ОБРАБОТКА ОПТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

PACS 42.87.–d; 42.65.–k

Анализ процесса визуализации прозрачных объектов при использовании фазоконтрастного метода с фототермической ячейкой Цернике

Е.Л.Бубис, А.З.Матвеев

Проанализированы и рассчитаны основные характеристики процесса визуализации прозрачных объектов при использовании фазоконтрастного метода с фототермической ячейкой Цернике. Показано, что, несмотря на нелокальность процесса, визуализация осуществляется с разрешающей способностью, близкой к дифракционной. Результаты анализа процесса визуализации в схеме с фототермической ячейкой сравниваются с результатами, полученными в той же схеме с ячейкой Цернике на основе локальной керровской нелинейности.

Ключевые слова: *нелинейная оптика, тепловое самовоздействие, фазовый контраст.*

1. Введение

Метод фазового контраста, предложенный Ф.Цернике в 1934 г., используется для детектирования слабых фазовых возмущений в световой волне, прошедшей через исследуемый объект или среду. Этот метод линейно трансформирует фазовую модуляцию в амплитудную. Метод Цернике используется для визуализации прозрачных объектов и структур, а также для анализа волнового фронта световых пучков со слабыми фазовыми неоднородностями [1–3]. Визуализация достигается за счет размещения в фокальной плоскости объектива пластинки (фильтра) Цернике. Фильтр Цернике вносит селективный сдвиг фаз $\Theta_Z \approx \pm\pi/2$ между прямым светом (употребляются также термины «недифрагированный свет», «нулевой порядок дифракции», «нулевая пространственная частота») и дифрагированным светом (здесь встречаются термины «дифракционный спектр», «высшие пространственные гармоники») [2, 4, 5]. В методе нелинейного фазового контраста этот сдвиг фаз осуществляется в нелинейной среде (нелинейном фильтре, или ячейке Цернике) [3, 6–14]. По сравнению со схемами, использующими традиционные линейные ячейки Цернике, схемы нелинейного фазового контраста в существенно меньшей степени нуждаются в настройке, легко перестраиваемы, а требуемый сдвиг фаз достигается путем выбора соответствующей интенсивности света, поступающей в нелинейную среду.

Фильтры Цернике на основе теплового механизма нелинейности были реализованы в работах [8–10, 14–16]. Однако до настоящего времени, по мнению авторов, отсутствует детальный анализ свойств таких ячеек. Среди схем нелинейного фазового контраста схемы с использованием фототермических ячеек Цернике обладают определенными преимуществами. Требуемый уровень мощности излучения в этих схемах соответствует начальной стадии развития теплового самовоздействия пучка в среде. Данный нелинейный механизм является наиболее низкопороговым для непрерывного и квазинепрерывного лазерного излучения в простых, доступных средах.

В настоящей работе проведен численный анализ основных свойств фазоконтрастной схемы визуализации прозрачных объектов с использованием фототермического фильтра Цернике, построенного на основе поглощающей среды с тепловым механизмом нелинейности, при учете нелокальности отклика среды. В рамках параксиального приближения определены передаточная характеристика и пространственное разрешение рассматриваемой схемы. Дан сравнительный анализ свойств фототермической ячейки Цернике и ячейки Цернике на основе безынерционной нелинейности.

2. Постановка задачи

В работе анализировалась фазоконтрастная схема визуализации прозрачных (фазовых) объектов, представленная на рис.1. Рассматривался случай переноса изображения из двойного фокуса в двойной. В плоскости, где располагался прозрачный объект, задавалось исходное поле $A_{\text{in}}(x, y)$. Выходное поле $A_{\text{out}}(x, y)$ определялось в плоскости изображения. Для расчета выходного поля $A_{\text{out}}(x, y)$ использовался дифракционный интеграл Френеля–Кирхгофа в параксиальном приближении. Предполагалось, что исследуемый прозрачный объект освещается лазерным пучком с гауссовым профилем интенсивности

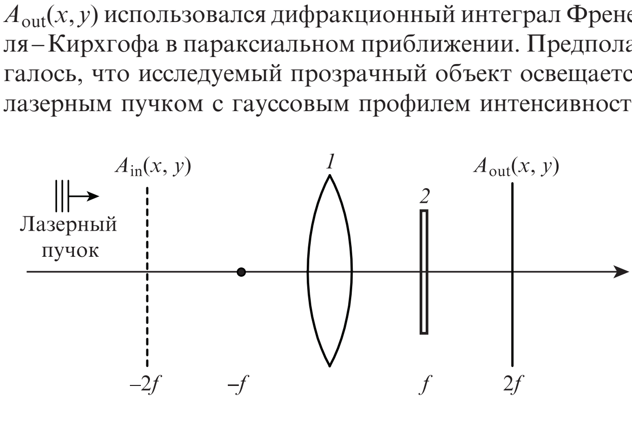


Рис.1. Анализируемая фазоконтрастная схема визуализации прозрачных объектов:
1 – объектив; *2* – фототермический фильтр Цернике.

Е.Л.Бубис, А.З.Матвеев. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46;
e-mail:bel@appl.sci-nnov.ru, amatveev@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 1 сентября 2011 г., после доработки – 14 декабря 2011 г.

и плоским волновым фронтом. В фокальной плоскости объектива *1* размещался фототермический фильтр Цернике *2*. Часть излучения поглощалась в ячейке, представлявшей собой цилиндрический образец твердого тела, отвод тепла в котором осуществлялся в радиальном направлении, что приводило к неоднородному нагреву ячейки *2*.

