

01:07

## Динамика дислокаций и дисклинаций поля маломодового волокна:

### I. Рождение и аннигиляция $C^\pm$ дисклинаций

© А.В. Воляр, Т.А. Фадеева

Симферопольский государственный университет

Поступило в Редакцию 11 ноября 1996 г.

Экспериментально и теоретически показано, что динамика взаимопревращений особенностей поля  $LP_{11}$  модовой комбинации маломодового волокна определяется взаимодействием циркулярно поляризованных чисто краевых  $C^+$  и  $C^-$  дисклинаций.  $C^+$  и  $C^-$  дисклинации соответствуют особенностям поля, для которых напряженность правоциркулярно или левоциркулярно поляризованного поля обращается в ноль. В процессе распространения однородно линейно поляризованные  $D_y$  дислокации распадаются на четыре  $C^+$  дисклинации, бегущие навстречу друг другу. При встрече каждая пара  $C^+$  и  $C^-$  дисклинаций аннигилирует и образует линейную поляризацию. Поле рожденной линейно поляризованной дисклинации противофазно накладывается на первоначальное поле и образует однородно линейно поляризованное поле с  $D_x$  дислокацией.

В процессе распространения световых волн через оптические волокна происходит интерференционный обмен энергией между полями собственных мод, имеющих близкие значения постоянной распространения  $\beta$ . Такие полевые превращения хорошо иллюстрируются на примере  $LP_{11}$ . Эта мода имеет четырехкратное вырождение — дважды по четности и дважды по поляризации, и является комбинацией четной или нечетной  $HE_{21}$  моды и  $TM_{01}$  или  $TE_{01}$  собственных мод, имеющих в скалярном приближении волнового уравнения одинаковые постоянные распространения  $\tilde{\beta}$ . В первом приближении векторного волнового уравнения каждая из собственных мод получает дополнительную поляризационную поправку к постоянной распространения  $\Delta\beta$  [1]. Наличие поправки  $\Delta\beta$  снимает вырожденность  $LP_{11}$  моды и вызывает поляризационные превращения распределения напряженности поперечного электрического и магнитного полей.

В работе [2] нами было показано, что поля собственных мод оптических волокон включают в себя оптические вихри (винтовые дислокации), посредством которых можно описывать возмущения полей волокна. Однако для полного описания эволюции  $LP_{11}$  волнового поля уже недостаточно использования только оптических вихрей. Необходимо расширить классификационные рамки скалярных дислокаций. Описывая эволюцию векторного СВЧ поля в свободном пространстве, Дж. Най и Дж. Хайнел [3,4] ввели понятие векторных дислокаций, назвав их дисклинациями электромагнитного поля, и потребовав, чтобы как  $E_x$ , так и  $E_y$  компоненты поля в области дисклинации обращались в нуль.

Целью данной работы явилось изучение взаимопревращения дислокаций и дисклинаций поля  $LP_{11}$  моды маломодового оптического волокна.

1. В качестве объекта исследования выберем линейно поляризованную в плоскости  $z = 0$  четную  $LP_{11x}^{(e)}$  моду, считая, что эти результаты можно воспроизвести и для остальных трех  $LP_{11}$  мод.

Поле  $LP_{11x}^{(e)}$  для центрально-симметричной среды можно представить в виде [1]:

$$e_t \left( LP_{11x}^{(e)} \right) = E_0 \left\{ \hat{x} \cos(\varphi) \cos(\delta\beta z) + i\hat{y} \sin(\varphi) \sin(\delta\beta z) \right\} \\ \times F_1(R) \exp(i\tilde{\beta}z), \quad (1)$$

где  $\hat{x}$  и  $\hat{y}$  — орты линейной поляризации,  $\varphi$  и  $R$  — азимутальная и радиальная координаты,  $\delta\beta$  — полуразность поляризационных поправок  $TM_{01}$  и  $HE_{21}^{(e)}$  собственных мод,  $F_1(R)$  — функция радиального распределения электрического поля,  $F_1(R) = RF_1'(R)$  [2].

