

07

Векторный топологический диполь в излучении волоконно-оптического разветвителя

© Т.А. Фадеева, А.В. Воляр

Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского,
Украина, Крым, Симферополь
E-mail: volyar@ccssu.crimea.ua

Поступило в Редакцию 20 октября 2003 г.
В окончательной редакции 8 февраля 2004 г.

Экспериментально и теоретически показано, что в поле излучения основного канала волоконно-оптического разветвителя формируется векторный топологический диполь, состоящий из двух поляризационных омбилик: „звезды“ и „лимона“ или „звезды“ и „монстра“. Векторный диполь в процессе распространения излучения вдоль волокна остается структурно-устойчивым, т. е. его топологический индекс не изменяется. С помощью поляризационного фильтра можно выделить два одноименно заряженных оптических вихря, соответствующих поляризационным омбиликам.

Как недавно сообщалось в работе [1], волоконно-оптический разветвитель является оптимальным устройством для разделения сингулярных пучков (*CV* и *IV* мод [2]) и фундаментальной HE_{11} моды в излучении слабо направляющего оптического волокна [3]. Более того, среди многообразия сингулярных волновых явлений волоконный разветвитель способен выделять типично векторные сингулярности, которые в единичных волокнах, как правило, сглаживаются за счет почти одинакового перераспределения энергии между собственными модами.

Целью данной работы явилось экспериментальное и теоретическое исследование эволюции векторных сингулярностей в каналах волоконно-оптического разветвителя. Ключевая идея исследования основана на возможности подавления нежелательного влияния фундаментальной моды на характер распространения оптических вихрей в одном из каналов разветвителя [1]. Такой процесс обусловлен существенным различием коэффициентов связи высших и низших мод в соседних ветвях.

Вместе с тем экспериментально замечено, что HE_{11} мода подавляется не полностью, в то время как оставшаяся ее часть служит связующим звеном в процессе формирования характерной поляризационной сингулярности — устойчивого векторного топологического диполя. Именно различные проявления свойств таких диполей чаще всего наблюдаются в поле излучения маломодового волокна в виде крупнозернистой спекл-структуры, чувствительной к слабым внешним возмущениям.

1. Сначала рассмотрим экспериментальные предпосылки отмеченного явления. В качестве экспериментального образца был выбран Y-образный волоконно-оптический разветвитель, изготовленный из кварц-кварцевых волокон. Каждое волокно способно поддерживать единственную HE_{11} моду на длине волны $\lambda = 1.33 \mu\text{m}$. В то же время, на длине волны $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ в волокне при линейно-поляризованном возбуждении может реализоваться 12 собственных мод. Предварительные испытания показали, что волокна разветвителя обладают слабым линейным двулучепреломлением $\Delta n \propto 10^{-5}$, диаметр сердцевины каждого волокна $D = 8 \mu\text{m}$, диаметр внешней оболочки $d = 110 \mu\text{m}$, длина области эффективной межмодовой связи $h = 0.7 \text{mm}$.

В экспериментальной установке разветвитель образовывал два плеча модифицированного интерферометра Маха–Цендера. Входной канал разветвителя возбуждался циркулярно поляризованным светом He–Ne-лазера посредством $20\times$ микрообъектива. На выходе основного канала помещался поляризационный фильтр, способный выделять оптические вихри волокна. Фильтр состоял из четвертьволновой пластины и поляризатора, оси которых ориентированы относительно друг друга под углом $\pi/4$. Подчеркнем, что излучение, вышедшее из основного канала волокна, имело сложное распределение интенсивности и состояния поляризации.

Для выяснения основных поляризационных процессов, протекающих в основном канале разветвителя, мы разработали дифференциальный Стокс-поляриметр, позволяющий измерять распределение состояния поляризации излучения в каждом пикселе изображения и выводить соответствующую карту на дисплей компьютера. Расчет параметров Стокса осуществлялся по следующим формулам [4]:

$$S_0 = I_r + I_l, \quad S_1 = 2I_x - S_0, \quad S_2 = 2I_\pi - S_0, \quad S_3 = I_r - I_l, \quad (1)$$

где I_r и I_l — интенсивности право- и левополяризованных компонент светового потока, соответствующие ориентации $\lambda/4$ -пластины вдоль

