

Резкие мелкомасштабные возмущения полос при интерференции диспергированных лазерных пучков с широким спектром

О. М. Вохник,^a В. И. Одинцов

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра оптики, спектроскопии и физики наносистем.
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы д. 1, стр. 2.

Поступила в редакцию 08.01.2019, после доработки 25.03.2019, принята к публикации 26.03.2019.

Путем численного моделирования исследована интерференция двух диспергированных лазерных спекл-полей с большой шириной спектра. Обнаружены локальные мелкомасштабные возмущения интерференционных полос, сопровождающиеся резким падением контраста интерференционной картины. Показано, что эти возмущения возникают в областях большого градиента фазы и малого модуля функции взаимной когерентности совпадающих интерферирующих полей. Дано аналитическое описание мелкомасштабных возмущений и оценена вероятность их возникновения.

Ключевые слова: интерференция, широкополосное лазерное излучение, диспергированные пучки, спекл-поля, фазовая сингулярность.

УДК: 535.41. PACS: 42.25.Kb.

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к исследованию взаимодействия широкополосных лазерных пучков связан с перспективами использования лазеров с большой шириной спектра таких, как мощный инфракрасный лазер на окиси углерода со средней длиной волны $\bar{\lambda} = 5800$ нм и шириной линии генерации $\Delta\lambda \approx 0.1\bar{\lambda}$.

Распределение интенсивности $I(\mathbf{r})$ в интерференционной картине, возникающей в области наложения двух широкополосных лазерных полей $E_1(\mathbf{r}, t)$ и $E_2(\mathbf{r}, t)$, дается выражением

$$I(\mathbf{r}) = I_1(\mathbf{r}) + I_2(\mathbf{r}) + (cn/4\pi) \operatorname{Re} \Gamma(\mathbf{r}), \quad (1)$$

где $I_{1,2}(\mathbf{r})$ — интенсивности каждого из полей,

$$\Gamma(\mathbf{r}) = \overline{E_1(\mathbf{r}, t) E_2^*(\mathbf{r}, t)} \quad (2)$$

— функция взаимной когерентности полей, взаимодействующих в один и тот же момент времени t ; черта означает усреднение по времени. Функция взаимной когерентности $\Gamma(\mathbf{r})$, введенная и исследованная в [1], характеризует когерентное взаимодействие двух широкополосных полей в одной точке пространства, приводящее к возникновению стационарной интерференционной картины.

В [2, 3] была обнаружена фазовая сингулярность медленной амплитуды функции взаимной когерентности двух широкополосных пространственно-неоднородных лазерных пучков $\Gamma(\mathbf{r})$ и изучено ее проявление в интерференционной картине.

Ранее многочисленные исследования фазовых сингулярностей были проведены для монохроматических световых полей $E(\mathbf{r})$, их результаты обобщены в обзорах [4, 5].

В немонахроматических частично когерентных полях, где точек нулевой амплитуды нет, фазовые сингулярности поля не возникают, но сингулярные свойства проявляют двухточечные корреляционные функции, описывающие когерентные свойства таких полей. Теоретически [6–11] и экспериментально [12–15] было показано, что фаза комплексной функции спектральной степени когерентности поля в двух точках пространства демонстрирует сингулярное поведение, эти особенности получили название

корреляционных сингулярностей или вихрей когерентности [6, 7]. В зависимости от структуры оптического поля корреляционные сингулярности могут иметь вид краевой круговой [12] или кольцевой [13, 14] дислокации, демонстрировать геликоидальное изменение фазы комплексной функции когерентности [15].

Оптические и корреляционные сингулярности связаны, что впервые было установлено теоретически в [16], где было показано, что оптические вихри переходят в вихри когерентности при снижении степени когерентности поля, а также по мере распространения пучка [17]. Условие одновременного возникновения фазовых сингулярностей оптического поля и корреляционной функции при интерференции частично когерентного света было получено в [18].

Однако ни для оптических полей, ни для корреляционных функций практически не было рассмотрено поведение фазы в области, где она испытывает большой градиент в отсутствие фазовой сингулярности. Такая ситуация реализуется, например, в случае, когда интенсивность светового поля или модуль функции взаимной когерентности имеют локальный минимум в виде узкой ($\sim \lambda$) вытянутой области.

В настоящей работе исследована интерференция лазерных спекл-полей с широким частотным спектром. Установлено, что в областях локального минимума модуля функции взаимной когерентности $\Gamma(\mathbf{r})$ имеет место высокий градиент ее фазы и в интерференционной картине возникают резкие мелкомасштабные возмущения интерференционных полос. Даны теоретическая интерпретация и приближенное аналитическое описание распределения фазы и модуля функции взаимной когерентности (2) в этих областях, оценена вероятность их возникновения. Краткие предварительные данные о мелкомасштабных возмущениях сообщались в работе [19].

1. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ДИСПЕРГИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ С БОЛЬШОЙ ШИРИНОЙ СПЕКТРА

Для эффективного взаимодействия двух пересекающихся широкополосных пространственно-когерентных световых пучков, полученных разде-

^a E-mail: vokhnik@rambler.ru

лением исходного пучка и коррелированно изменяющихся во времени, необходимо совмещение попарно коррелированных слоев когерентности обоих пучков. При большой ширине спектра излучения (сотни см^{-1}) толщина слоя когерентности, определяемая длиной когерентности излучения $l_c = (\lambda)^2/\Delta\lambda$, становится очень мала. Так, для лазера на окиси углерода (см. выше) она составляет $l_c = 5 \cdot 10^{-3}$ см. Непараллельность тонких слоев когерентности, угол между которыми равен углу пересечения пучков ψ , ограничивает ширину области их когерентного взаимодействия в плоскости пересечения величиной $D_c = l_c/\psi$. При $\psi = 4 \cdot 10^{-2}$ рад и приведенном выше значении l_c получим $D_c \sim 1$ мм, что во много раз меньше диаметра лазерного пучка высокой мощности.

Указанное ограничение можно снять при использовании диспергированных световых пучков, в которых слои когерентности наклонены по отношению к фазовым фронтам и не перпендикулярны к оси пучка [20]. Это позволяет при соответствующей установке угла между осями пересекающихся пучков сделать слои когерентности двух пучков параллельными друг другу. Далее, изменяя оптическую длину пути одного из пучков, можно совместить коррелированные слои когерентности обоих пучков, распространяя тем самым область когерентного взаимодействия на все поперечное сечение пересекающихся пучков, независимо от ширины их спектра, значительно повышая при этом эффективность их взаимодействия.

Оптическая схема осуществления интерференции широкополосных лазерных пучков представлена на рис. 1. В качестве диспергирующих элементов в ней используются дифракционные решетки с треугольным профилем штриха, концентрирующие излучение в одном порядке дифракции. Широкополосная плоская световая волна L падает на делительное зеркало 1. Параллельными вертикальными линиями показан слой когерентности толщиной l_c , ориентированный перпендикулярно направлению распространения падающей волны. После отражения от поворотных зеркал 2–4 разделенные световые пучки L_1 и L_2 (указаны стрелками) проходят через тонкие амплитудно-фазовые транспаранты T_1 и T_2 со случайной пространственной структурой, задающие случайные реализации пространственного распределения полей L_1 и L_2 , и установленные непосредственно перед дифракционными решетками G_1 и G_2 .

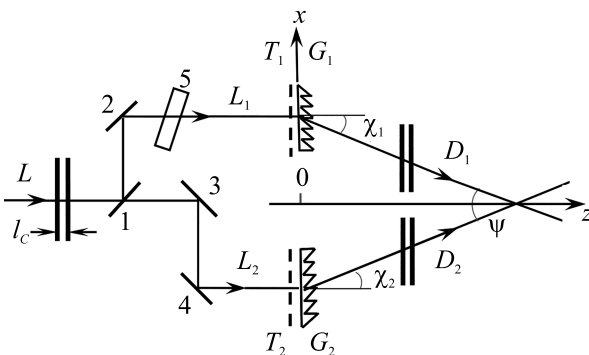


Рис. 1. Оптическая схема интерференции широкополосных диспергированных световых пучков

Дифракционные решетки с ориентацией штрихов перпендикулярно плоскости рисунка работают в противоположных порядках дифракции $m_1 = -m_2$. Направления дифрагированных D_1 и D_2 пучков указаны стрелками.

Что касается слоев когерентности пучков $D_{1,2}$, показанных на рис. 1 такими же линиями, как и слой когерентности l_c исходной волны L , то после прохождения через дифракционные решетки их ориентация не изменяется — в дифрагированном пучке, как и в падающем, они перпендикулярны оси z . Таким образом, осевое направление дифрагированного светового пучка отклонено от нормали к слоям когерентности на некоторый угол $\chi_{1,2}$ (см. ниже). В описанной схеме слои когерентности интерферирующих световых пучков D_1 и D_2 параллельны друг другу, а угол пересечения пучков равен $\psi = |\chi_1 - \chi_2|$. Совмещение попарно коррелированных параллельных слоев когерентности обоих пучков достигается поворотом наклонной стеклянной пластины 5.

2. АНАЛИТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ

Дифракционная решетка G_j ($j = 1, 2$), работающая в порядке дифракции m_j и установленная перпендикулярно оси z , преобразует падающую на нее монохроматическую плоскую волну с волновым вектором $\mathbf{k}(\omega, \alpha_0)$ ($\alpha_0 = \mathbf{k}(\omega, \alpha_0)_\perp$ — перпендикулярная к оси z составляющая волнового вектора $\mathbf{k}(\omega, \alpha_0)$) в плоскую волну с волновым вектором $\mathbf{k}(\omega, \alpha)$, где $\alpha = \alpha_0 + \mathbf{a}_j$, вектор $\mathbf{a}_j$ перпендикулярен к оси z и к направлению штрихов решетки, $|\mathbf{a}_j| = |m_j|(2\pi/d_j)$, d_j — период решетки. Осевое направление широкополосного диспергированного светового пучка D_j после решетки задается вектором $\mathbf{k}(\bar{\omega}, \mathbf{a}_j)$, где $\bar{\omega}$ — средняя частота излучения. Оно образует с осью z угол χ_j , равный углу отклонения дифракционной решеткой G_j для частоты $\bar{\omega}$. При ориентации оси x перпендикулярно штрихам получим $\sin(\chi_j) = a_j/|\mathbf{k}(\bar{\omega})|$, где $a_j = m_j(2\pi/d_j)$ — проекция вектора $\mathbf{a}_j$ на ось x . Если $d_1 = d_2 = d$ и $|m_j| = 1$, то угол $\psi = |\chi_1 - \chi_2| = 2\bar{\lambda}/d$.

