

УДК 535.41

САМОИНВЕРТИРОВАНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ МЕЛКОМАСШТАБНОГО НЕПРОЗРАЧНОГО ОБЪЕКТА ПРИ ФОКУСИРОВКЕ ОСВЕЩАЮЩЕГО ЕГО ПУЧКА В ПОГЛОЩАЮЩУЮ СРЕДУ

Е. Л. Бубис¹, В. В. Ложкарёв¹, А. Н. Степанов^{1,4}, А. И. Смирнов^{1,3},
В. О. Мартынов^{*1}, О. А. Мальшакова¹, Д. Е. Силлин¹, С. А. Гусев^{2,3}

¹ Институт прикладной физики РАН;

² Институт физики микроструктур РАН;

³ Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского;

⁴ Нижегородский государственный технический университет им. Р. Е. Алексева,
г. Нижний Новгород, Россия

Описан процесс адаптивного самоинвертирования изображения (нелинейного переключения) мелкомасштабного непрозрачного объекта при фокусировке пространственно амплитудно-модулированного освещающего его лазерного пучка в слабо поглощающую среду. Показано, что, несмотря на нелокальность процесса, обусловленную тепловой нелинейностью, инвертированное по яркости изображение характеризуется приемлемым качеством и высоким коэффициентом преобразования. Показано, что коэффициент преобразования изображения оригинала в инвертированное изображение зависит от соотношения его размеров и размера освещающего пучка и резко падает для немалых объектов. Полученные экспериментальные результаты находятся в согласии с численными расчётами. продемонстрировано инвертирование изображения некоторых модельных объектов и микродефектов в нелинейном кристалле KDP.

ВВЕДЕНИЕ

Инверсия изображения наблюдалась при различных видах нелинейных оптических процессов (см., например, [1–9] и цитируемую там литературу). В данной работе описана основанная на тепловом механизме нелинейности инверсия изображения мелкомасштабного непрозрачного объекта при фокусировке просвечивающего пучка в поглощающую среду. Физические принципы такой инверсии совпадают с принципами классического метода фазового контраста Цернике [10–12].

Для реализации инверсии фазовый сдвиг θ между волнами на нулевой и высших пространственных частотах, участвующими в формировании изображения объекта, должен составлять $\theta \approx \pm\pi$ (см., например, [11]). Для визуализации прозрачных объектов применяется фильтр с $\theta \approx \pm\pi/2$. В данной работе сдвиг фаз θ происходит в поглощающей среде за счёт её нагрева сильной нулевой составляющей излучения. Описанный процесс происходит за счёт тепловой нелинейности, а кювета с поглощающей средой представляет собой фототермический фильтр или ячейку Цернике [13–19]. Эффективное инвертирование изображения непрозрачного объекта при фокусировке амплитудно-модулированного лазерного пучка в поглощающую среду с высоким коэффициентом преобразования имеет место только для мелкомасштабных объектов по отношению к размерам освещающего пучка, только в плоскости изображения объекта и в небольшом диапазоне мощностей освещающего лазерного пучка на начальной стадии теплового самовоздействия в среде. Поглощающая среда может занимать всё пространство от объектива до плоскости изображения. В данном случае инверсия изображения — это адаптивный процесс, в котором система в меньшей степени зависит от блуждания пучка как целого и медленных уходов установки [10].

