

ДИСЛОКАЦИИ ВОЛНОВОГО ФРОНТА СПЕКЛ-НЕОДНОРОДНОГО ПОЛЯ (ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ)

*Н.Б.Баранова, Б.Я.Зельдович, А.В.Мамаев
Н.Ф.Пилипецкий, В.В.Шкунов*

Для спекл-неоднородного монохроматического поля рассчитано среднее число N дислокаций волнового фронта на см^2 поперечного сечения пучка: $N \sim (\Delta\theta)^2/\lambda^2$, где $\Delta\theta$ — угловая расходимость. В этих точках комплексная амплитуда поля обращается в нуль. Экспериментально зарегистрированы дислокации волнового фронта спекл-неоднородного поля при наблюдении интерференции со вспомогательной опорной волной; их среднее число хорошо согласуется с теоретическим предсказанием.

Вопрос о структуре волнового фронта оптического излучения представляет большой интерес в связи с задачей трансформации и коррекции пучков с помощью адаптивных изгибаемых зеркал [1]. Особое внимание привлекает проблема дислокаций волнового фронта.

Для монохроматического поляризованного пучка с достаточно развитыми неоднородностями комплексной амплитуды появление дислокаций волнового фронта является неизбежным. Для вещественного монохроматического поля $E_{\text{вещ}}(\mathbf{r}, z, t)$ с центральным направлением распространения вдоль оси z введем медленную комплексную амплитуду $\tilde{E}(\mathbf{r}, z)$ определением

$$E_{\text{вещ}}(\mathbf{r}, z, t) = \frac{1}{2} \{ e^{-i\omega t + ikz} E(\mathbf{r}, z) + e^* e^{i\omega t - ikz} E^*(\mathbf{r}, z) \},$$

где $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны в среде. Тогда поверхность волнового фронта определяется уравнением

$$kz + \arcsin(\text{Im}E(\mathbf{r}, z)/|E(\mathbf{r}, z)|) = \text{const}. \quad (1)$$

Отсюда видно, что особенности поверхности (1) совпадают с нулями модуля $E(r, z) = \sqrt{(\operatorname{Re} E)^2 + (\operatorname{Im} E)^2}$. В данном поперечном сечении пучка $z = \text{const}$ нули амплитуды $|E|$ появляются при одновременном выполнении равенств

$$\operatorname{Re} E(x, y, z) = 0, \quad \operatorname{Im} E(x, y, z) = 0, \quad (2)$$

которые в общем случае удовлетворяются в дискретных точках плоскости (x, y) . При распространении пучка вдоль z эти точки описывают некоторые криволинейные траектории. Если данная линия $|E(r, z)| = 0$ соответствует простым, т. е. не кратным нулям уравнений (2), то при обходе вокруг этой линии по замкнутому контуру фаза (1) комплексной амплитуды $E(r, z)$ сдвигается на 2π или -2π . Этому отвечает поверхность волнового фронта с винтовой дислокацией, соответственно правой или левой. Нетрудно понять, что при распространении поля вдоль z винтовые дислокации могут зарождаться и аннигилировать только парами с противоположными знаками спиральности. Несколько иное рассмотрение дислокаций волнового фронта дано в [2 - 4].

Для случайного комплексного поля можно получить явное выражение для среднего числа нулей NS на площади S :

$$NS = \langle \int \delta(E_1) \delta(E_2) dE_1 dE_2 \rangle, \quad (3)$$

где $E_1 = \operatorname{Re} E(x, y)$; $E_2 = \operatorname{Im} E(x, y)$. При переходе от интегрирования по $dE_1 dE_2$ к переменным $dx dy$ возникает якобиан $G \equiv |E_{1x} E_{2y} - E_{1y} E_{2x}|$, где $E_{1x} \equiv \partial E_1 / \partial x$ и т. д. Для усреднения необходимо задать шестимерную плотность вероятности $W(E_1, E_2, E_{1x}, E_{1y}, E_{2x}, E_{2y})$. Для спекл-неоднородного поля с гауссовой статистикой это дает

$$N = \frac{2\pi}{\lambda^2} \sqrt{\det \hat{C}}; \quad C_{ik} = \overline{\theta_i \theta_k} - \bar{\theta}_i \bar{\theta}_k. \quad (4)$$

Здесь чертой обозначено усреднение по нормированному угловому спектру $j(\theta_x, \theta_y)$, характеризующему "серую" расходимость спекл-неоднородного поля:

$$\overline{\theta_i^n} = \int \theta_i^n j(\theta_x, \theta_y) d^2\theta.$$

При этом под "серой" мы подразумеваем нерегулярную часть расходимости, т. е. ту, которую нельзя устранить введением в пучок плавных линз.