Математическое описание интерференции диспергированных широкополосных световых полей удобно провести применительно к схеме интерферометра Маха—Цендера с дифракционными решетками, рассмотренной в [3].

Поля интерферирующих световых пучков представим в виде суперпозиции монохроматических составляющих:

$$E_j(\mathbf{r}, t) = \int_0^\infty \varepsilon(\omega) \exp(i\omega t) E_{j\omega}(\mathbf{r}) d\omega, \quad (3)$$

где

$$E_{j\omega}(\mathbf{r}) = \int \varepsilon_j(\alpha) \exp[-i\mathbf{k}(\omega, \alpha)\mathbf{r}] d^{(2)}\alpha. \quad (4)$$

Временное изменение поля, падающего на делительное зеркало 1 (рис. 1), представим как стационарный случайный процесс, а поперечное пространственное распределение поля после каждого из транспарантов T_j — как однородный гауссов случайный процесс [21].

Введем медленно изменяющиеся амплитуды полей, полагая при $\mathbf{a}_1 = \mathbf{a}$ и $\mathbf{a}_2 = -\mathbf{a}$

$$\begin{aligned} E_{1\omega}(\mathbf{r}) &= A_{1\omega}(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{k}(\omega, \mathbf{a})\mathbf{r}), \\ E_{2\omega}(\mathbf{r}) &= A_{2\omega}(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{k}(\omega, -\mathbf{a})\mathbf{r}). \end{aligned} \quad (5)$$

После выполнения усреднения по времени в формуле (2) функцию взаимной когерентности $\Gamma(\mathbf{r})$ можно представить в виде

$$\Gamma(\mathbf{r}) = B(\mathbf{r}) \exp(-i2ax), \quad (6)$$

где $a > 0$ — проекция вектора $\mathbf{a}$ на ось x ,

$$B(\mathbf{r}) = \int_0^\infty A_{1\omega}(\mathbf{r}) A_{2\omega}^*(\mathbf{r}) \eta(\omega) d\omega \quad (7)$$

— медленно меняющаяся амплитуда функции $\Gamma(\mathbf{r})$, $B(\mathbf{r}) = B'(\mathbf{r}) + iB''(\mathbf{r})$.

За исключением областей фазовой сингулярности и мелкомасштабных возмущений характерный размер изменения $B(\mathbf{r})$ по x и y составляет $\sim \rho_\perp = \bar{\lambda}/2\theta$, где 2θ — угловая расходимость излучения. Если угол между интерферирующими пучками $\psi \gg 2\theta$, то $\rho_\perp$ много больше расстояния между интерференционными полосами $\Lambda = \bar{\lambda}/\psi$.

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

При численном моделировании $\Gamma(\mathbf{r})$ и ее медленной амплитуды $B(\mathbf{r})$ расчет начинался с вычисления полей $E_{j\omega}(\mathbf{r})$ в соответствии с (4). На дискретном множестве значений α_x , α_y с помощью генератора случайных чисел задавались действительная и мнимая части комплексных амплитуд $\varepsilon_j(\alpha)$, распределенные по закону Гаусса. Полученные таким образом два независимых набора комплексных амплитуд $\varepsilon_{1,2}(\alpha)$ использовались в (4) для расчета полей $E_{j\omega}(\mathbf{r})$ и далее в соответствии с (5)–(7) — для определения $\Gamma(\mathbf{r})$ и $B(\mathbf{r})$.

Расчеты были проведены при средней длине волны $\bar{\lambda} = 1000$ нм ($\bar{\omega} = 10^4$ см⁻¹). Форма частотного спектра принималась гауссовой, его ширина $\Delta\omega$ — равной 10^3 см⁻¹. Отношение $(\Delta\omega/\bar{\omega}) \approx 0.1$ было взято таким же, как у лазера на окиси углерода (см. выше). угловая расходимость исходного пучка $2\theta_0$ бралась равной $4 \cdot 10^{-3}$ рад, углы наклона слоев когерентности χ_j — равными $\pm 2 \cdot 10^{-2}$ рад, что обеспечивало разделение угловых спектров пересекающихся пучков.

4. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МОДУЛЯ И ФАЗЫ ФУНКЦИИ ВЗАИМНОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ В ПОПЕРЕЧНОМ СЕЧЕНИИ ПЕРЕСЕКАЮЩИХСЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ И ИНТЕНСИВНОСТЬ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЫ

Приводимые в этом разделе результаты получены путем численного моделирования.