Выражение (1) показывает, что поле  $LP_{11x}^{(e)}$  моды содержит две чисто краевые дислокации [3]. В общем случае поперечное поле (1) неоднородно поляризовано и его уже невозможно описать с помощью дислокаций скалярного поля.

Запишем (1) в циркулярно поляризованном базисе ( $\hat{e}^+$ ,  $\hat{e}^-$ ):

$$e = [\hat{e}^+ \cos(\delta\beta z - \varphi) + \hat{e}^- \cos(\delta\beta z + \varphi)] F_1(R) \exp(i\tilde{\beta}z) \quad (2)$$

Потребуем, чтобы амплитуда поля для правоциркулярной  $\hat{e}^+$  или левоциркулярной  $\hat{e}^-$  поляризаций обращалась в нуль. Это

требование выразится в виде уравнений:

$$\varphi = \pm\Pi/2 + \delta\beta z, \text{ (a)} \quad \varphi = \pm\Pi/2 - \delta\beta z, \text{ (b)} \quad (3)$$

где для (a)  $\hat{e}^+ = 0$ , а для (b)  $\hat{e}^- = 0$ .

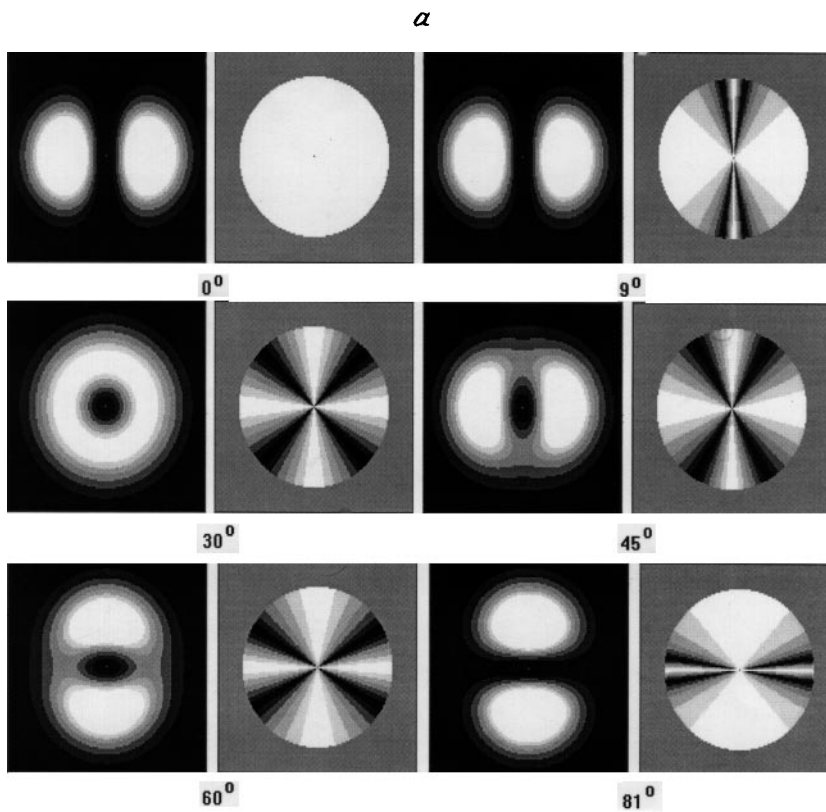
Уравнение (3) описывает движение двух циркулярно поляризованных участков поля  $LP_{11}$  моды при изменении продольной координаты  $z$ . Следуя работе [4], определим циркулярную дисклинацию  $C^+$  как состояние поля, при котором амплитуда его левовращающейся компоненты обращается в нуль ( $\text{Im } e^- = \text{Re } e^- = 0$ ), а дисклинацию  $C^-$  — как состояние поля, при котором амплитуда правовращающейся компоненты обращается в нуль ( $\text{Im } e^+ = \text{Re } e^+ = 0$ ).