* martvo@appl.sci-nnov.ru

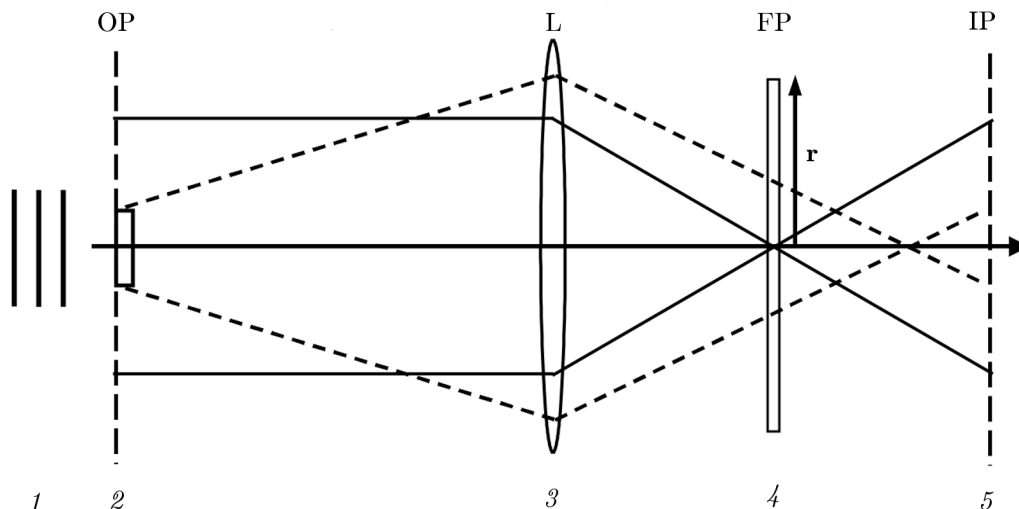


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. Вектор r указывает направление теплоотвода

Все процессы, вызванные тепловой нелинейностью, имеют наименьший порог при возбуждении непрерывным и квазинепрерывным лазерным излучением в простых доступных средах (в том числе, в естественных). В частично поглощающих излучение жидкостях и полимерных материалах инверсия имеет место для мощностей просвечивающего пучка порядка нескольких милливатт и проявляется при использовании слабomощных лазерных источников света.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В эксперименте использовалась оптическая схема, представленная на рис. 1. Она совпадает с используемой ранее схемой для визуализации прозрачных объектов в фазоконтрастной схеме с фототермическим фильтром [13–19]. В качестве источника излучения использовался однододовый по поперечной структуре гелий-неоновый лазер 1 или зелёный диодный лазер. Объект 2 располагался в предметной плоскости ОР. Он просвечивался лазерным излучением, которое далее фокусировалось объективом 3 в кювету 4 с поглощающей жидкостью или плоскопараллельную окрашенную зелёную пластинку из плексигласа, расположенную в фурье-плоскости FP. (Полимерные материалы используются в термооптических процессах из-за их большого термооптического коэффициента [20]). Полученное изображение регистрировалось расположенной в плоскости изображения IP камерой 5 с КМОП-матрицей. Инвертированную картину можно наблюдать также непосредственно глазом на дополнительном экране, расположенном в плоскости IP.

На рис. 2 представлены изображения непрозрачной сетки на стеклянной подложке (*a*, *b*, *в*, *г*) и соответствующие данным изображениям срезы интенсивности, перпендикулярные одному из штрихов сетки (*д*, *е*, *ж*, *з*). Ширина штриха сетки равна 10 мкм. Изображения получены при милливаттных мощностях освещающего пучка. Срезы интенсивности, приведённые на рис. 2, показывают, что отношение интенсивности позитивного изображения к интенсивности падающего пучка может достигать 350% (отношение максимальной интенсивности на рис. 2*в*, *ж* к среднему уровню). Это находится в согласии с численными расчётами (см. раздел 2). Кроме того, стоит отметить, что в рассматриваемой оптической схеме можно наблюдать эффект исчезновения видимости амплитудного объекта при определённой мощности освещающего пучка, что видно на рис. 2*б*, *е*. На возможность данного явления, при использовании линейной фазоконтрастной схемы для слабопоглощающего амплитудного объекта и сдвиге фазы нулевой пространственной