При анализе предполагалось также, что размер и интенсивность пучка оставались неизменными внутри ячейки (потери на поглощение малы, ячейка оптически тонкая). Кроме того, при расчете температурного профиля $T(r)$ распределение интенсивности света в ячейке Цернике предполагалось гауссовым. Иными словами, считалось, что наличие прозрачного объекта практически не меняет распределение $T(r)$. Радиальное стационарное распределение температуры в ячейке находилось из решения уравнения теплопроводности, которое в цилиндрической системе координат имеет вид

$$\frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left(r\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r}\right) = -\frac{2\alpha P_{\mathrm{in}}}{\pi K w_{\mathrm{f}}^2}\exp\left(-\frac{2r^2}{w_{\mathrm{f}}^2}\right). \qquad (1)$$

Здесь α – коэффициент линейного поглощения; P_{in} – мощность падающего на ячейку излучения; K – коэффициент теплопроводности; w_{f} – радиус (по уровню интенсивности e^{-2}) гауссова пучка в фокусе линзы.

Приведенное уравнение теплопроводности при граничных условиях $T(r = r_0) = 0$, где r_0 – радиус ячейки Цернике, имеет [17] строгое решение:

$$\Delta T(r) = T(r) - T(0) = -\frac{\alpha P_{\mathrm{in}}}{4\pi K} Ein(X),$$
$$T(0) = \frac{\alpha P_{\mathrm{in}}}{4\pi K} Ein(X_0), \qquad (2)$$

в котором

$$X = \frac{2r^2}{w_{\mathrm{f}}^2}; \quad X_0 = \frac{2r_0^2}{w_{\mathrm{f}}^2}; \quad Ein(X) = [E_1(X) + \ln(X) + \gamma];$$

$E_1(X)$ – интегрально-показательная функция; $\gamma = 0.577\ldots$ – постоянная Эйлера [18].

Вследствие неоднородного нагрева ячейки в ней формируется неоднородный профиль показателя преломления n, приводящий к расфазировке пространственных частот и визуализации изображения объекта. Вносимая в пучок ячейкой Цернике неоднородная фаза $\Delta\varphi(r)$ определяется распределением (2) температуры $\Delta T(r)$, а также рядом параметров, характеризующих среду ячейки Цернике и греющий пучок:

$$\Delta\varphi(r) = \varphi(r) - \varphi(0) = k_0\beta L\Delta T(r) = B_{\mathrm{T}} Ein\left(\frac{2r^2}{w_{\mathrm{f}}^2}\right), \qquad (3)$$

где L – длина ячейки Цернике; $\beta = \mathrm{d}n/\mathrm{d}T + (1/L)(\mathrm{d}L/\mathrm{d}T) \times (n-1)$; $k_0 = 2\pi/\lambda_0$; λ_0 – длина волны освещающего пучка;

$$B_{\mathrm{T}} = \frac{1}{2}\frac{P_{\mathrm{in}}}{P_{\mathrm{th}}}; \quad P_{\mathrm{th}} = \frac{2\pi K}{k_0\beta L\alpha}; \qquad (4)$$

P_{th} – пороговая мощность тепловой само(де)фокусировки пучка в малопротяженной среде. Процесс визуализации определяется разностью фаз $\Delta\varphi(r)$, вносимой в угловой спектр фазового объекта. Согласно (3) величина $\Delta\varphi(r)$ зависит от параметров B_{T} и w_{f} и не зависит от размера ячейки Цернике r_0. Последнее утверждение имеет место, если угловой спектр фазового объекта не выходит за пределы ячейки, что будет подразумеваться в дальнейшем.

Зная распределение температуры $\Delta T(r)$ и, соответственно, вносимую ячейкой Цернике в пучок разность фаз $\Delta\varphi(r)$, а также используя дифракционный интеграл, можно численно рассчитать распределение интенсивности для простых фазовых объектов в плоскости их изображения. Дифракционный интеграл рассчитывался с помощью быстрого преобразования Фурье с разрешением 1024 × 1024 элементов. Всюду, за исключением вопросов, касающихся разрешения фильтра Цернике, предполагалось, что линза *1* имеет безграничную апертуру.

В экспериментах [9–11, 14] использовалась жидкостная ячейка Цернике. Описанная выше модель может быть применена и для анализа работы схемы с жидкостной ячейкой Цернике в отсутствие конвекции. Отметим, что для большинства оптических стекол $\mathrm{d}n/\mathrm{d}T > 0$, в то время как в жидкостях и газах $\mathrm{d}n/\mathrm{d}T < 0$ (см., напр., [19]). В схеме с соответствующей ячейкой Цернике это означает смену знака контраста изображения.

3. Обсуждение результатов

Будем считать, что прозрачный малоконтрастный объект вносит в освещающее его излучение малый набег фазы $\varphi(x, y)$. В этом случае в линейном фазоконтрастном методе Цернике распределение интенсивности света в плоскости изображения принимает вид [2]

$$I_{\mathrm{out}}(x, y) \propto [1 + 2\varphi(x, y)\sin\Theta_{\mathrm{Z}}]. \qquad (5)$$

Из данного выражения следует, что визуализация будет иметь место при любом неравном нулю значении величины сдвига фаз Θ_{Z} между нулевой (прямой свет) и высшими пространственными частотами (дифрагированный свет), а максимум чувствительности достигается при $\Theta_Z = \pm\pi/2$. В этом случае передаточная характеристика данной ячейки Цернике, т. е. зависимость $I(\varphi)$, является линейной с тангенсом наклона, равным 2. Линейная передаточная характеристика гарантирует верную визуализацию фазового объекта.