у-оси, а оси пропускания поляризатора под углами $\alpha = 3\pi/4$ и $\alpha = \pi/4$ к у-оси, в то время как I_x соответствует $\alpha = \pi/2$ при том же положении оси четвертьволновой пластины. Для измерения $I_{\pi/4}$ требовалось ось пластины ориентировать под углом $\pi/4$ к у-оси при $\alpha = \pi/4$. Степень эллиптичности излучения Q и угол ориентации большой полуоси эллипса поляризации ψ определялся в соответствии с выражениями:

$$Q = \tan\left(\frac{1}{2} \arcsin\left(\frac{S_3}{S_0}\right)\right), \quad \psi = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{S_2}{S_1}\right). \quad (2)$$

Типичное распределение состояния поляризации в поперечном сечении излучения из основного канала, выполненное на фоне распределения интенсивности светового потока, демонстрирует рис. 1, *a*. Поле состояний поляризации удобно характеризовать двумя областями, включающими особые точки с правой и левой циркулярной поляризацией. На рис. 1, *a* они выделены с помощью кружка и квадратика, которые называют поляризационными омбиликами [5]. Омбилики образуют семейством интегральных кривых, касательных в каждой точке к большой полуоси эллипса поляризации. В соответствии с классификацией Ная [5] в нашем случае они соответствуют сингулярностям типа „звезда“ (star), которая расположена в окрестности оси пучка на рис. 1, *a*, и „монстр“ (monstar), размещенный ближе к верхнему левому углу. Из их увеличенного изображения на рис. 1, *b* нетрудно определить, что топологический индекс „звезды“ $p_s = -1/2$, в то время как „монстр“ имеет $p_m = +1/2$. Эти две сингулярности формируют устойчивый векторный топологический диполь и, как будет показано ниже, обремененный своим существованием наличием „остатков“ HE_{11} моды, не полностью перекачавшейся во второй канал. Слабые фазовые возмущения или распространение поля вдоль волокна вызывают вращение диполя вокруг оси пучка и колебания размеров его плеча, не затрагивающих в целом структуру поляризационной сингулярности (его полный топологический индекс $s = p_s + p_m = 0$ остается постоянным).

Посредством поляризационного фильтра, содержащего $\lambda/4$ пластину и поляризатор, мы можем выделить оптические вихри, соответствующие этим омбиликам. Их фотографии приведены на рис. 1, *c, d*. На первый взгляд кажется, что оптические вихри, полученные из векторного топологического диполя, должны иметь противоположные топологические заряды. Однако это не так. Интерферограммы рис. 1, *e, d* имеют

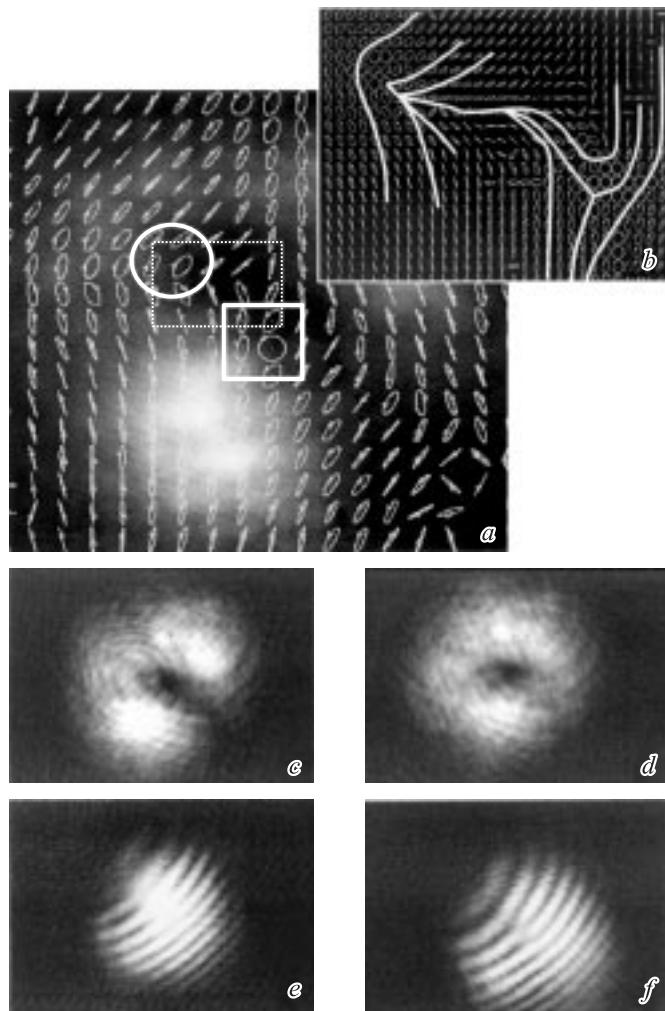


Рис. 1. Распределение состояния поляризации в поле излучения основного канала разветвителя: *a* — карта поляризационных состояний, *b* — поляризационный диполь, образованный омбиликами типа „монстр“ и „звезда“. Распределение интенсивности и интерферограмма поля излучения основного канала разветвителя после циркулярного поляризатора: *c, e* — правоциркулярная компонента, *d, f* — левоциркулярная компонента.