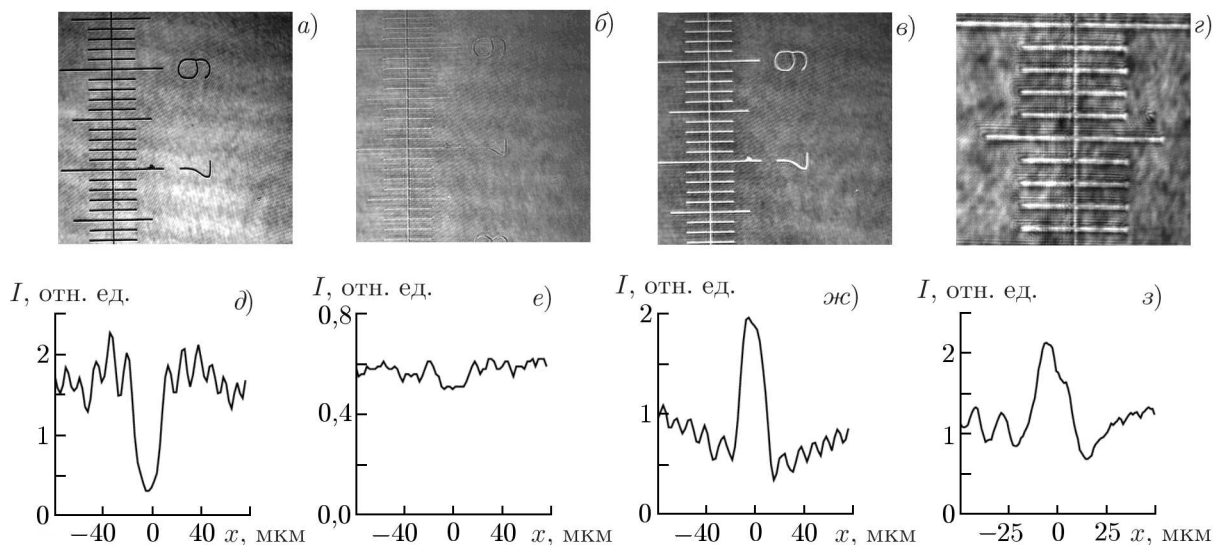


Рис. 2. Изображения непрозрачной мелкомасштабной сетки на стеклянной подложке (а, б, в, з) и соответствующие им срезы распределения интенсивности (д, е, жс, з). Панели (а, д) соответствуют мощности $P \approx 0,5$ мВт, панели (б, е) — мощности $P \approx 3$ мВт, панели (в, жс) — мощности $P \approx 6$ мВт; все изображения получены с использованием полимерного фильтра Цернике. Панели (з, з) соответствуют увеличенному изображению того же объекта в режиме инверсии при фокусировке излучения в слабопоглощающую протяжённую среду (ацетон; коэффициент поглощения $\alpha \approx 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, длина среды $l = 20,3$ см). Использовались полимерный и жидкостной фильтры Цернике