Обсудим возможные проблемы при использовании нелинейной ячейки Цернике. В случае, если требуемый сдвиг фаз происходит в нелинейной среде, то даже в локальной керровской среде, для которой $\Delta n = n_2 I$, достижение требуемого сдвига фаз $\pi/2$ сопровождается эффектами самовоздействия. Можно ожидать, что они будут ухудшать качество изображения. В случае фототермической ячейки Цернике дополнительные проблемы может создавать нелокальность процесса нагрева, приводящая к тому, что распределение температуры в ячейке Цернике $\Delta T(r)$, а значит и распределение вносимого в пучок фазового сдвига $\Delta\varphi(r)$, не повторяют распределение интенсивности греющего светового пучка. На рис.2 приведены характерные распределения внутри ячейки Цернике температуры (кривая *1*) и интенсивности греющего пучка света (кривая *2*). Отметим две особенности распределения $T(r)$, которые могут ухудшить качество визуализации фазового объекта. Во-первых, распределение температуры $T(r)$ шире, чем распределение интенсивности греющего пучка $I(r)$. Во-вторых, данное распределение имеет длинные медленно спадающие крылья. Все это означает, что фототермическая ячейка Цернике не только вносит сдвиг фаз в компоненту с нулевой пространственной частотой, но и меняет фазовые соотношения в угловом спектре фазового объекта, из-за чего качество визуализации ухудшается.

Ниже приведены результаты численных расчетов. Мы полагали, что фокусное расстояние линзы *1* (рис.1) $f =$

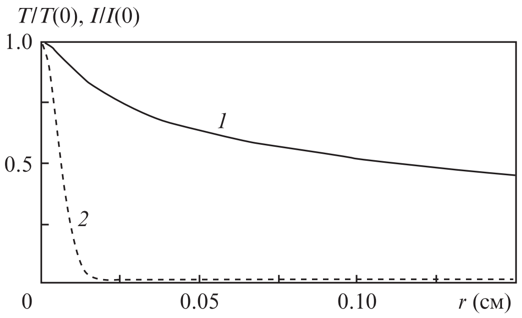


Рис.2. Нормированные распределения температуры T (*1*) и интенсивности I (*2*) внутри фототермического фильтра Цернике.

100 см, длина волны освещающего прозрачный объект гауссова пучка $\lambda = 0.63$ мкм, его радиус, если не оговорено особо, $w_0 = 0.18$ см (шаг дискретизации 27 мкм), радиус расположенной в фокусе линзы фототермической ячейки Цернике $r_0 = 2.0$ см. Отметим, что радиус освещающего гауссова пучка в фокусе линзы $w_f = 111$ мкм.

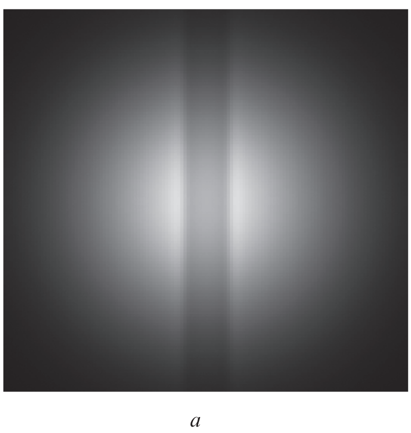
Рассмотрим прозрачный объект, который представляет собой фазовую щель и описывается функцией

$$\varphi_{sl}(x) = \frac{\varphi_0}{2}\left[\mathrm{erf}\left(\frac{x+0.5d_{sl}}{w_{erf}}\right) - \mathrm{erf}\left(\frac{x-0.5d_{sl}}{w_{erf}}\right)\right], \qquad (6)$$

где $\mathrm{erf}(x)$ – интеграл вероятности; d_{sl} – ширина щели; w_{erf} – расстояние, в пределах которого происходит скачок фазы φ_0. В качестве примера визуализации фазовой щели с помощью тепловой ячейки Цернике на рис.3,*а* представлено распределение интенсивности I_{out}, полученное в плоскости изображения. Apriori известно, что освещающий пучок является гауссовым. Эта информация позволяет восстановить распределение фазы исходного фазового объекта: $I_{norm}(x) = I_{out}(x)/f_g(x)$, $\Phi(x) = I_{norm}(x) - 1$ (см. (5)), где $f_g(x) = f_{gin}(x) = \exp(-2x^2/w_0^2)$, $\Phi(x)$ – величина, пропорциональная восстановленному распределению фазы (образ фазы). Если требуется более точный анализ, то предпочтительней нормировать I_{out} на распределение интенсивности освещающего пучка в плоскости изображения в отсутствие фазового объекта $f_{gout}(x)$. В большинстве случаев авторы использовали именно такую нормировку. Далее под термином «восстановление» будем подразумевать эту простейшую математическую процедуру.