Тогда динамику распространения и взаимодействия  $C^+$  и  $C^-$  дисклинаций можно представить посредством распределения интенсивности  $I(\rho, \varphi)$  и модуля степени эллиптичности  $Q(\varphi)$  поля  $LP_{11}$  моды (рис. 1, a). Из рисунка видно, что чисто краевые  $C^+$  и  $C^-$  дисклинации рождаются из  $\hat{x}$ -поляризованной дислокации  $D_x$ . Одновременно с ними рождается неподвижная  $L_y$  дисклинация. Эта дисклинация линейно поляризована вдоль оси  $y$ .  $C^+$  и  $C^-$  дисклинации движутся навстречу друг другу и аннигилируют при  $\varphi = \pi/2$  и  $3\pi/2$ , рождая  $L_x$  дисклинацию. Поле рожденной  $L_x$  дисклинации противофазно поляризованному вдоль  $x$  полю, лежащему на осях  $\varphi = \pi/2$  и  $3\pi/2$ . Поэтому эти два поля, складываясь, образуют  $D_y$  дислокацию с однородной поляризацией вдоль оси  $y$ . Описанные процессы можно представить как:

$$D_x \rightarrow C^+ + C^- + L_y, \quad C^+ + C^- + L_x \rightarrow D_y, \quad (4)$$

Обычно процессы рождения–уничтожения дислокаций поля представляют кривыми  $\text{Re } E = 0$  и  $\text{Im } E = 0$  [7] в координатах  $x$  и  $y$ . В данном случае для краевых дисклинаций неудобно пользоваться  $x$  и  $y$  координатами. Поэтому на фазовом портрете рис. 2, a приведены линии, для которых поля  $e^+ = 0$  или  $e^- = 0$  в соответствии с выражением (3). В полярной системе координат в качестве радиальной координаты выбрана длина волокна  $z$ , а положение оси дисклинации в поперечном сечении определяется азимутальным углом  $\varphi$ . Точки пересечения кривых соответствуют актам рождения — уничтожения дислокаций и дисклинаций.

2. Для экспериментального изучения динамики дисклинаций исследовалось распределение состояния поляризации поля излучения



**Рис. 1.**  $a$  — вид распределения интенсивности и модуля степени эллиптичности  $LP_{11}$  моды для различных сечений  $\Phi - \delta\beta z$  волокна (черным цветом обозначена круговая, белым — линейная поляризация);  $b$  — фотографии распределения поля излучения  $LP_{11}$  моды для длин  $z = 3.6$  м,  $0.5$  м,  $0.9$  м.

маломодового оптического волокна. Выбиралось волокно радиусом  $\rho = 3.5$  мкм, с приведенным диаметром  $V = 3.6$ .

Если данное волокно возбуждать гауссовым пучком лазерной моды  $TEM_{00}$ , то одновременно с  $LP_{11}$  модой рождается  $HE_{11}$  мода. Поле  $HE_{11}$  моды не имеет сингулярности на оси волокна,