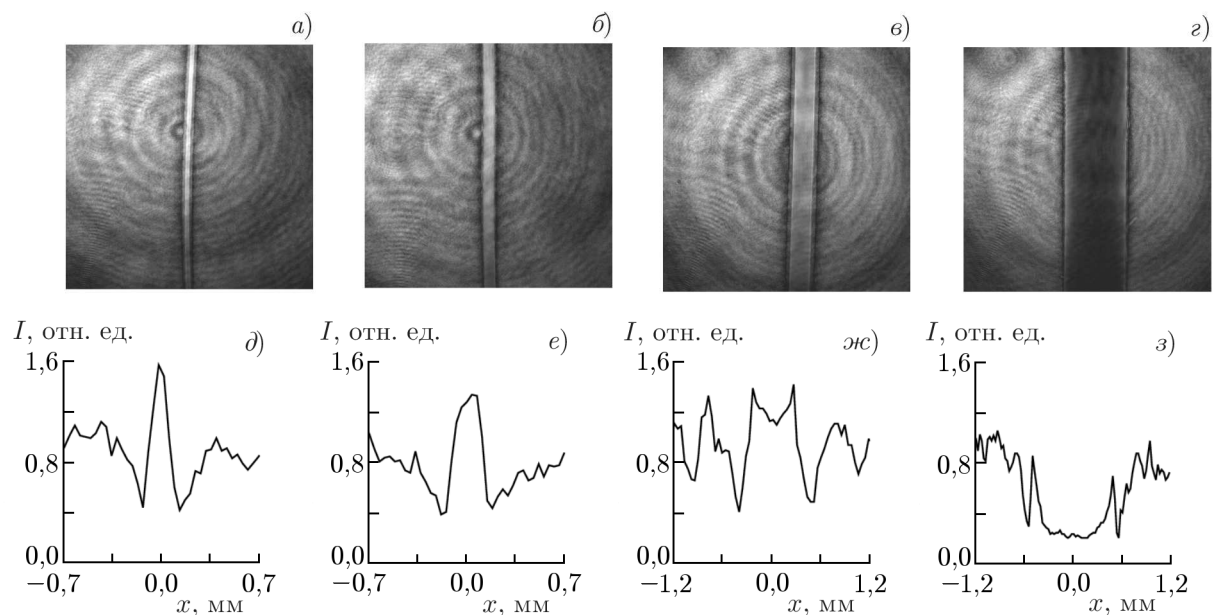


Рис. 3. Инвертированные изображения объектов (проволоки с диаметром (а) 0,1 мм, (б) 0,2 мм, (в) 0,5 мм, (з) 1,0 мм), полученные с помощью полимерного фильтра Цернике

гармоники на $\theta \approx \pm\pi/2$ указано, в частности, в работе [11]).

На рис. 3 представлены инвертированные изображения непрозрачных проволочек разной толщины, освещённых пучком, и соответствующие им срезы интенсивности. Из представленных

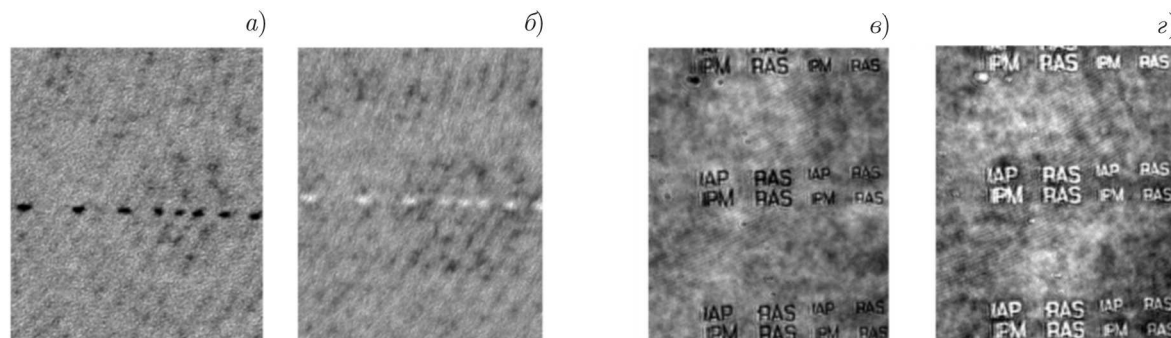


Рис. 4. Негативное (а, в) и позитивное (инвертированное, б, з) изображения микродефектов в нелинейном кристалле KDP (а, б) и литографии с названиями институтов (в, з)

распределений видно, что коэффициент преобразования падает с увеличением толщины проволоочки, что соответствует численным расчётам (см. рис. 4). На инвертированном изображении всех объектов отчётливо наблюдается эффект подчёркивания краёв (затемнение вблизи контуров проволоочек), что также находится в согласии с расчётами. Эффект подчёркивания краёв (усиления границ) в этой же схеме ранее наблюдался в экспериментах по визуализации фазовых объектов [14].

Из приведённых экспериментов следует, что инверсия изображения с высоким коэффициентом преобразования (выше 200 %) имеет место только для мелкомасштабных объектов (отношением размера объекта к размеру пучка не должно превышать 1/30), что также согласуется с приведёнными далее численными расчётами.

На рис. 4 представлены полученные при описанном процессе нелинейного преобразования изображения микрофотографии микродефектов в нелинейном кристалле KDP и литографии с названиями институтов (места работы авторов данной статьи). Изображения структур получены с помощью сканирующего электронного микроскопа «SUPRA 50 VP» в режиме низкого вакуума (давление в камере микроскопа 20 Па). Характерный размер дефектов в кристалле 30 мкм. В качестве фильтра Цернике использовалась полимерная пластинка с толщиной 2 мм.

2. ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ

Численные расчёты проводились для случая переноса изображения из двойного фокуса в двойной. Анализ проводился аналогично работе [15]. Для расчёта выходного поля использовался дифракционный интеграл Френеля–Кирхгофа в параксиальном приближении. В расчётах предполагалось, что исследуемый непрозрачный объект освещается лазерным пучком с гауссовым профилем интенсивности и плоским волновым фронтом (см. рис. 1). В фокальной плоскости объектива размещался фототермический фильтр Цернике. Часть излучения поглощалась в ячейке, приводя к её неоднородному нагреву. Ячейка имела вид цилиндра, отвод тепла в котором осуществлялся в радиальном направлении. Радиальное стационарное распределение температуры в ячейке находилось из решения уравнения теплопроводности, которое в цилиндрической системе координат имеет вид

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dT}{dr} \right) = - \frac{2\alpha P_{in}}{\pi K w_f^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{w_f^2}\right). \quad (1)$$

Здесь α — коэффициент линейного поглощения, P_{in} — мощность падающего на ячейку излучения, K — коэффициент теплопроводности, w_f — радиус гауссова пучка в фокусе линзы по уровню $\exp(-2)$.

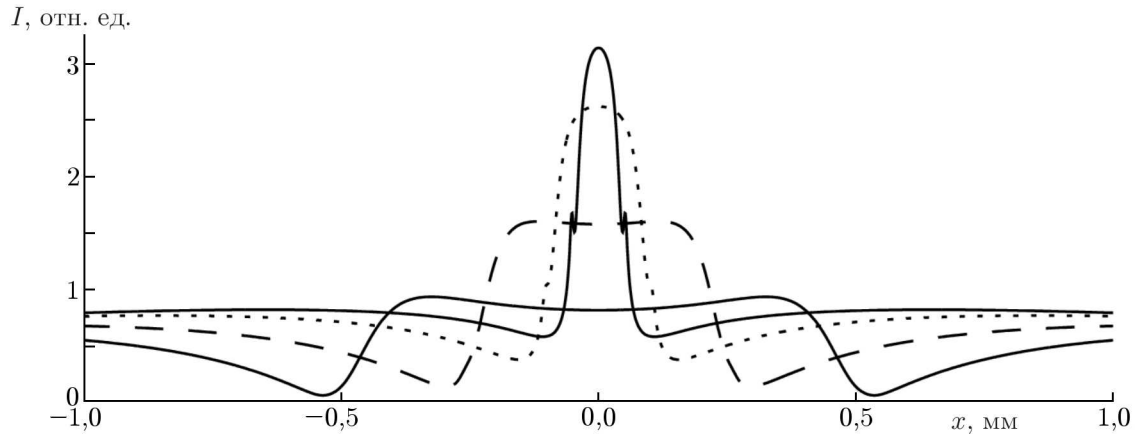


Рис. 5. Численное моделирование инверсии изображения амплитудных объектов с различной шириной. Для всех объектов набег фазы в фототермическом фильтре равен 2π (при нём достигается максимальная инверсия для самого тонкого объекта). В качестве единицы интенсивности использовалось значение в центре падающего пучка

Решение уравнения (1) при граничных условиях $T(r = r_0) = 0$ имеет вид [16, 21]

$$T(r) = T(0) \left[1 - \frac{E_1(x) + \ln(x) + \gamma}{E_1(x_0) + \ln(x_0) + \gamma} \right], \tag{2}$$

где r_0 — радиус ячейки Цернике, $E_1(x)$ — интегрально-показательная функция, $\gamma = 0,577 \dots$ — постоянная Эйлера,

$$x = \frac{2r^2}{w_f^2}, \quad x_0 = \frac{2r_0^2}{w_f^2}, \quad T(0) = \frac{\alpha P_{in}}{4\pi K} [E_1(x_0) + \ln(x_0) + \gamma].$$

