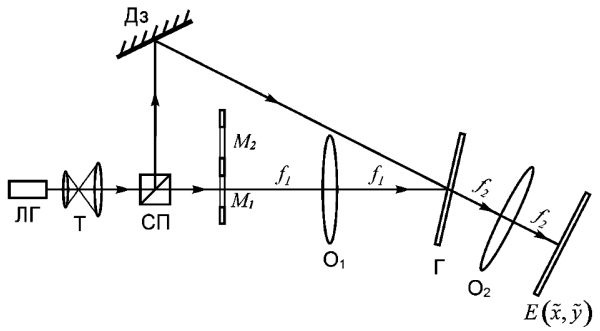

Рис. 2

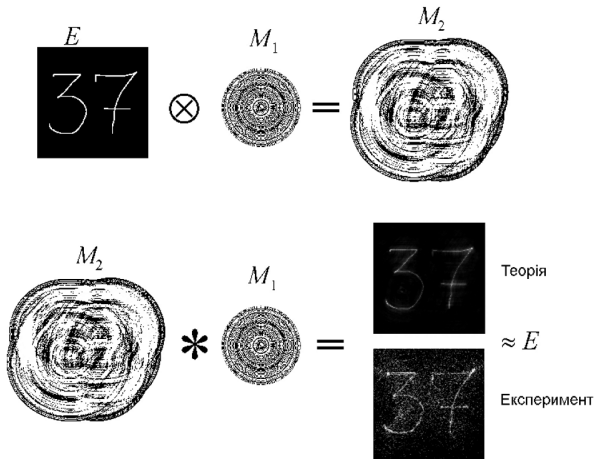

Рис. 3

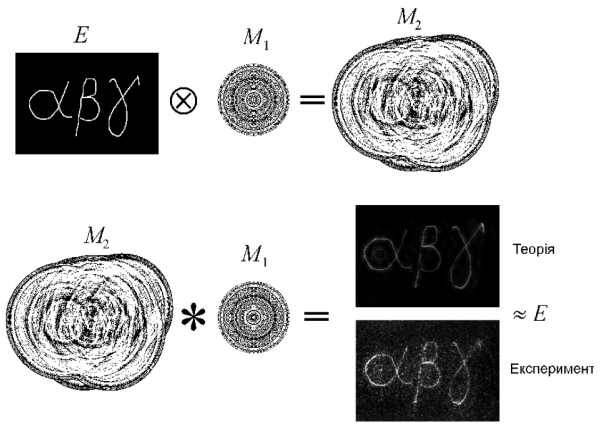

Рис. 4

максимум, але з дещо меншою інтенсивністю. Це призведе до погіршення співвідношення сигнал–шум, але збереже бажану просторову конфігурацію енергії. Саме це і відбувалось в проведених експериментах.

3. Експериментальні результати

Експериментальні дослідження проводились на установці, оптична схема якої показана на рис. 2.

У цій схемі випромінювання гелій-неонового лазера ЛГ (довжина хвилі 6328 Å, потужність 10 мВт) пропускається через 40-кратну телескопічну систему Т, яка формує пучок з плоским хвильовим фронтом і рівномірним розподілом енергії по перерізу пучка діаметром 20 мм. Цей пучок, після світлоподільного кубика СП, утворює два пучки, потрібних для запису голограми. В каналі сигнального пучка, в передній фокальній площині об'єктива O_1, встановлюється модулятор M_1. В задній фокальній площині об'єктива O_1 розміщується голограма Г, на якій кутовий спектр модулятора M_1 інтерферує з плоскою опорною хвилею, яка спрямовується на голограму дзеркалом Дз. Така голограма в напрямку опорного пучка має пропускання пропорційне $m_1^*(\xi,\eta)$. Тому спостереження сформованих за допомогою об'єктива O_2 пучків велось саме в напрямку опорного пучка, де в задній фокальній площині об'єктива O_2 (площині спостереження $(\tilde{x},\tilde{y})$) вони реєструвались з потрібним збільшенням.

Розраховані модулятори M_1 та M_2 відтворювались на принтері у вигляді чорно-білих фотошаблонів і потім із потрібним зменшенням (до 3–15 мм) фотографувались на фотоплівку "Мікрат 900". Одержані слайди після відбілювання набували потрібного фазового рельєфу в інтервалі значень $[0,\pi]$. Голограма записувалась на фотопластинках "Мікрат ВРЛ". Після обробки фотопластинки голограма відбілювалась та поверталась на місце запису, а світлоподільний кубик виводився із пучка. Далі відбувалось остаточне налаштування схеми за допомогою поперечних мікропереміщень голограми. При цьому в площині спостереження фіксується яскрава світлова точка (кореляційний пік $M_1 * M_1 \approx \delta(\tilde{x},\tilde{y})$ (5)). Після цього за допомогою столика з поперечними мікропереміщеннями в пучок лазера замість M_1 вводився модулятор M_2, і в площині спостереження відтворювався пучок з бажаним розподілом енергії.