В описываемом эксперименте зарегистрированы дислокации волнового фронта спекл-неоднородного лазерного пучка и измерена их плотность в зависимости от "серой" расходимости. Для визуализации дислокаций использовалась интерференция исследуемой спекл-неоднородной волны $E(r, z)$ с плоской опорной волной E_0 , наклоненной на угол α , заметно превышающий расходимость исследуемой волны. Несложно убедиться, что дислокации волнового фронта $E(r, z)$ соответствуют рождению (уничтожению) интерференционной полосы. При интерферен-

ции двух полей, не имеющих дислокаций, интерференционные полосы непрерывны. Схема эксперимента приведена на рис. 1. Одномодовый линейно-поляризованный пучок He-Ne-лазера ЛГ-38 делился на два — опорный E_0 и сигнальный $E(r, z)$. Сигнальный пучок расширялся телескопом до диаметра $\approx 4,7$ мм и пропускался через диафрагмированную фазовую пластинку Φ (стандартную для экспериментов по обращению волнового фронта [5]). В результате сигнальный пучок приобретал сильные фазовые искажения, а амплитуда в пределах апертуры диафрагмы была почти постоянной. По мере распространения фазовая модуляция переходила и в амплитудную — сигнальный пучок приобретал развитую спекл-структуру. Фазовая пластинка была достаточно сильной, чтобы в искаженной волне не было выделенной регулярной компоненты; а расходимость излучения $\Delta\theta(FWe^{-1}M) = 6,7 \cdot 10^{-3}$. Опорный и сигнальный пучок интерферировали на фотопленке $\Phi\Pi$, удаленной на расстоянии $R = 9,5$ м от фазовой пластинки.

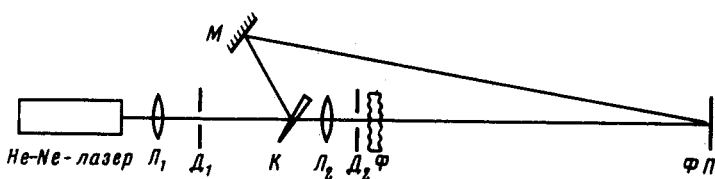


Рис. 1. Схема эксперимента. Опорная волна создавалась отражением от клина K и глухого зеркала M . D_1 — пространственный фильтр в фокусе первой линзы телескопа L_1, L_2

На рис. 2 приведена фотография: а) участка спекл-картины сигнальной волны $E(r, z)$, б) того же участка, но промодулированного интерференцией с волной E_0 . Точки рождения и уничтожения интерференционных полос отвечают дислокациями волнового фронта и, тем самым нулями амплитуды $E(r, z)$. Сравнивая фотографии а) и б) можно убедиться, что нуль амплитуды спекл-неоднородного поля возникает далеко не во всех минимумах спекл-картины. На рис. 2, в дано более крупное изображение с двумя дислокациями противоположных знаков.

Для измерения плотности дислокаций N (см^{-2}) спекл-поля подсчитывалось количество точек зарождения и уничтожения интерференционных полос на кадре фотопленки $2,3 \times 3,3 \text{ см}^2$. Серая расходимость поля $E(r, z)$ в плоскости кадра определялась углом видения диафрагмы D_2 . $\theta_0 = d/2R$, где d — диаметр диафрагмы, и варьировалась изменением диаметра диафрагмы в пределах $5,8 \cdot 10^{-5} \leq \theta_0 \leq 1,8 \cdot 10^{-4}$ рад. При этом угловой спектр на фотопленке имел форму "столика": $j(\theta) = 1/\pi\theta_0^2$; при $|\theta| \leq \theta_0$ и $j(\theta) = 0$ при $|\theta| > \theta_0$. Для такого углового спектра из формулы (4) получаем $N = \pi\theta_0^2/2\lambda^2$. На рис. 3 приведены экспериментальные точки зависимости \sqrt{N} от диаметра d . Для диаметра диафрагмы $d = 2,2$ мм показан разброс значений \sqrt{N} для разных реализаций спекл-картины. Сплошная прямая соответствует теоретической зависимости (4).