Вследствие неоднородного нагрева ячейки в ней формируется неоднородный профиль показателя преломления n , и, соответственно, при прохождении ячейки излучение приобретает дополнительную поперечную фазовую модуляцию. С использованием дифракционного интеграла рассчитывалось распространение излучения от выхода фототермической ячейки до плоскости изображения, распределение интенсивности в которой бралось в качестве результата моделирования. Из-за расфазировки пространственных частот, происходящей в фокальной плоскости, осуществляется визуализация изображения прозрачного объекта при фазовом сдвиге $\Delta\varphi \cong \pi/2$, а при $\Delta\varphi \cong \pi$ — инверсия непрозрачного объекта (это справедливо в линейном локальном случае). Для фототермических процессов, поскольку в них участвуют практически все пространственные гармоники, требуемые эквивалентные сдвиги, как правило, немного выше [15]. При численном моделировании использовалась счётная сетка с размером 2048×2048 . Предполагалось, что линза l (см. рис. 1) имеет безграничную апертуру и фокусное расстояние 15 см. Поперечный размер падающего пучка $w = 3$ мм, поперечный размер фильтра Цернике 1 см.

На рис. 5 представлены численные расчёты инверсии изображения амплитудных объектов с разной шириной. Из рисунка следует, что процесс с высоким коэффициентом преобразования имеет место только для мелкомасштабных по отношению к зондирующему пучку объектов. Это условие хорошо выполнялось для используемой в эксперименте непрозрачной сетки на стеклянной подложке (см. рис. 2). Данный факт связан с тем, что температурное распределение (2) имеет широкий максимум по сравнению с размером опорного пучка в фокусе линзы. Следовательно,