На рис.3,*б* приведены восстановленные распределения фазы $\Phi(x)$ в сечении $y = 0$ для ряда щелей различной ширины. Полученное изображение неплохо восстанавливает исходную фазовую щель, хотя в изображении и присутствуют характерные для эффекта подчеркивания контуров (edge enhancement) искажения. Данные, представленные на рис.3,*б*, говорят о том, что имеющие место искажения являются низкочастотными. Их возникновение обусловлено нелокальностью отклика тепловой ячейки Цернике, приводящей к тому, что распределение $T(r)$ не повторяет узкого распределения амплитуды греющего пучка в фокусе линзы, т.е. там, где расположена ячейка Цернике. В распределении $T(r)$ (см. рис.2) выделяются две области – центральный керн и медленно спадающие крылья. Если центральный керн распределения $T(r)$ сравним с размером углового спектра фазового объекта в фокусе линзы, то в восстановленном распределении фазы будут присутствовать низкочастотные искажения. Они обусловлены разностью фаз, которую вносит тепловая ячейка Цернике между низкочастотными и высокочастотными компонентами углового спектра фазового объекта. Эти искажения в восстановленном изображении фазового объекта выглядят формально как эффект подчеркивания границ. В данном эффекте для подчеркивания границы темного и светлого полей вдоль границы добавляются со стороны темного поля небольшие более темные участки, а со стороны светлого поля – более светлые участки. В большинстве случаев этот эффект реализуется добавлением к исходному распределению интенсивности либо первой, либо второй производной. Иными словами, добавляются высокочастотные искажения. В случае использования тепловой ячейки Цернике подчеркивание границ возникает за счет искажений при передаче низких частот.

На примере фазовой щели исследуем ряд характеристик тепловой ячейки Цернике. У кривой $\Phi(x)$, представленной на рис.3,*б*, можно выделить три характерных значения, отмеченных как Φ_{max}, Φ_{min} и Φ_0. Скачку фазы у исходной щели φ_0 поставим в соответствие величину $\Phi_0 = \Phi_{min} - \Phi_{max}$, если $\varphi_0 < 0$, и $\Phi_0 = \Phi_{max} - \Phi_{min}$, если $\varphi_0 > 0$. Процесс визуализации фазового объекта будем характеризовать с помощью $\varepsilon = \Phi_0/\varphi_0$ – коэффициента передачи (оригинал фазы) → (образ фазы). Как отмечалось выше, для верной передачи в процессе визуализации фазового объекта необходимо использовать линейный участок пе-



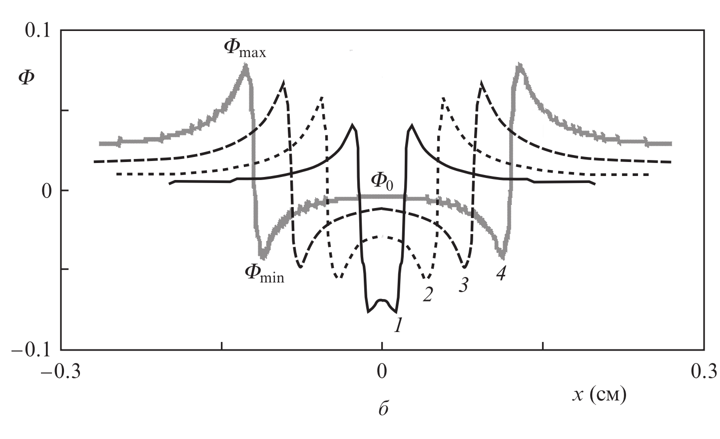


Рис.3. Визуализация фазовой щели с помощью фототермического фильтра Цернике. Распределение интенсивности в плоскости изображения I_{out}, полученное при визуализации фазовой щели шириной $d_{sl} = 0.44$ см со скачком фазы $\varphi_0 = -0.1$ рад; параметр $B_T = 0.15$ (*а*). Восстановленные распределения фазы $\Phi(x)$ в сечении $y = 0$ для щелей с шириной 0.04 (*1*), 0.1 (*2*), 0.17 (*3*), 0.24 см (*4*) и скачком фазы $\varphi_0 = -0.1$ рад; параметр $B_T = 0.15$ (*б*).