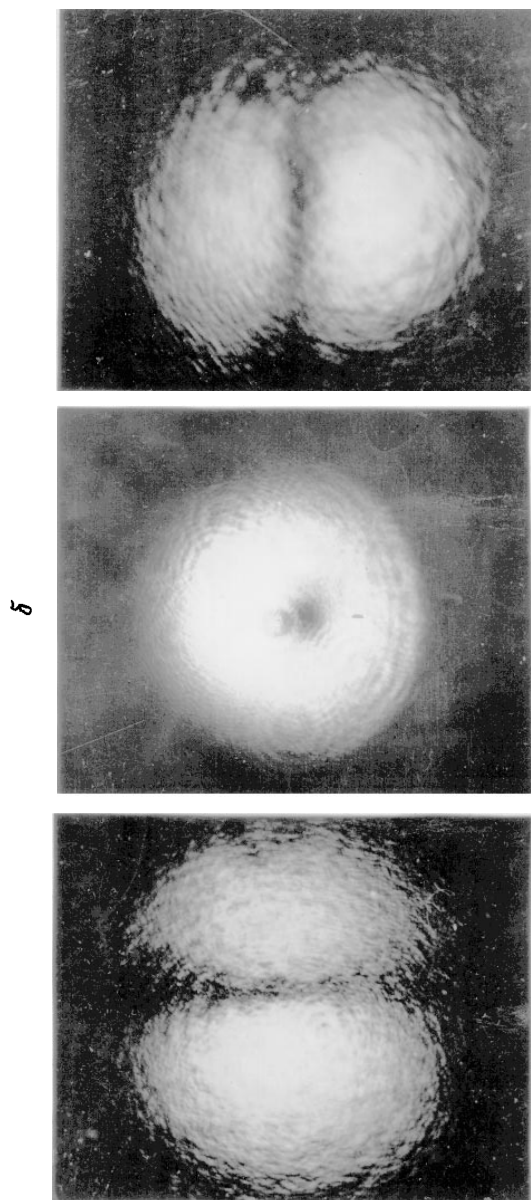
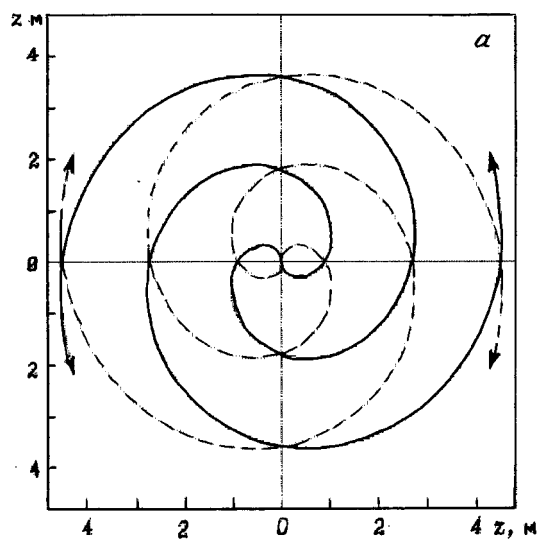


Рис. 1 (продолжение).



**Рис. 2.** *a* — фазовый портрет процесса рождения и уничтожения  $C^+$  и  $C^-$  дисклинаций, пунктирная кривая соответствует  $C^+$  дисклинации, сплошная кривая —  $C^-$  дисклинации; *b* — зависимость степени эллиптичности  $Q$  от азимутальной координаты  $\varphi$  на различных длинах волокна  $z$  (теоретические результаты — сплошные линии, экспериментальные точки — крестики).

но ее присутствие существенно изменяет распределение и число дислокаций поля. Чтобы снизить вклад этой моды, волокно можно возбуждать поперечной лазерной модой  $TEM_{01}$  или использовать голографический фильтр. Кроме того, чтобы возбудить одну из  $LP_{11}$  мод, а не их суперпозицию, необходимо, чтобы вектор линейной поляризации был ориентирован параллельно или перпендикулярно оси краевой дислокации возбуждающего поля. В нашем эксперименте возбуждение волокна осуществлялось голографическим методом за счет прохождения возбуждающего лазерного пучка через голограмму чисто краевой дислокации. Длина биений  $LP_{11}$  моды составляла  $\Lambda = 2\pi/\delta\beta = 3.6$  м. Для исследования зависимости эллиптичности  $Q = b/a$  ( $b$  и  $a$  — малая и большая полуось эллипса поляризации) от длины  $z_0$  волокно обламывалось через  $\Delta z_0 = 1$  см