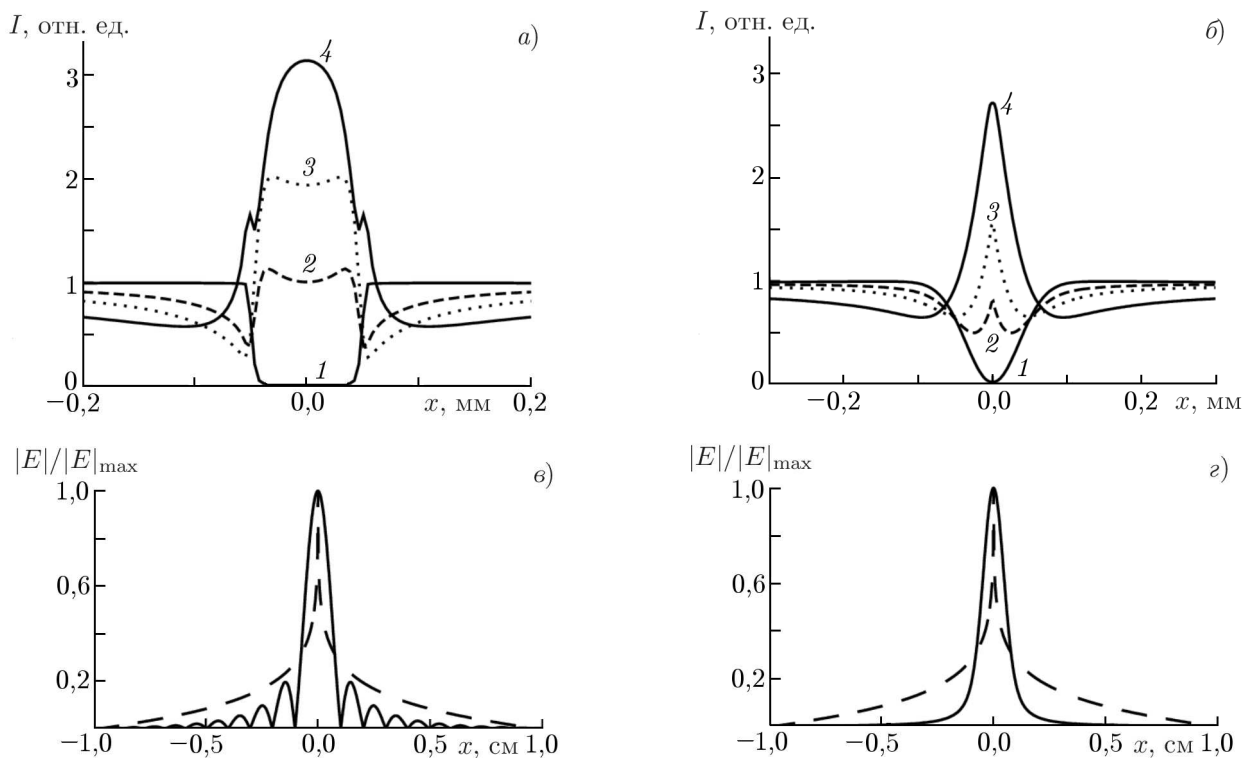


Рис. 6. Численные расчёты по инвертированию изображений объектов с различной резкостью краёв: непрозрачный объект с резкими краями (а, в) и непрозрачный объект с плавными краями гауссовой формы (б, г). На панелях (а, б) представлены распределения интенсивности для разной мощности освещающего пучка (фазового сдвига). Линии 1 соответствуют фазовому сдвигу $\theta = 0,1\pi$; линии 2 — фазовому сдвигу $0,8\pi$ (а), $0,6\pi$ (б); линии 3 — фазовому сдвигу $1,2\pi$ (а), $0,9\pi$ (б); линии 4 — фазовому сдвигу $2,0\pi$ (а), $1,7\pi$ (б). Сплошной линией представлено распределение модуля поля, штриховой линией — радиальное распределение температуры в поглощающей пластинке. Профили нормированы к единице

перекрытием спектра объекта и этого максимума можно пренебречь только для мелких объектов. В то же время значительное перекрытие приводит к ухудшению качества инверсии, вплоть до полного исчезновения эффекта в предельном случае полного перекрытия. Размеры объектов в численных расчётах были от 0,1 до 1,0 мм. В качестве единицы интенсивности на рис. 5 бралось значение интенсивности в центре падающего пучка.

Отметим, что процесс инверсии непрозрачных объектов, как и процесс визуализации прозрачных объектов, сопровождается определёнными искажениями, отличающихся для объектов с разной резкостью краёв. На рис. 6 представлены результаты численных расчётов инверсии объектов с прямоугольным и гауссовым профилями. Объекты имеют ширину 100 мкм. В качестве единицы интенсивности также бралось значение интенсивности в центре падающего пучка. На рис. 6 видны различия в качестве инвертированных изображений, которые связаны с отличием в их пространственных спектрах.

В заключение заметим, что имеющее место действительное распределение температуры в среде может не совпадать с полученным при данных граничных условиях, но приведённые результаты укладываются в рамки принятой модели.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, показано, что получение инвертированного по яркости изображения мелко-масштабного объекта с использованием в качестве нелинейного фильтра Цернике среды с тепловой нелинейностью происходит достаточно эффективно, несмотря на нелокальность процесса. Эффективность преобразования изображения объекта в инвертированное изображение высока при малых размерах объекта по сравнению с размером пучка и резко падает в случае размера объекта, сопоставимого с диаметром пучка. Процессы нелинейной визуализации и инверсии могут быть использованы для коррекции и обработки изображений, а также для формирования пучков с заданным поперечным профилем интенсивности в плоскости изображения (подобные пучки используются для обработки различных материалов).

Авторы выражают благодарность Р. А. Ахмеджанову за обсуждение вопросов, связанных с нелинейными переключениями.