Зауважимо, що створення транспаранта $m_1^*(\xi,\eta)$ голографічним способом з точки зору енергетичної ефективності формування пучка не є оптимальним. В подальших практичних використаннях нашого методу доцільно використовувати або

штучну голограму з потрібним профілем фазового рельєфу, або кіноформ, що відповідає фазовому розподілу $m_1^*(\xi,\eta)$.

Деякі приклади сформованих розподілів наведено на рис. 3, 4.

При цьому ширина твірної фігур на рис. 3 та рис. 4 (в нашому випадку це цифри та літери) відповідала мінімально можливій розбіжності світлового пучка, яка визначається діаметром діючої апертури голограми $m_1(\xi,\eta)$. Апертура становила 5–10 мм залежно від сюжету сформованих зображень.

4. Висновки

Експериментально доведена дієздатність запропонованого двоступінчастого методу формування дифракційного поля і його подальшого перетворення в пучок з бажаним просторовим розподілом енергії. Метод, навіть за умов фазових завад, дозволяє формувати досить складні плоскі розподіли енергії, які відповідають мінімально можливій дифракційній розбіжності випромінювання.

Робота виконана з частковою підтримкою за рахунок теми 1.4.В/165 та ВЦ 157 Національної академії наук України.

1. D. Cojoc *et al.*, Microelectron. Eng. **61-62**, 963 (2002).
2. V.G. Shvedov, A.V. Rode, Y.V. Izdebskaya, A.S. Desyatnikov, W. Krolikowski, and Y.S. Kivshar, Phys. Rev. Lett. **105**, 118 (2010).
3. G.W. Stroke, R. Restrick, A. Funkhouser, and D. Brumm, Phys. Lett. **18**, 274 (1965).
4. A.V. Lugt, IEEE Trans. Inform. Theory **10**, 139 (1964).
5. Е.Г. Абрамочкин, В.Г. Волостников, Вестник Самарского ГУ. (спецвыпуск), 71 (2002).
6. А.В. Гнатовский, А.П. Логинов, Н.В. Медведь, М.В. Николаев, М.Т. Шпак, Квантовая электроника **6**, 331 (1979).
7. А.В. Гнатовский, Н.В. Медведь, Л.К. Яровой, Техника специального назначения **1**, 3 (2001).
8. П.В. Ежов, О.А. Ильин, Т.Н. Смирнова, Е.А. Тихонов, Квантовая электроника **33**, 559 (2003).
9. В.И. Безродный, В.А. Гнатовский, П.В. Ежов, А.М. Негрийко, Л.Д. Прядко, *XIX Международная школа-семинар "Спектроскопия молекул и кристаллов"* (Береговое, Украина, 2009).

Одержано 03.08.12

А.В. Гнатовский, А.М. Негрийко,
В.А. Гнатовский, А.В. Сидоренко

МЕТОД КРОСС-КОРРЕЛЯЦИОННОГО ФОРМИРОВАНИЯ СЛОЖНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ЭНЕРГИИ ЛАЗЕРНЫХ ПОЛЕЙ

Р е з ю м е

В работе исследуется новый метод формирования сложных пространственных распределений лазерной энергии на плоской технологической мишени. Особенностью метода является двухступенчатость процесса создания нужной фазовой структуры лазерного пучка, который после преобразования Фурье образовывает нужное распределение энергии. Метод предназначен для дальнейшего использования в зонде оптического пинцета и отвечает основным критериям практической реализации — обеспечивает малую расходимость излучения сформированного пучка, является устойчивым к изменениям фазы поля при прохождении оптического тракта, адаптирован к динамическим изменениям энергии поля с помощью управляемых фазовых транспарантов.

O.V. Gnatovskyy, A.M. Negriyko,
V.O. Gnatovskyy, A.V. Sidorenko

CROSS-CORRELATION METHOD FOR THE FORMATION OF LASER ENERGY FIELDS WITH COMPLEX DISTRIBUTIONS

S u m m a r y

A new method for the formation of complex spatial distributions of the laser energy over the surface of a flat target is proposed. Its peculiarity consists in that the required phase structure of the laser beam is formed in two stages. After the Fourier transformation, this beam generates the required energy distribution. The method is intended to be used in the optical tweezers probe. It satisfies the main criteria of applicability. In particular, the method provides a small divergence of the beam; it is stable with respect to phase distortions in the optical path of the probe and adapted to dynamic changes in the field energy distribution by means of controllable phase transparencies.