Двумерное распределение $|\Gamma(x, y)| = |B(x, y)|$ представлено на рис. 2, а. Более светлые области соответствуют большим значениям $|B(x, y)|$.

На рис. 2, б показаны линии постоянной фазы $\Phi_B(x, y) = \arg B(x, y) = \text{const}$, значения фазы

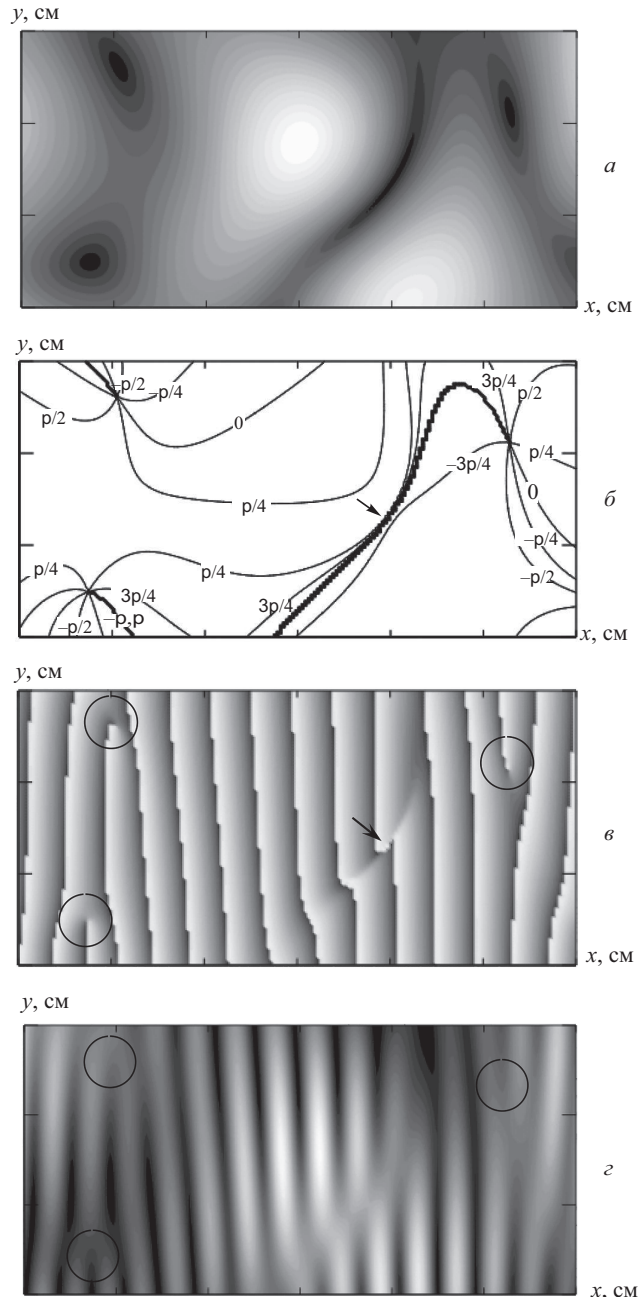


Рис. 2. Двумерные распределения $|B(x, y)| = |\Gamma(x, y)|$ (а); фазовых линий $\Phi_B(x, y) = \text{const}$ (б); фазы $\Phi_\Gamma(x, y)$ (в) и интенсивности интерференционной картины $I(x, y)$ (г).

Цена деления по осям $x, y = 0.006$ см

указаны на кривых. Фазовые линии пересекаются в «нулевых точках», где $|B| = 0$.

Фазовые линии со значениями фазы $\Phi_B = \pm\pi/2$ совпадают с «нулевыми линиями» действительной части медленной амплитуды, определяемыми как решение уравнения $B'(x, y) = 0$. Фазовые линии со значениями $\Phi_B = 0, \pm\pi$ совпадают с «нулевыми линиями» мнимой части B , задаваемыми уравнением $B''(x, y) = 0$

Нулевые точки на рис. 2, б совпадают с нулевыми значениями $|B(x, y)|$ на рис. 2, а.

Для фазы $\Phi_\Gamma(x, y) = \arg \Gamma(x, y)$ из (6) получим соотношение

$$\Phi_\Gamma(x, y) = \Phi_B(x, y) - 2ax. \quad (8)$$

На рис. 2, в представлено двумерное распределение фазы $\Phi_{\Gamma}(x, y)$. Более светлые области соответствуют большим значениям фазы. Если в (6) положить $B = 1$, то набор прямолинейных фазовых линий с различными значениями Φ_{Γ} имеет вид прямолинейных полос, повторяющихся с периодом $\Lambda = \pi/a$. Зависимость B от x, y нарушает регулярную картину полос. Пространственные флуктуации B' и B'' , происходящие на длине $\sim \rho_{\perp}$, приводят к плавному хаотическому искажению полос и нарушению их пространственной периодичности.