Изготовление и исследование структур проводилось на оборудовании ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур». Работа частично выполнена в рамках соглашения от 27 августа 2013 г. № 02.В.49.21.0003 между МОН РФ и ННГУ, а также при финансовой поддержке РФФИ (грант 15-02-08212) и РНФ (грант 15-19-00147).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ochoa E., Hesselink L., Goodman J. W. // *Appl. Opt.* 1985. V. 24, No. 12. P. 1826.
2. Kamra K., Singh K. // *J. Modern Opt.* 1995. V. 42, No. 3. P. 607.
3. Чернега Н. В., Бреховских Г. Л., Кудрявцева А. Д. и др. // *Квант. электроника.* 1989. Т. 16, № 12. С. 2530.
4. Sendhil K., Vijayan C., Kothiyal M. P. // *Opt. Laser Engin.* 2006. V. 44, No. 2. P. 122.
5. Pappas-Aguilar R., Ramirez-San-Juan J. C., Baldovino-Pantaleón O., et al. // *Opt. Express.* 2009. V. 17, No. 5. P. 3417.
6. Goy A., Psaltis D. // *Phys. Rev. A.* 2011. V. 83, No. 3. Art. no. 031802 (R).
7. Noda T., Kawata S. // *JOSA.* 1992. V. 9, No. 6. P. 924.
8. Glückstad J., Mogensen P. C. // *Opt. Commun.* 2001. V. 197, No. 4. P. 261.
9. Бубис Е. Л., Будаговский И. А., Золотьяко А. С. и др. // *Сб. труд. IV Межд. конф. по фотонике и информац. оптике (FIO2015).* Москва, 28–30 января 2015. С. 358.
10. Воронцов М. А., Корябин М. А., Шмальгаузен В. И. *Управляемые оптические системы.* М.: Наука, 1988. 272 с.
11. Марешаль А., Франсон М. *Структура оптического изображения.* М.: Мир, 1964. 295 с.
12. Рытов С. М. // *Успехи физ. наук.* 1950. Т. 41, вып. 4. С. 425.
13. Treviño-Palacios C. G., Iturbe-Castillo M. D., Sanchez-de-la-Llave D., et al. // *Appl. Opt.* 2003. V. 42, No. 25. P. 5091.
14. Бубис Е. Л. // *Квант. электроника.* 2011. Т. 41, № 6. С. 568.
15. Бубис Е. Л. // *Письма в ЖТФ.* 2008. Т. 34, № 12. С. 29.
16. Бубис Е. Л., Матвеев А. З. // *Квант. электроника.* 2012. Т. 42, № 4. С. 361.
17. Бубис Е. Л. // *Приборы и техника эксперимента.* 2009. № 1. С. 119.
18. Бубис Е. Л., Гусев С. А., Мартынов В. О., Степанов А. Н. // *Успехи прикладной физики.* 2013. Т. 1, № 4. С. 408.
19. Бубис Е. Л., Гусев С. А., Ложкарёв В. В., Степанов А. Н. // *Труды XLII Межд. конф. по физике плазмы и УТС, Звенигород, 9–13 февраля 2015.* С. 323.

20. Coppola G., Sirleto L., Rendina I., Iodice M. // Opt. Engin. 2011. V. 50, No. 7. Art. no. 071112.
21. Stein A. // IEEE J. Quantum Electron. 1974. V. 10, No. 4. P. 427.

Поступила в редакцию 27 мая 2015 г.; принята в печать 8 августа 2016 г.

**SELF-INVERSION OF THE IMAGE OF A SMALL-SCALE OPAQUE OBJECT
IN THE PROCESS OF FOCUSING OF THE ILLUMINATING BEAM
ON AN ABSORBING MEDIUM**

E. L. Bubis, *V. V. Lozharkarev, A. N. Stepanov, A. I. Smirnov, V. O. Martynov, O. A. Mal'shavkova,
D. E. Silin, and S. A. Gusev*

We describe the process of adaptive self-inversion of an image (nonlinear switching) of small-scale opaque object, when the amplitude-modulated laser beam, which illuminates it, is focused on a weakly absorbing medium. It is shown that, despite the nonlocal character of the process, which is due to thermal nonlinearity, the brightness-inverse image is characterized by acceptable quality and a high conversion coefficient. It is shown that the coefficient of conversion of the original image to the inverse one depends on the ratio of the object dimensions and the size of the illuminating beam, and decreases sharply for relatively large objects. The obtained experimental data agree with the numerical calculations. Inversion of the images of several model objects and microdefects in a nonlinear KDP crystal is demonstrated.