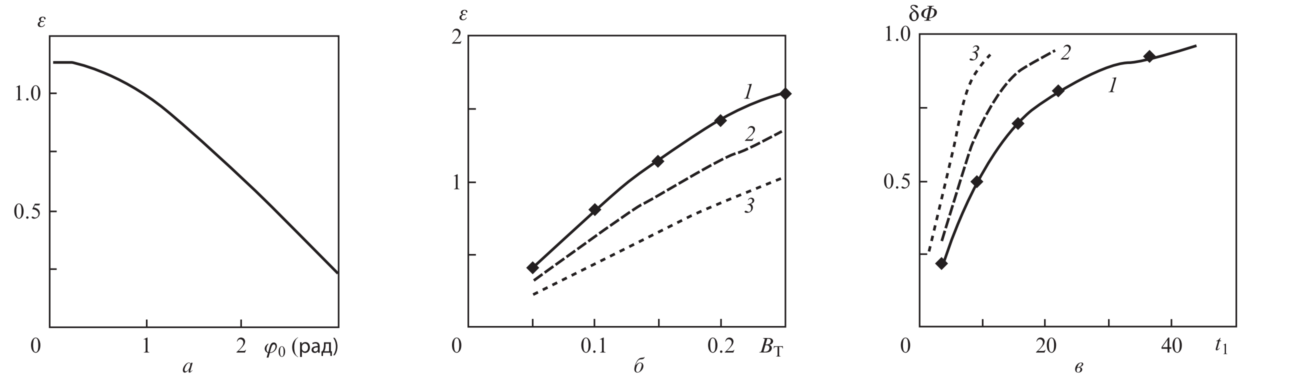


Рис.4. Характеристики фототермического фильтра Цернике. Зависимость коэффициента передачи ε от скачка фазы φ_0 у исходной фазовой щели шириной d_{sl} = 0.1 см при B_T = 0.15, w_{erf} = 55 мкм (*а*). Зависимости коэффициента передачи $\varepsilon(B_T)$ (*б*) и относительной ошибки процесса визуализации $\delta\Phi(t_1)$ (*в*), полученные при t_0 = 32.9 (*1*; w_0 = 0.18 см, w_{erf} = 55 мкм), t_0 = 16.5 (*2*; w_0 = 0.18 см, w_{erf} = 109 мкм), t_0 = 8.2 (*3*; w_0 = 0.18 см, w_{erf} = 219 мкм). Ромбами отмечены значения ε, полученные при t_0 = 32.9, w_0 = 0.36 см и w_{erf} = 109 мкм.

редаточной характеристики ячейки Цернике, на котором ε не зависит от φ_0. Характерная зависимость $\varepsilon(\varphi_0)$ представлена на рис.4,*а*. В пределах $|\varphi_0| \leqslant 1$ рад можно считать, что ε не зависит от φ_0. Дальнейшие исследования тепловой ячейки Цернике проводились на линейном участке передаточной характеристики.

Коэффициент передачи ε согласно (5) определяется разностью фаз Θ_Z, вносимой тепловой ячейкой Цернике между прямым и дифрагированным светом. Анализ выражения (3), описывающего вносимую тепловой ячейкой Цернике разность фаз $\Delta\varphi$, показывает, что ε в случае визуализации щели зависит от трех параметров: B_T, $t_0 = w_0/w_{erf}$ и $t_1=d_{sl}/w_{erf}$. Результаты численных расчетов указывают на то, что имеет место очень слабая зависимость ε от параметра t_1 в исследованном интервале изменения t_1 от 7 до 44. В первом приближении можно считать, что ε в этом интервале не зависит от t_1. Зависимости от двух оставшихся параметров представлены на рис.4,*б*. Кривая *1* получена при w_0 = 0.18 см, w_{erf} =55 мкм (t_0 = 32.9). Ромбами отмечены значения ε, полученные при том же t_0 = 32.9, но при других значениях w_0 и w_{erf}. Видно, что эти данные хорошо ложатся на кривую *1*, что подтверждает функциональную зависимость ε не отдельно от параметров w_0, w_{erf}, а от их отношения $t_0 = w_0/w_{erf}$. Из рис.4,*б* следует, что при использовании тепловой ячейки Цернике можно реализовать коэффициенты передачи, близкие к теоретически предельному значению ε = 2.

Важной характеристикой процесса визуализации, помимо коэффициента передачи ε, является ошибка, возникающая во время этого процесса. Процесс визуализации щели будем характеризовать абсолютной ($\Delta\Phi$) и относительной ($\delta\Phi$) ошибками: $\Delta\Phi = \Phi_{max} + (\Phi_0 - \Phi_{min}) = (\Phi_{max} - \Phi_{min}) + \Phi_0$, $\delta\Phi = \Delta\Phi/(\Phi_{max} - \Phi_{min})$, если $\varphi_0 < 0$ (см. рис.3,*б*), или $\Delta\Phi = \Phi_0 - (\Phi_{max} - \Phi_{min})$, $\delta\Phi = \Delta\Phi/(\Phi_{max} - \Phi_{min})$, если $\varphi_0 > 0$. Так же, как и ε, эти ошибки (и относительная, и абсолютная) зависят от трех параметров: B_T, $t_0 = w_0/w_{erf}$ и $t_1=d_{sl}/w_{erf}$. Численные расчеты показали, что при изменении B_T от 0.05 до 0.25 относительная ошибка $\delta\Phi$ практически не зависит от параметра B_T. Зависимости величины $\delta\Phi$ от параметров t_0, t_1 показаны на рис.4,*в*. Кривая *1* получена при w_0 = 0.18 см, w_{erf} = 55 мкм (t_0 = 32.9). Ромбами отмечены значения $\delta\Phi$, полученные при том же t_0 = 32.9, но при w_0 = 0.36 см и w_{erf} = 109 мкм. Видно, что эти данные хорошо ложатся на кривую *1*, что подтверждает функциональную зависимость $\delta\Phi$ от отношения $t_0 = w_0/w_{erf}$. Из приведенной зависимости $\delta\Phi(t_1)$ следует вывод: чем уже щель, тем меньше относительная ошибка и тем лучше восстанавливается фаза исходного объекта. Этот качественный вывод также согласуется с данными, приведенными на рис.3,*б*. Кроме того, данные рис.4,*в* говорят о том, что при визуализации фазовых объектов с помощью тепловой ячейки Цернике относительный уровень низкочастотных искажений составляет десятки процентов.

Результаты обработки зарегистрированных экспериментально визуализированных изображений некоторых простых фазовых объектов показали наличие эффекта подчеркивания границ во всех случаях [14], что говорит о корректности представленной модели и численных расчетов.