Ранее наблюдавшаяся и изученная в [2, 3] фазовая сингулярность медленной амплитуды $B(x, y)$ проявляется в наличии около нулевых точек характерного раздвоения полос — «вилок» — в поперечном распределении фазы $\Phi_{\Gamma}(x, y)$ и интенсивности интерференционной картины $I(x, y)$ (рис. 2, г) (отмечены окружностями на рис. 2, в и 2, г). Подобное раздвоение наблюдалось и при интерференции монохроматических световых пучков [4, 5].

Наряду с «вилками» обнаружены резкие мелко-масштабные возмущения пространственного распределения фазы $\Phi_{\Gamma}(x, y)$, возникающие в местах, где нулевые линии $B' = 0$ и $B'' = 0$ проходят близко друг к другу. На рис. 2, б стрелкой указана область, в которой нулевая линия $B' = 0$ со значением фазы $\Phi_B = \pi/2$ и нулевая линия $B'' = 0$ со значением фазы $\Phi_B = \pi$ постепенно сближаются до расстояния $h \approx 10^{-4}$ см, а затем, не пересекаясь, медленно расходятся. При этом изменение Φ_B на величину $\pi/2$ происходит в узкой полосе шириной $\sim \lambda$. В распределении фазы $\Phi_{\Gamma}(x, y)$ на рис. 2, в эта область большого градиента Φ_B также указана стрелкой. Отметим, что, как и при фазовой сингулярности, быстрое изменение Φ_B происходит в области малых значений $|B|$.

Рис. 2, г иллюстрирует проявление фазовых дислокаций и мелко-масштабных возмущений фазы в поперечном распределении интенсивности $I(x, y)$ интерференционной картины, возникающей при наложении световых пучков. Видно, что контраст интерференционной картины резко падает в области мелко-масштабных возмущений фазы.

На рис. 3, а распределение фазы Φ_{Γ} в области большого градиента Φ_B представлена в увеличенном масштабе. Линии постоянной фазы $\Phi_{\Gamma}(x, y) = \text{const}$ и нулевые линии действительной и мнимой частей функции $B(x, y)$ в этой области приведены на рис. 3, в. Теоретическое рассмотрение хода фазовых линий $\Phi_{\Gamma} = \text{const}$ в случае параллельных нулевых линий приведено в разд. 5.

Другая картина мелко-масштабного возмущения фазы Φ_{Γ} , обусловленного большим градиентом Φ_B , возникает, когда нулевые линии действительной и мнимой частей, пересекающиеся в нулевой точке, идут под малым углом друг к другу. Двумерное распределение фазы $\Phi_{\Gamma}(x, y)$, фазовых линий $\Phi_{\Gamma}(x, y) = \text{const}$, а также нулевых линий действительной и мнимой частей функции $B(x, y)$ для этого случая приведены на рис. 3, б и рис. 3, г. Области большого градиента Φ_B располагаются слева и справа от нулевой точки.

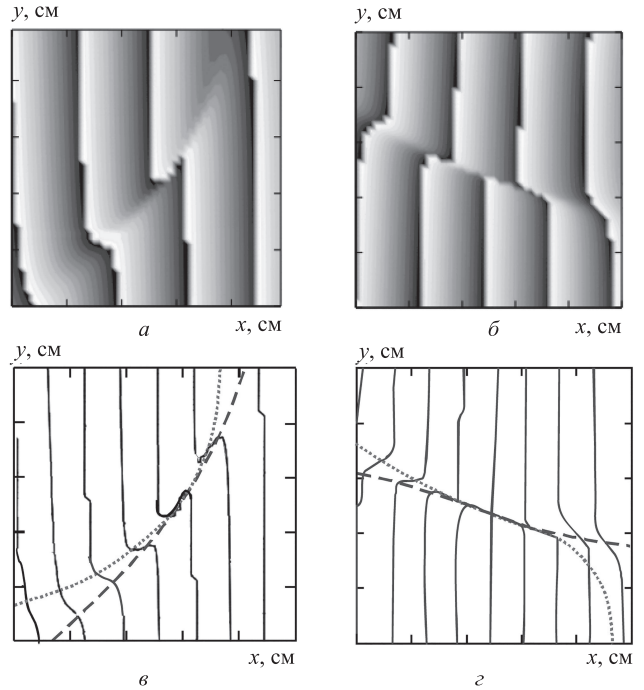


Рис. 3. Двумерные распределения (а), (б) фазы Φ_{Γ} функции $\Gamma(x, y)$; (в), (г) фазовых линий (сплошные кривые), нулевых линий действительной (пунктирные кривые) и мнимой (штриховые кривые) частей функции (x, y) в области большого градиента фазы Φ_B ; цена деления по осям x, y — 0.002 см

Ход фазовых линий $\Phi_{\Gamma} = \text{const}$ в указанных областях характеризуется их резким смещением в направлении оси x , которое на основании (8) должно компенсировать изменение Φ_B в области высокого градиента между нулевыми линиями. Особенно четко это видно на ближайших к нулевой точке фазовых линиях Φ_{Γ} . По мере расхождения нулевых линий $B' = 0$, $B'' = 0$ и уменьшения градиента Φ_B искривление хода линий Φ_{Γ} становится все более плавным. Угол между нулевыми линиями в приведенной иллюстрации составляет $\sim 3^\circ$, их наклон к оси x — $\sim 20^\circ$.

5. АНАЛИТИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ФАЗОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА ОСНОВЕ ЛИНЕЙНОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

Представим непересекающиеся нулевые линии в области их наибольшего сближения в виде двух параллельных прямых. На рис. 4 около нулевых линий $B' = 0$ (1) и $B'' = 0$ (2) указаны значения фазы Φ_B . Перпендикулярно к нулевым линиям проведем координатную ось ξ . При выборе начала отсчета $\xi = 0$ посередине между нулевыми линиями координаты точек пересечения равны $\xi_1 = -h/2$, $\xi_2 = h/2$, где h — расстояние между нулевыми линиями.

Полагая $B = B(\xi)$, запишем в линейном приближении, справедливом при $|\xi| \ll \rho_{\perp}$,

$$B'(\xi) = M_1(\xi - \xi_1), \quad B''(\xi) = M_2(\xi - \xi_2), \quad (9)$$

где $M_1 = \left. \frac{\partial B'(\xi)}{\partial \xi} \right|_{\xi_1}$, $M_2 = \left. \frac{\partial B''(\xi)}{\partial \xi} \right|_{\xi_2}$. Из (9) следует соотношение $M_1 B''(\xi) = -M_2 B'(-\xi)$. Учет значе-

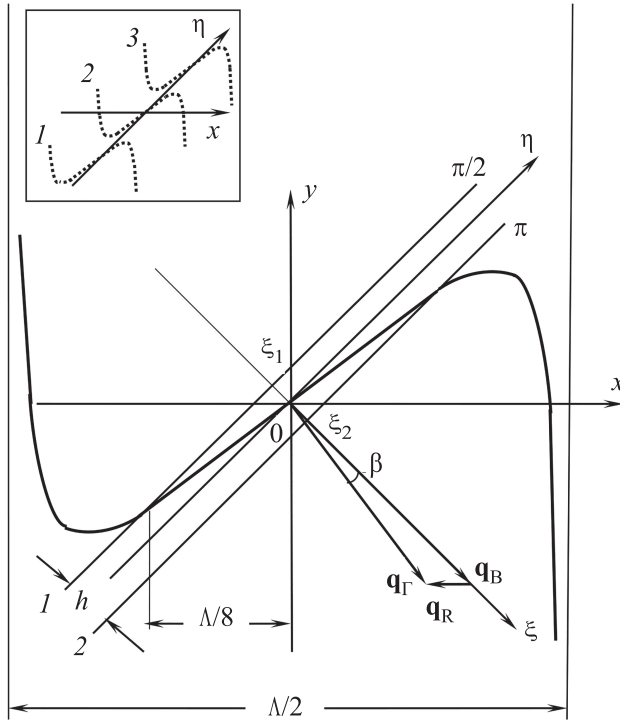


Рис. 4. Схематическое представление мелкомасштабных фазовых возмущений в линейном приближении для случая непересекающихся нулевых линий; на врезке слева вверху: фазовые линии со значениями фазы $\Phi_\Gamma = \pi/2$ (1), 0 (2), $-\pi/2$ (3)

ний Φ_B на нулевых линиях (см. рис. 3, 6) дает $M_1 < 0$, $M_2 < 0$.

Отношение $\zeta = B''/B' = \tan \Phi_B$ может быть представлено как функция безразмерной переменной $\hat{\xi} = \xi/(h/2)$

$$\zeta(\hat{\xi}) = K \frac{\hat{\xi} - 1}{\hat{\xi} + 1}, \quad (10)$$

где $K = M_2/M_1$. Из (10) следует $\zeta(-\hat{\xi})\zeta(\hat{\xi}) = K^2$.

При $|\hat{\xi}| \gg 1$ из (9), (10) можно получить

$$\Phi_B(\hat{\xi}) - \Phi_B(-\hat{\xi}) \cong \pm\pi. \quad (11)$$

Путем численного моделирования были получены зависимости B' и B'' от координаты $\hat{\xi}$. При $|\hat{\xi}| < 10$ они оказались практически линейными, что обуславливает высокую точность линейного приближения. По этим зависимостям из (9) были определены постоянные M_1 и M_2 и найдено значение $K = 1.194$.

На рис. 5 представлена зависимость $\Phi_B(\hat{\xi})$, полученная с использованием аналитического представления $\zeta(\hat{\xi})$ (10). Ее отличие от численного расчета крайне мало и в среднем по интервалу изменения $\hat{\xi}$ составляет $\Delta\Phi \cong 0.002\pi$. При $\hat{\xi} \rightarrow -\infty$ $\Phi_B \rightarrow \pi/4$, а при $\hat{\xi} \rightarrow \infty$ $\Phi_B \rightarrow 5\pi/4$.