одинаковое направление интерференционных „вилок“, что указывает на одинаковые знаки зарядов вихрей. Заметим также, что эти вихри не могут быть выделены одновременно в поле излучения, поскольку соответствуют ортогональным циркулярным поляризациям, которые невозможно подавить одновременно одним и тем же поляризационным фильтром.

2. В качестве теоретической модели мы выбрали слабонаправляющее ступенчатое оптическое волокно с волноводным параметром $V < 3.8$, которое возбуждается циркулярно поляризованным светом. В таком волокне может реализоваться четыре собственные моды: CV , TE_{01} , TM_{01} и фундаментальная HE_{11} мода. Как известно [2], CV мода или оптический вихрь волокна является суперпозицией четной и нечетной HE_{21} моды (в волокне со слабым двулучепреломлением их постоянные распространения можно считать приблизительно одинаковыми), азимутально-симметричные TE_{01} и TM_{01} моды объединяются в неустойчивый IV вихрь. Хотя на эксперименте в волокне могут возникать также моды с азимутальным индексом $l = 2$, их весовые множители пренебрежимо малы, если волокно возбуждается соосно низкоапертурным микрообъективом (это видно из рис. 1, c, d). Поэтому для теоретического анализа мы ограничились только вышеуказанными модами. В этом случае волновую функцию поля можно представить в виде [2]:

$$\Psi = \mathbf{c}^+ a_0 F_0(R) e^{i\beta_{HE} z} + F_1(R) \left\{ \mathbf{c}^+ a_1 e^{i(\varphi + \beta_{CV} z)} + a_2 [\mathbf{c}^+ \cos(\delta\beta z) e^{-i\varphi} - i\mathbf{c}^- \sin(\delta\beta z) e^{i\varphi}] e^{i(\beta + \delta\beta)z} \right\}, \quad (3)$$

где \mathbf{c}^+ и \mathbf{c}^- — единичные векторы правой и левой циркулярной поляризации; a_0 , a_1 и a_2 — весовые коэффициенты HE_{11} , CV и IV мод соответственно; β_{HE} , β_{CV} , β_{TE} и β_{TM} — их постоянные распространения, так что $\delta\beta = (\beta_{TM} - \beta_{TE})/2$, β — скалярная постоянная распространения ($l = 1$),

$$F_0(R) = \begin{cases} \frac{J_0(UR)}{J_0(U)}, & R \leq 1, \\ \frac{K_0(UR)}{K_0(U)}, & R > 1, \end{cases} \quad F_1(R) = \begin{cases} \frac{J_1(UR)}{J_1(U)}, & R \leq 1, \\ \frac{K_1(WR)}{K_1(W)}, & R > 1, \end{cases}$$

$J_l(x)$ — функция Бесселя первого рода l -го порядка, $K_l(x)$ — функция Макдональда. $R = r/\rho$, ρ — радиус сердцевины волокна, U и W —

