

ВИХРЕВАЯ ПРИРОДА МОД ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА: III. ВОЗБУЖДЕНИЕ НАПРАВЛЯЕМЫХ ВИХРЕЙ

© А.В.Воляр, Т.А.Фадеева

Представлена матрица возбуждения направляемых вихрей регулярных оптических волокон и обсуждаются свойства симметрии ее элементов. Из свойств симметрии элементов матрицы возбуждения следует, что вне зависимости от величины и знака топологического заряда возбуждающего вихря в волокне реализуется квазисимметричное распределение топологических мультиполей, суммарный индекс которых равен нулю. Эксперимент подтверждает теоретические предположения. Полученные результаты указывают на неприменимость закона сохранения топологического заряда вихрей в свободном пространстве к полям вихрей в ограниченных направляемых средах. Указывается, что в новой формулировке закона сохранения топологического заряда следует учитывать состояние поляризации, интенсивность и индекс вихря. Обращается внимание на возможность рождения или уничтожения вихрей за счет "краевого эффекта" на неоднородном поперечном профиле показателя преломления волокна.

Условия возбуждения оптических вихрей в многомодовых волокнах являются фундаментальным вопросом, который затрагивает проблему взаимодействия вихрей внутри волокна. Проблема возбуждения собственных мод волокон уже неоднократно обсуждалась в литературе [1]. Однако вопрос возбуждения направляемых вихрей в волокнах имеет характерные особенности и подлежит подробному анализу. Прежде всего это связано с представлением поля на входном торце волокна не посредством ряда ортогональных собственных мод волокна, а рядом ортогональных направляемых вихрей. Следует учитывать, что не все собственные моды волокна способны образовывать направляемые устойчивые вихри (например, HE_{1m} , TE_{0m} и TM_{0m} моды образуют неустойчивые вихри). Кроме того, особое внимание следует уделить возможной трактовке закона сохранения топологического заряда в оптических волокнах.

Целью настоящей работы явилось теоретическое и экспериментальное исследование элементов матрицы возбуждения оптических вихрей и анализ их симметричных свойств.

1. Рассмотрим регулярное ступенчатое волокно радиуса ρ_0 с показателями преломления n_{co} и n_{cl} сердцевины и оболочки соответственно. Считаем, что в волокне отсутствуют центры поглощения (излучения). Из [2] получаем выраже-

ние для коэффициентов возбуждения собственных вихрей

$$C_{lm} = \frac{\int_s E_m \epsilon_{il}^* dS}{\int_s |e_{il}|^2 dS}, \quad (1)$$

где E_m — возбуждающее поле в плоскости $z = 0$, e_{il}^* — поперечные поля направляемых вихрей волокна. Будем считать, что возбуждающее поле описывается гауссовым пучком с винтовой дисклинацией волнового фронта [3], его оптическая ось составляет угол u_i с осью волокна, а центр тяжести пучка смещен на расстояние ρ_c относительно оси волокна. Отметим, что для направляемых вихрей, имеющих ортогональную к возбуждающей поляризацию, коэффициенты возбуждения, согласно (1), равны нулю. Учитывая, что поля собственных вихрей волокна ортогональны полю излучения и полю любого другого вихря волокна, на основании выражения для направляемых вихрей второй части работы запишем коэффициенты возбуждения (1) в явном виде:

$$C_{lm} \frac{1}{N_l} \int_0^\infty \frac{(\rho - \rho_c)^{|m|}}{\rho_g^{|m|}} \exp \left\{ -(\rho - \rho_c)^2 / \rho_g^2 \right\} J_j(\kappa \rho) F_l(\rho) \rho d\rho, \quad (2)$$

$$N_l = \frac{V^2}{2U^2} K_{l-1}(W) K_{l+1}(W) / K_l^2(W), \quad V^2 = U^2 + W^2,$$

где $F_l = J_l(UR)/J_l(U)$ при $R \leq 1$, $F_l = K_l(WR)/K_l(W)$ при $R > 1$, $J_l(x)$ — функция Бесселя первого рода, $K_l(x)$ — функция Макдональда, $\kappa = \kappa u_i$, $j = |m - l|$, κ — волновое число, U, W — волноводные параметры вихря в сердцевине и оболочке соответственно, $R = \rho/\rho_0$, ρ_0, ρ_g — радиусы сердцевины волокна и перетяжки гауссового пучка с особенностью соответственно, l — топологический заряд вихря волокна, m — топологический заряд возбуждающего вихря. Будем считать, что в волокне могут возбуждаться только вихри низших порядков $|l| \leq 2$. Представим поле возбуждающего пучка в виде нормированного вектор-столбца $e_m = (abcdf)^T$ (Γ — знак транспонирования). Например, для $m = 0$: $e_0 = (00100)^T$; $m = -2$: $e_{-2} = (10000)^T$; $m = 2$: $e_2 = (00001)^T$; $m = -1$: $e_{-1} = (01000)^T$; $m = 1$: $e_1 = (00010)^T$. Тогда поле направляемых вихрей в регулярном волокне выразится через возбуждающее поле как $e_{ml} = \hat{C} e_m$, где \hat{C} —

матрица возбуждения вихрей:

$$\hat{C} = \begin{pmatrix} C & H & Q & P & G \\ D & B & D & K & E \\ F & N & A & N & F \\ E & K & D & B & D \\ G & P & Q & H & C \end{pmatrix} \quad (3)$$

где для сокращения записи и наглядности элементы матрицы \hat{C}_{ml} обозначены буквами латинского алфавита.