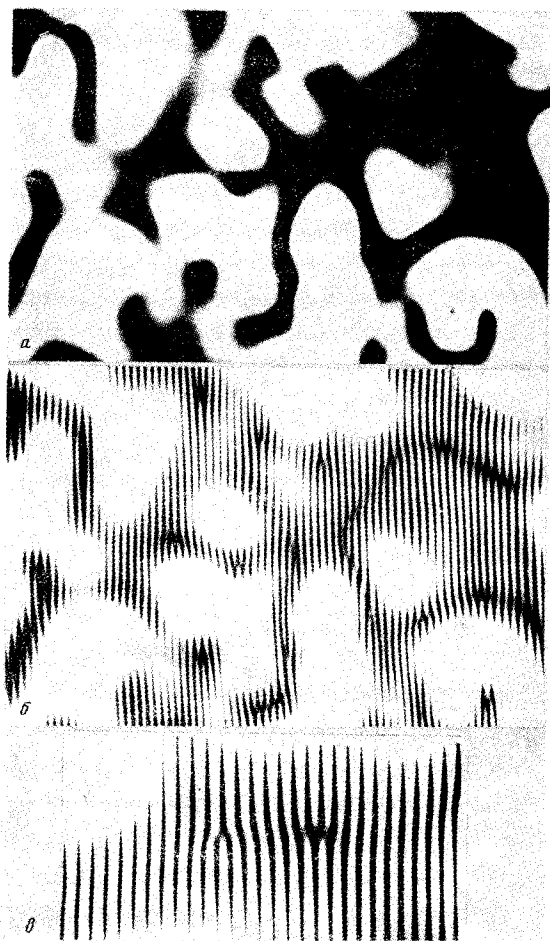


Рис. 2. Фотография участка спекл-структуры исследуемого поля без опорной волны (а) и в присутствии опорной волны (б); в) — увеличенное изображение двух дислокаций противоположного знака спиральности. Одной из них отвечает появление лишней интерференционной полосы (при прослеживании полос снизу вверх), другой — исчезновение полосы

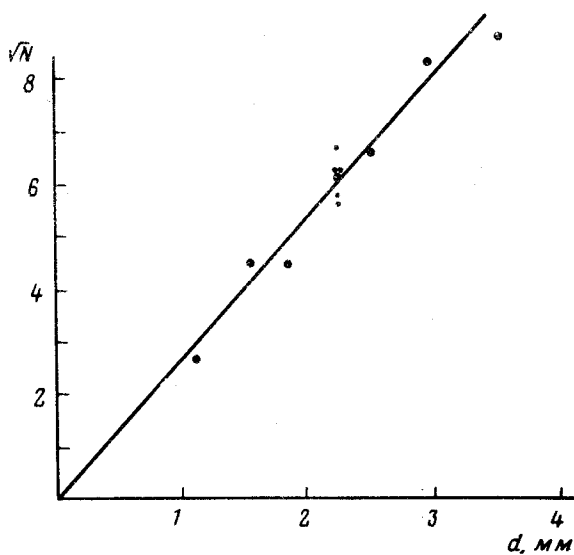


Рис. 3. Экспериментальные точки и теоретическая зависимость \sqrt{N} от диаметра d , пропорционального серой расходимости сигнальной волны

Таким образом, в настоящей работе зарегистрированы дислокации волнового фронта спекл-неоднородного лазерного пучка, рассчитана и измерена их плотность в зависимости от величины "серой" расходимости. Результаты эксперимента с точностью до 5% согласуются с теорией. Наличие дислокаций волнового фронта должно приводить к ограничениям эффективности его исправления или обращения с помощью непрерывных изгибаемых зеркал. В самом деле, поверхность зеркала невозможно превратить в поверхность с винтовой дислокацией, не нарушая условия непрерывности. В отличие от этого, при обращении волнового фронта методом вынужденного рассеяния [5] отражающими являются поверхности волнового фронта звуковой волны, которые могут также обладать дислокациями того же типа.

Авторы искренне благодарны А.Л.Гюламиряну и И.И.Собельману за ценные обсуждения.

Институт проблем механики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
25 декабря 1980 г.

Литература

- [1] Special issue of JOSA on Adaptive Optics, JOSA, 1977. 67, №3; Дж. У. Харди. ТИИЭР, 66, 31, 1978.
 - [2] J.F.Nye, M.V.Berry. Proc. Roy. Soc. London, A336, 165, 1974.
 - [3] F.J.Wright. In Structural Stability in Physics, eds. W.Güttinger and H.Eikemeier (Springer, Berlin 1979).
 - [4] M.V.Berry, J.F.Nye, F.J.Wright. Phil. Trans. London, A-291, №1382, p. 454, 1979.
 - [5] Б.Я.Зельдович, В.И.Поповичев, В.В.Рагульский, Ф.С.Файзуллоев. Письма в ЖЭТФ, 15, 160, 1972.
-