При использовании координат ξ , x формула (8) принимает вид

$$\Phi_\Gamma(\xi, x) = \Phi_B(\xi) - 2ax. \quad (12)$$

Как видно из рис. 5, в полосе между нулевыми линиями зависимость $\Phi_B(\hat{\xi})$ мало отличается от линейной. Это позволяет приближенно записать при $\xi_1 < \xi < \xi_2$

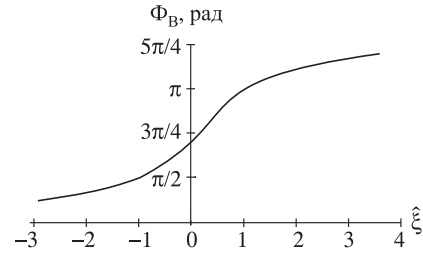


Рис. 5. Значения фазы Φ_B вблизи непересекающихся нулевых линий в зависимости от параметра $\hat{\xi} = \xi/(h/2)$

$$\Phi_B(\xi) \approx \frac{\pi}{2h}\xi + \frac{3}{4}\pi. \quad (13)$$

На основании (12), (13) фазовые линии в полосе между нулевыми линиями 1 и 2 (см. рис. 4) представляют собой прямые, ориентированные перпендикулярно вектору $\mathbf{q}_\Gamma = \mathbf{q}_B + \mathbf{q}_R$, где вектор $\mathbf{q}_B$ направлен по оси ξ , $|\mathbf{q}_B| = \pi/2h$, а вектор $\mathbf{q}_R$ антипараллелен положительному направлению оси x , $|\mathbf{q}_R| = 2a$. При $h = 1.1 \cdot 10^{-4}$ см, $\Lambda = 2.5 \cdot 10^{-3}$ см расчет угла β между вектором $\mathbf{q}_\Gamma$ и осью ξ дает $\beta \approx 0.14$ рад. Смещение фазовой линии $\Phi_\Gamma = \text{const}$ в направлении оси x в полосе между нулевыми линиями составляет $\Delta x = \Lambda/4$. Полное смещение по оси x на основании (12) $\Delta x = \Lambda/2$.

Помимо фазы функции $B(\xi)$, в линейном приближении можно получить выражение для ее модуля. Полагая для простоты $M_1 = M_2 = M$ и используя (9), найдем

$$|B(\xi)| = \sqrt{2}|M|\sqrt{\xi^2 + h^2/4}. \quad (14)$$

В области высокого градиента Φ_B между нулевыми линиями $|\xi| < h/2$ и значения $|B|$ малы, что согласуется с представленными на рис. 2, а результатами численного моделирования, где $|B|$ в указанной области — темная узкая полоса.

Из (13), (14) получим, что, независимо от расстояния h между близкими нулевыми линиями, модули градиента фазы и функции $B(\xi)$ связаны соотношением

$$|\nabla\Phi_B(\xi=0)||B(\xi=0)| = (\pi/2\sqrt{2})|M| = \text{const}. \quad (15)$$

Приведенные выше аналитические оценки, полученные на основе линейного приближения, в целом хорошо согласуются с результатами численного моделирования, представленными на рис. 2.

Отметим, что, как следует из [3], аналогичное соотношение

$$\nabla\Phi_B(\rho)|B(\rho)| = \text{const} \quad (16)$$

(ρ — расстояние до нулевой точки) имеет место и может быть получено и в случае фазовой сингулярности [3].

Оценим вероятность возникновения мелкомасштабных фазовых возмущений. В случае пересекающихся нулевых линий вероятность того, что угол между ними $\gamma < \hat{\gamma} \ll 1$, составляет $w(\hat{\gamma}) = 2\hat{\gamma}/\pi$. При $\hat{\gamma} = 0.1$ расчет дает, что при $\rho_\perp = 0.025$ см на площади интерференционной картины 1 см² приходится около 100 мелкомасштабных возмущений.

В случае непересекающихся нулевых линий потребуем, чтобы их отклонение от параллельности не превышало $\hat{\gamma} \ll 1$. Вероятность того, что почти параллельные нулевые линии находятся друг от друга на малом расстоянии $h < \hat{h} \ll \rho_{\perp}$, $w(\hat{h}) \sim \hat{h}/\rho_{\perp}$. Вероятность получения почти параллельных близко расположенных нулевых линий $w(\hat{\gamma}, \hat{h}) = w(\hat{\gamma})w(\hat{h})$. При $\hat{\gamma} \approx 0.1$, $\hat{h} = 10^{-4}$ см можно получить, что одно такое мелкомасштабное возмущение приходится на 2.5 см^2 площади интерференционной картины.

Как и фазовая сингулярность, явление мелкомасштабных возмущений имеет чисто математическую природу, представляя собой общее свойство комплексных функций поперечных координат, описывающих стационарные случайные процессы.

Аналогичные рассмотренным выше мелкомасштабные возмущения фазы в местах близкого расположения нулевых линий будут иметь место и в поперечном распределении поля монохроматического пространственно-неоднородного светового пучка. В этом случае они приводят к резким мелкомасштабным искажениям его волнового фронта.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Путем численного моделирования изучена интерференция двух диспергированных лазерных спекл-полей с широким частотным спектром. Обнаружены и изучены резкие локальные мелкомасштабные возмущения интерференционных полос, сопровождающиеся падением контраста интерференционной картины. Дано аналитическое описание мелкомасштабных возмущений на основе линейного приближения, хорошо согласующееся с результатами численного моделирования, оценена вероятность их возникновения. Отмечено, что явление мелкомасштабных возмущений имеет математическую природу, выражая общее свойство случайных комплексных функций. Указано, что в случае монохроматических многомодовых лазерных пучков подобные фазовые возмущения должны приводить к резким мелкомасштабным искажениям волнового фронта.