Как отмечалось выше, особенностью тепловой ячейки Цернике является нелокальность ее отклика на воздействие света. Наверное, лучшим вариантом нелинейной ячейки Цернике является вариант, в котором используется нелинейная среда с мгновенным локальным откликом. В качестве последней может быть использована, например, среда с кубической нелинейностью. В такой среде зависимость показателя преломления n от интенсивности света I имеет вид

$$n(\mathbf{r}, t) = n_0 + n_2 I(\mathbf{r}, t). \tag{7}$$

Сравним между собой характеристики ячеек Цернике с кубической и тепловой нелинейностью. Рассмотрим ячейку Цернике с кубической нелинейностью. Будем характеризовать ее параметром $\Theta_Z = k_0 n_2 I_0 L = B$ (ср. с (4)), где I_0 – интенсивность освещающего гауссова пучка в центре, B – интеграл распада. Распределение интенсивности I_{out} в плоскости изображения, полученное при визуализации фазовой щели, представлено на рис.5,*а* (кривая *1*, $\Theta_Z = B = \pi/2$). Для сравнения на этом же рисунке показано распределение в плоскости изображения интенсивности f_{gin} освещающего гауссова пучка в отсутствие щели и ячейки Цернике (кривая *2*). Отметим, что наличие ячейки Цернике приводит к уменьшению интенсивности в центре распределения и к ее увеличению на краях. Здесь мы сталкиваемся с проявлением самовоздействия. При использовании тепловой ячейки Цернике визуализация с коэффициентом передачи $\varepsilon \sim 1$ реализуется при параметре $B_T \sim 0.1$, когда самовоздействие освещающего пучка несущественно. На рис.5,*б* приведено нормированное распределение интенсивности $I_{norm}(x) = I_{out}(x)/f_{gin}(x)$, где $f_{gin}(x) =$

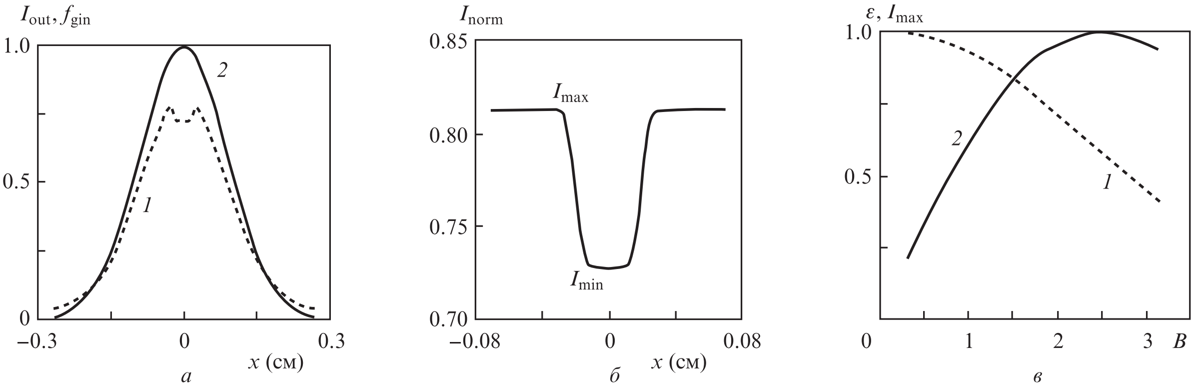


Рис.5. Характеристики процесса визуализации фазовой щели ячейкой Цернике с кубической нелинейностью. Распределения интенсивности в плоскости изображения, полученные при визуализации фазовой щели I_{out} (скачок фазы щели $\varphi_0 = -0.1$ рад, ширина $d_{sl} = 0.04$ см, параметр $B = \pi/2$) (*1*) и в отсутствие фазовой щели и фильтра Цернике f_{gin} (*2*) (*а*). Нормированное распределение интенсивности $I_{norm}(x)$, полученное при визуализации фазовой щели шириной $d_{sl} = 0.04$ см со скачком фазы $\varphi_0 = -0.1$ рад и параметре $B = \pi/2$ (*б*). Зависимости максимального значения интенсивности I_{max} (*1*) и коэффициента передачи ε (*2*) от параметра B (*в*).

$\exp(-2x^2/w_0^2)$. Визуализация прозрачного объекта с помощью ячейки Цернике с кубической нелинейностью лучше, чем с помощью тепловой ячейки (см. рис.3,*б*). Кривую $I_{norm}(x)$ на рис.5,*б* характеризуют два значения интенсивности – максимальное I_{max} и минимальное I_{min}. Отличие I_{max} от единицы связано с самовоздействием излучения в ячейке Цернике. Чем больше B, тем сильнее самовоздействие и тем меньше I_{max}. Такое поведение отражает зависимость $I_{max}(B)$, приведенная на рис.5,*в* (кривая *1*). Величина $\Phi_0 = (I_{min} - I_{max})$ характеризует скачок фазы φ_0 в исходном объекте, она зависит как от параметра B ячейки, так и от скачка фазы φ_0 у исходной щели. Зависимость $\Phi_0(\varphi_0)$ при $|\varphi_0| < 1$ близка к линейной с тангенсом наклона ε, зависящим от B. Найденная зависимость $\varepsilon(B)$ представлена на рис.5,*в* (кривая *2*). Из этой зависимости следует, что максимальный отклик $\varepsilon \approx 1$ достигается при $B = 0.8\pi$.