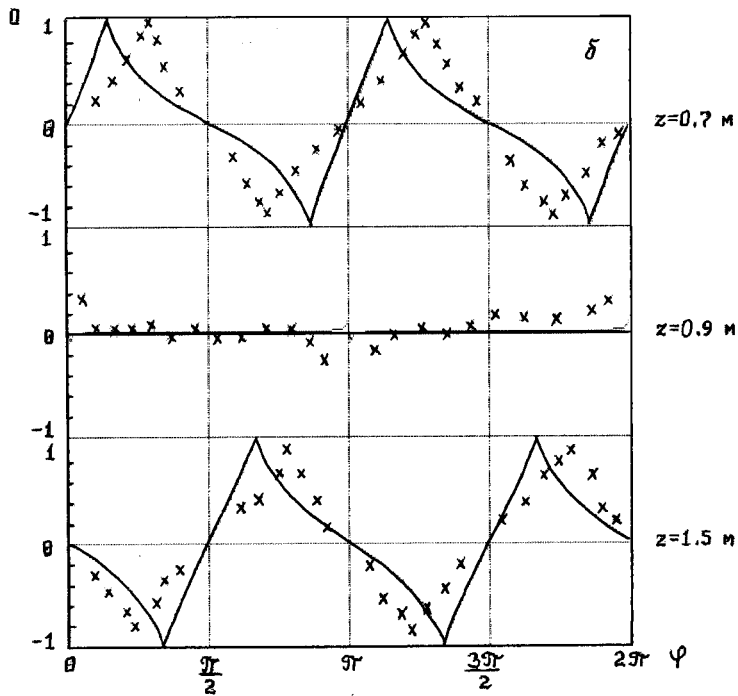


Рис. 2 (продолжение).

и измерялись параметры Стокса [6]. Зависимость эллиптичности  $Q$  от азимутальной координаты  $\varphi$  для различных длин  $z_0$  приведена на рис. 2, б. Найдено, что в симметричных относительно оси  $z$  участках поля излучения циркуляции состояния поляризации имеют противоположные знаки. Азимут наклона большой полуоси эллипса поляризации составляет с осью  $x$  угол либо 0, либо  $\pi/2$ , что соответствует расчетам. В момент аннигиляции циркулярных дисклинаций поперечное поле излучения оказывается однородно линейно поляризованным.

На рис. 1, б приведены фотографии поля, соответствующие длинам  $z = 2\pi/\delta\beta$ ,  $\pi/(4\delta\beta)$ ,  $\pi/(2\delta\beta)$ . Поля на первой и третьей фотографиях соответствуют чисто краевым дислокациям  $D_y$  и  $D_x$ . Поле,

представленное на второй фотографии, внешне напоминает чисто винтовую дислокацию. Однако характерную интерференционную картину "вилки" для произвольной поляризации опорного пучка получить невозможно. Это связано с тем, что поле в поперечном сечении неоднородно поляризовано:  $e \sim \hat{x}X + \hat{y}Y$ , т. е. представляет векторную суперпозицию двух чисто краевых дислокаций.

Таким образом, экспериментально и модельно-теоретически показано, что распространение поля  $LP_{11}$  моды представляет собой не статический волновой процесс, а динамическую последовательность рождения и уничтожения дислокаций и вращающихся  $C^\pm$  дисклинаций, распространяющихся вдоль оси волокна. Чисто краевые циркулярно поляризованные  $C^\pm$  дисклинации рождаются из  $D_x$  дислокации, движутся навстречу друг другу с одинаковыми угловыми скоростями и аннигилируют с образованием  $D_y$  дислокации.

Эта работа была частично поддержана Международной Соросовской программой поддержки образования в области точных наук (ISSEP), грант N PSU062108.

## Список литературы

- [1] *Снайдер А., Лав Дж.* Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь, 1987. 656 с.
- [2] *Воляр А.В., Фадеева Т.А.* // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. В. 8. С. 63–67.
- [3] *Nye J.F.* // Proc. R. Soc. Lond. 1983. V. A 387. P. 105–132.
- [4] *Hajnal J.V.* // Proc. R. Soc. Lond. 1987. V. A 414. P. 447–468.
- [5] *Basistiy I.V., Soskin M.S., Vasnetsov M.V.* // Optics Comm. 1993. V. 103. P. 422–428.
- [6] *Воляр А.В., Быков А.М., Вълков И.С.* // Оптика и спектроскопия. 1986. Т. 61. В. 1. С. 190–191.
- [7] *Пуенков А.В., Khiznyak A.I., Kreminskaya L.V.* // Appl. Phys. 1996. V. B62. P. 465–471.