Sharp Small-Scale Perturbations of Fringes at the Interference of Dispersed Broad-Spectrum Laser Beams

O. M. Vokhnik^a, V. I. Odintsov

Department of optics, spectroscopy and physics of nanosystems, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^avokhnik@rambler.ru.

The interference of two dispersed laser speckle-fields with a great spectrum width has been studied by numerical modeling. Local small-scale perturbations of interference fringes with an abrupt drop of contrast in the interference picture have been revealed. It has been shown that these perturbations occur in the region of a large phase gradient and a small module of the mutual coherence function of coinciding interfering fields. The analytical description of small-scale perturbations is given, and the probability of their appearance is estimated.

Keywords: interference, broadband laser radiation, dispersed beams, speckle fields, phase singularity.

PACS: 42.25.Kb.

Received 08 January 2019.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2019. **74**, No. 4. Pp. 378–384.

Сведения об авторах

1. Вохник Ольга Михайловна — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495) 939-36-59, e-mail: vokhnik@rambler.ru.
2. Одинцов Владимир Иванович — доктор физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-36-59.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Одинцов В. И., Соколова Е. Ю. // Опт. и спектр. 2006. **101**, № 3. С. 505. (Odintsov V. I., Sokolova E. Yu. // Opt. and spectr. 2006. **101**, N 3. P. 478.)
2. Вохник О. М., Одинцов В. И. // Сборник трудов VIII-й Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики». Санкт-Петербург. Университет ИТМО. 2014. С. 201. [Электронный ресурс] Режим доступа http://conf-bpo.ifmo.ru/files/2014_materials.pdf.
3. Вохник О. М., Одинцов В. И. // Квант. Электроника. 2018. **48**, № 2. С. 165. (Vokhnik O. M., Odintsov V. I. // Quantum Electron. 2018. **48**, N 2. P. 165.)
4. Soskin M. S., Vasnetsov M. V. // Singular optics, in Progress in Optics. 2001. **42**. P. 219. (Amsterdam: Elsevier, ed E. Wolf)
5. Dennis M. R., O'Holleran K., Padgett M. J. Singular optics: Optical Vortices and Polarization Singularities, in Progress in Optics. 2009. **53**. P. 293 (Amsterdam: Elsevier, ed E. Wolf)
6. Schouten H. F., Gbur G., Visser T. D., Wolf E. // Opt. Lett. 2003. **28**, N 12. P. 968.
7. Gbur G., Visser T. D. // Opt. Comm. 2003. **222**, N 1–6. P. 117.
8. Maleev I. D., Palacios D. M., Marathay A. S., Swartzlander G. A., Jr // J. Opt. Soc. Am. B, 2004. **21**, N 11. P. 1895.
9. Maleev I. D., Swartzlander G. A., Jr. // J. Opt. Soc. Am. B. 2008. **25**, N 6. P. 915.
10. Gbur G., Swartzlander G. A., Jr. // J. Opt. Soc. Am. B. 2008. **25**, N 9. P. 1422.
11. Stahl C. S. D., Gbur G. // Opt. Lett. 2014. **39**, N 20. P. 5985.
12. Bogatyryova G. V., Fel'de C. V., Polyanskii P. V. et al. // Opt. Lett. 2003. **28**, N 11. P. 878.
13. Palacios D. M., Maleev I. D., Marathay A. S., Swartzlander G. A., Jr. // Phys. Rev. Lett. 2004. **92**, N 14. 143905.
14. Garcia B. P., Yepiz A., Hernandez-Aranda R. I. et al. // Opt. Lett. 2016. **41**, N 15. P. 3471.
15. Wang W., Duan Z., Hanson S. G. et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. **96**. 073902.
16. Gbur G., Visser T. D. // Opt. Comm. 2006. **259**. P. 428.
17. van Dijk T., Visser T. D. // J. Opt. Soc. Am. A, 2009. **26**, N 4. P. 741.
18. Gan C. H., Gbur G. // Opt. Comm., 2007. **280**. P. 249.
19. Vokhnik O. M., Odintsov V. I. // ЖПС. 2016. **83**, N 6–16. P. 302.
20. Одинцов В. И., Соколова Е. Ю. // Квант. Электроника. 1994. **21**, № 8. С. 778. (Odintsov V. I., Sokolova E. Yu. // Quantum Electron. 1994. **21**, N 8. P. 778.)
21. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиопфизику и оптику. М.: Наука, 1981. 640 с. (Akhmanov S. A., Dyakov Yu. E., Chirkin A. S. Introduction to Statistical Radiophysics and Optics. Berlin: Springer, 1988.)