Важной характеристикой системы визуализации объектов является ее разрешение. Исследуем разрешение тепловой ячейки Цернике. Общепризнанным является критерий разрешения Рэлея [2, 4, 5], согласно которому два объекта считаются разрешенными, если выполнено условие

$$\theta_0 = \frac{d}{z} = 0.61\frac{\lambda}{r_{len}}. \qquad (8)$$

Здесь d – расстояние между объектами; z – расстояние от объектов до линзы; θ_0 – угловое расстояние между объектами; r_{len} – радиус апертуры линзы. Данный критерий справедлив при некогерентном освещении объектов. В случае двух отверстий в непрозрачном экране, освещаемых некогерентным светом, при выполнении условия (8) в плоскости изображения отношение интенсивности в центре I_0 к интенсивности в максимуме I_{max} характерного двугорбого распределения света составляет 0.735. При когерентном освещении двух отверстий плоской волной перпендикулярно плоскости экрана при прочих равных условиях разрешение ухудшается. Примем за критерий разрешения выполнение условия $I_0/I_{max} = 0.735$. Тогда условие разрешения (8) при когерентном освещении изменится [2]:

$$\theta_0 = \frac{d}{z} = 0.82\frac{\lambda}{r_{len}}. \qquad (9)$$

При анализе разрешения тепловой ячейки Цернике будем исходить из критерия (9). В качестве объекта возьмем два «фазовых отверстия», освещаемых гауссовым пучком. В пределах фазовых отверстий фаза освещающего пучка испытывает скачок $\varphi_0 = -0.1\pi$, вне фазовых отверстий фаза остается без изменений. Считаем, что объект находится на расстоянии $z = 400$ см от линзы с фокусным расстоянием $f = 100$ см. Радиусы отверстий $r_0 = 0.014$ см, расстояние между отверстиями $d = 0.056$ см, радиус освещающего гауссова пучка $w_0 = 0.09$ см, шаг дискретизации – 35 мкм. В фокусе линзы расположена тепловая ячейка Цернике с параметром $B_T = 0.15$. Восстановленный по процедуре, описанной в начале разд.3, образ фазового объекта $\Phi(x, y)$ принимает как положительные, так и отрицательные значения. Чтобы иметь возможность построить изображение образа Φ, добавим к нему постоянную величину: $\Psi = \Phi - \min(\Phi)$, $\Psi \geqslant 0$. На рис.6,*а*, *б* представлены распределения $\Psi(x, y)$, полученные при $r_{len} = 0.184$ и 0.276 см соответственно. При $r_{len} = 0.184$ см критерий разрешения Рэлея (9) выполняется точно, значение же $r_{len} = 0.276$ см соответствует ослаблению критерия на 50%. На рис.6,*в*, *г* ($r_{len} = 0.184$ и 0.276 см соответственно) сплошными кривыми представлены восстановленные распределения фазы $\Phi(x)$ в сечении $y = 0$. Штриховые кривые на этих рисунках соответствуют распределению исходного фазового объекта. На основании анализа рис.6 качественно можно сделать следующий вывод: тепловая ячейка Цернике позволяет восстанавливать фазовые объекты с разрешением, близким к рэлеевскому.

Проблема разрешения рассмотренного фазового объекта является более сложной, чем в случае традиционного использования непрозрачного экрана с отверстиями (амплитудный объект). Причина этого – контраст изображения. Фазовый объект дает менее контрастное изображение, чем амплитудный экран. Контраст изображения фазового объекта зависит от скачка фазы φ_0. Чем больше этот скачок, тем легче решается проблема разрешения (по крайней мере, визуально). Однако величина φ_0 ограничена линейным участком передаточной характеристики (см. рис.4). В проведенном нами численном эксперименте $\varphi_0 = -0.1\pi$ и находится на линейном участке передаточной характеристики. Несмотря на перечисленные проблемы, можно констатировать, что наблюдаемое разрешение системы визуализации прозрачных объектов с тепловой ячейкой Цернике близко к разрешению, соответствующему критерию Рэлея (9).