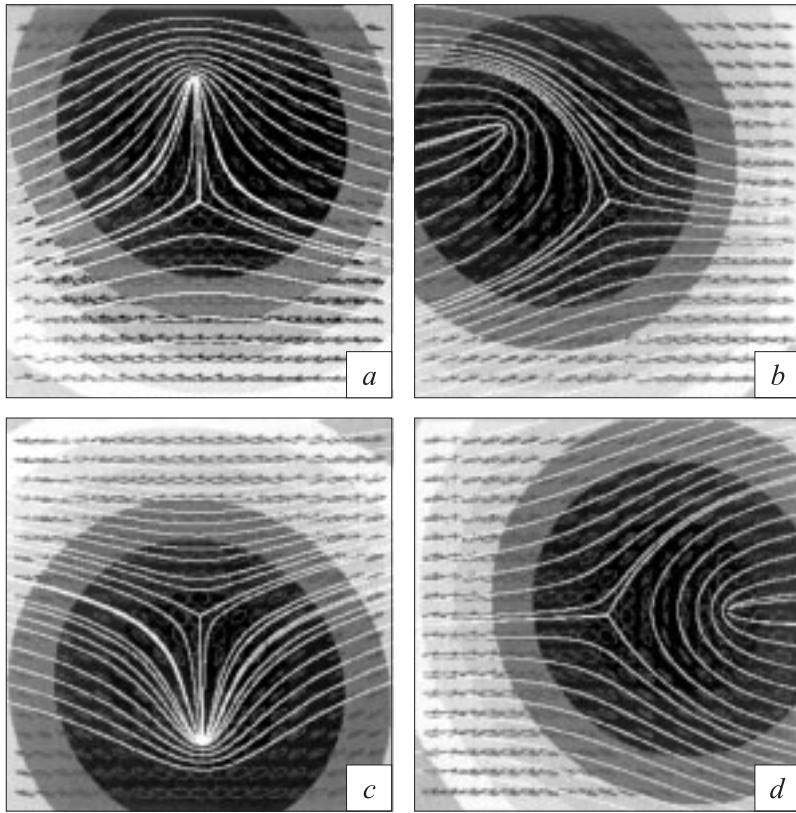


Рис. 2. Эволюция векторного топологического диполя в поле излучения основного канала разветвителя. Длина волокна выбрана таким образом, чтобы основная часть энергии IV моды была сосредоточена в частичном оптическом вихре с циркулярной поляризацией, ортогональной к исходной поляризации пучка. Картины поляризационных омбилик рассчитаны для следующих длин волокна: a — $z = 0.15248$ м, b — $z = 0.14955$ м, c — $z = 0.15143$ м, d — $z = 0.15124$ м, соответствующий вес мод: $a_0 = 0.5$, $a_1 = a_2 = 1$.

волноводные параметры сердцевин и оболочек, определяемые из характеристического уравнения [3]. Рис. 2 иллюстрирует эволюцию векторного топологического диполя при слабом изменении длины

волокна z . Следует заметить, что векторный диполь включает в себя две омбилики: „звезда–лимон“, вблизи длины $z = \pi/(2\delta\beta)$, который преобразуется в диполь типа „звезда–монстр“ на остальных длинах. Поскольку топологический индекс сингулярности типа „лимон“ такой же, как и у сингулярности „монстр“: $p_l = p_m = +1/2$, полный топологический индекс диполя при распространении не изменяется. Как экспериментально, так и теоретически наблюдались оба этих состояния, но в данной работе мы в экспериментальной части представили эволюцию диполя „звезда–монстр“, в то время как теоретическое моделирование отражает длины волокна, соответствующие диполю „звезда–лимон“. Из рис. 2 видно, что „звезда“ остается всегда на оси волокна, а „лимон“, смещенный на периферию, вращается вокруг оси. Расстояние между омбиликами зависит как от разности постоянных распространения $\delta\beta$, так и от относительного веса HE_{11} моды. Если основная мода полностью перекачается в соседний канал, то поляризационные сингулярности аннигилируют с образованием двух особых линий линейной поляризации, ориентированных перпендикулярно оптической оси волокна [2]. Динамика этих новых сингулярностей уже была подробно исследована в работе [3]. В случае если вес HE_{11} моды сравним с весом остальных мод, „монстр“ („лимон“) вытесняется на периферию и экспериментально не регистрируется. Однако с помощью волоконного разветвителя мы можем регулировать весовой коэффициент основной моды и тем самым удерживать „монстр“ („лимон“) в поле наблюдения.

На основании проделанных теоретических и экспериментальных исследований мы показали, что основным структурным элементом поля излучения Y-образного волоконно-оптического разветвителя является векторный топологический диполь, состоящий из двух поляризационных омбилик: либо „звезда–лимон“, либо „звезда–монстр“. В процессе распространения структура диполя не изменяется — его суммарный топологический индекс остается постоянным. В то же время „лимон“ („монстр“) вращается вокруг „звезды“, которая жестко связана с осью волокна, и одновременно совершает колебательное движение вдоль радиуса. Векторному диполю соответствуют два оптических вихря с одинаковыми топологическими зарядами и ортогональными поляризациями, которые можно выделить с помощью поляризационного фильтра.

Список литературы

- [1] Воляр А.В., Фадеева Т.А. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. № 14. С. 50–56.
- [2] Воляр А.В., Фадеева Т.А. // Опт. и спектр. 1998. Т. 85. № 2. С. 295–303.
- [3] Снайдер А., Лав Дж. Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь, 1987. 656 с.
- [4] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 856 с.
- [5] Nye J.F. Natural focusing and fine structure of light. Bristol and Philadelphia: Institute of Physics Publishing, 1999. 328 p.