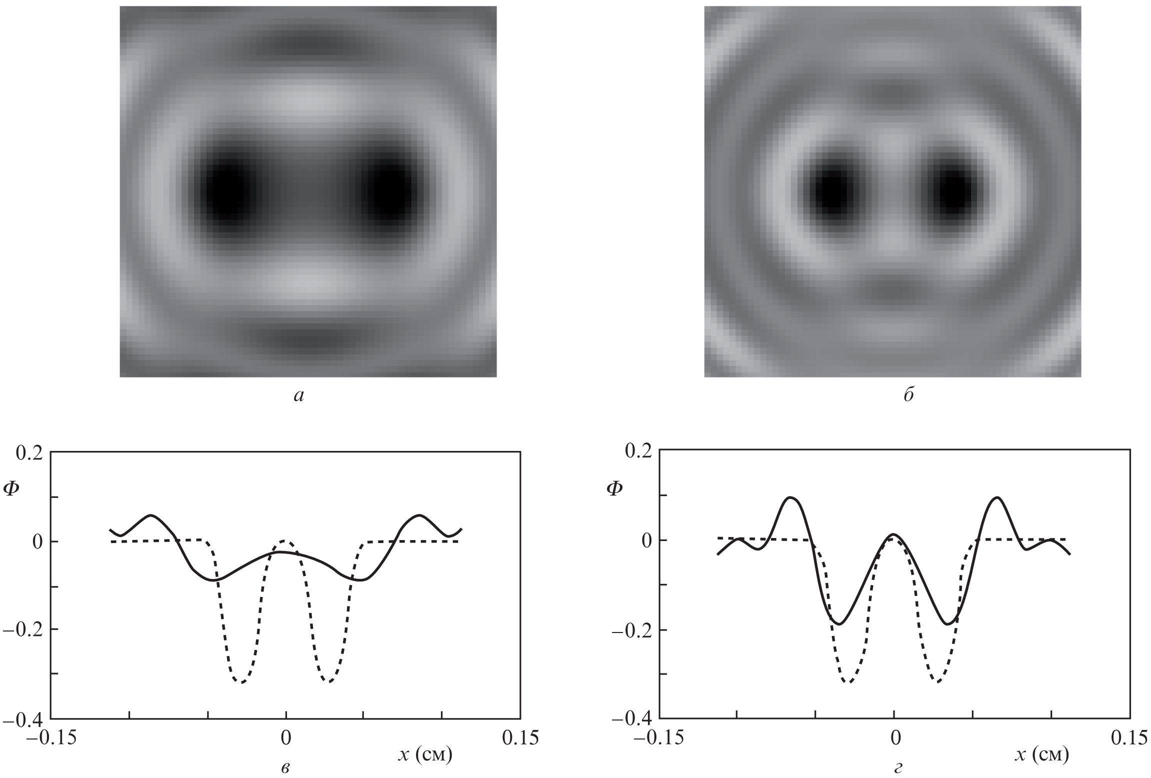


Рис.6. Разрешение фототермического фильтра Цернике. Визуализация двух фазовых отверстий при использовании линзы конечной апертуры. Распределения «смещенного» образа фазы $\Psi(x, y)$, полученные при $r_{\rm len} = 0.184$ (*а*) и 0.276 см (*б*). Распределения восстановленной фазы $\Phi(x, y = 0)$ (сплошная кривая) и исходной фазы (штриховая кривая), полученные при $r_{\rm len} = 0.184$ (*в*) и 0.276 см (*г*).

4. Заключение

Анализ рассчитанных изображений показывает, что в целом визуализированные с помощью фототермической ячейки Цернике изображения хорошо воспроизводят структуру мелкомасштабных фазовых объектов. Нелокальность отклика, характерная для тепловой нелинейности, приводит к низкочастотным искажениям (эффекту подчеркивания контуров), убывающим по мере уменьшения размера фазового объекта. Передаточная характеристика ячейки зависит от параметра $B_{\rm T}$, определяющего вносимый ячейкой набег фазы. Этим параметром относительно просто управлять, меняя мощность освещающего объект лазерного пучка. В частности, при $B_{\rm T} = 0.1-0.25$ в ячейке достигается вполне удовлетворительный динамический диапазон линейного участка передаточной характеристики ($|\Delta\varphi| \leqslant 1$) при коэффициенте передачи (контрасте) $\varepsilon \sim 1$. Процессы теплового самовоздействия в принципе могут исказить процесс визуализации, но при $B_{\rm T} = 0.1-0.25$ их проявления минимальны. Тепловая ячейка демонстрирует высокое разрешение при передаче мелких деталей. Ее разрешающая способность близка к рэлеевской.

1. Zernike F. *Physica*, **9** (7), 686 (1942).
2. Борн М, Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1973).
3. Воронцов М.А., Корябин А.В., Шмальгаузен В.И. *Управляемые оптические системы* (М.: Наука, 1988).
4. Марешаль А., Франсон М. *Структура оптического изображения* (М.: Мир, 1964).
5. Гудмен Дж. *Введение в Фурье-оптику* (М.: Мир, 1970).
6. Чернега Н.В., Бреховских Г.Л., Кудрявцева А.Д. и др. *Квантовая электроника*, **16**, 2530 (1989).
7. Yelleswarapu Ch.S, Kotapalli S.-R., Aranda F.J., et al. *Appl. Phys. Lett*., **89**, 211116-1 (2006).
8. Trevino-Palacios C.G., Castillo V.D.I., Sanchex-de-la-Liave D., et al. *Appl. Opt*., **42** (25), 5091 (2003).
9. Бубис Е.Л. *Препринт ИПФ РАН № 698* (Н.Новгород, 2006).
10. Бубис Е.Л, Матвеев А.З. *Письма в ЖТФ*, **33**, 8 (2007).
11. Бубис Е.Л. *ПТЭ*, № 1, 119 (2009).
12. Pushpa A. K., Vijayan C. *Appl. Opt*., **48** (28), 5259 (2009).
13. Komorowska K., Miniewicz A., Parka J., et al. *J. Appl. Phys*., **92** (10), 5635 (2002).
14. Бубис Е.Л. *Квантовая электроника*, **41** (6), 568 (2011).
15. Bubis E.L., Matveev A.Z. *Preprint IAP RAS № 737* (N. Novgorod, 2007).
16. Бубис Е.Л. *Письма в ЖТФ*, **34** (12), 29 (2008).
17. Stein A. *IEEE J. Quantum Electron*., **10** (4), 427 (1974).
18. Abramovitz M., Stigan I.M. *Handbook of Mathematical Function* (New York: Dover, 1965).
19. Бубис Е.Л., Потемкин А.К., Шубин С.В. *Оптика и спектроскопия*, **90**, 336 (2001).