При записи матрицы \hat{C} опущены члены с $|m, l| > 2$, поскольку соответствующие направляемые вихри близки к отсечке.

2. Элементы матрицы возбуждения \hat{C} обладают не вполне очевидными свойствами симметрии. Например, возбуждая волокно гауссовым пучком ($m = 0$), получаем $\epsilon_{0l} = (QDADQ)^T$. Полное поле в волокне можно записать в виде $e_{0l} = Q(e_2 + e_{-2}) + D(e_1 + e_{-1}) + Ae_0$, где $(e_2 + e_{-2})$ — поле симметричного векторного топологического квадруполья, $(e_1 + e_{-1})$ — поле симметричного векторного топологического диполя, e_0 — поле основной моды HE_{11} . Затем возбудим волокно вихрем e_2 , получим $e_{2l} = (Ce_{+2} + Ge_{-2}) + (De_{+1} + + Ee_{-1}) + Fe_0$. Из вида поля видно, что, вне зависимости от знака топологического заряда возбуждаются комбинации: несимметричные квадруполь и диполь, основная мода. Аналогичные поля будут реализовываться в маломодовом волокне при всех других условиях возбуждения единичными вихрями. Отличие этих полей между собой заключается только в величинах интенсивности несимметричных квадрупольей, диполей и HE_{11} моды и их состояний поляризации. Особо отметим, что одновременно с направляемыми вихрями в волокне будут реализовываться поля TE_{0m} и TM_{0m} мод, образующих неустойчивые вихри, не учитываемые при расчетах. Коэффициенты возбуждения этих вихрей для $k > 0$ ($k = \text{sign}(lx)$, см. вторую часть статьи) меньше коэффициентов возбуждения устойчивых вихрей, а для $k < 0$ — больше. Поэтому картина поля излучения волокна будет отличаться от вида поля классических мультиполей [6]. Кроме того, хотя направляемые вихри волокна имеют однородную круговую поляризацию, наложение полей TE и TM мод (неустойчивых вихрей) приведет к неоднородной поляризации в окрестности особых точек. Поэтому через регулярное цилиндрическое волокно принципиально невозможно пропустить однородно поляризованный вихрь, а вопрос о пропускании волокном однородно поляризованных вихрей сводится к проблеме подавления или компенсации паразитных мод.

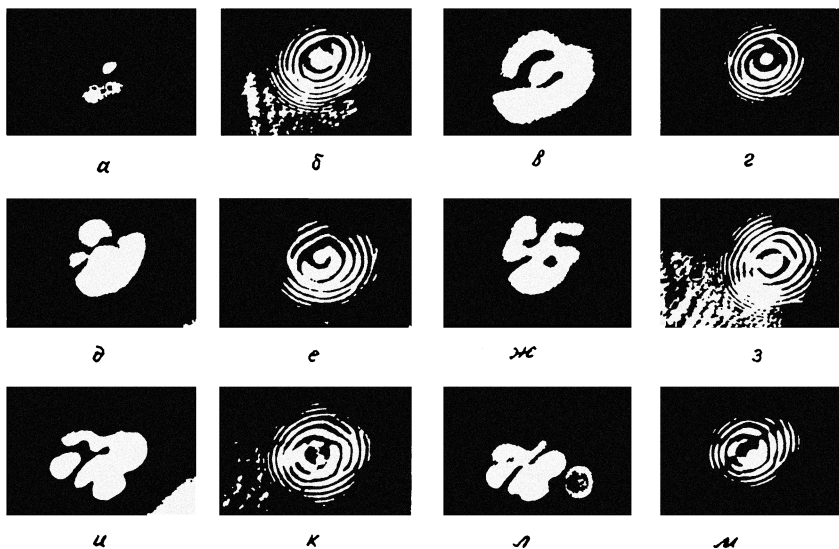


Рис. 1. Фотографии полей излучения маломодового волокна ($V = 4.8$, $\rho_0 = 3.5$ мкм) и интерференционные картины на выходе интерферометра Маха-Цендлера при возбуждении волокна гауссовым пучком (а, б), топологическим диполем (в, г), зарядами $+1$ (д, е), -1 (ж, з), $+2$ (и, к) и -2 (л, м). Топологическая равнозначность интерференционной картины свидетельствует о том, что число положительных и отрицательных зарядов в них одинаково вне зависимости от распределения интенсивности и величины числа зарядов.

Из свойств матрицы (3) следует, что произвольное возбуждение регулярного волокна полем с любым топологическим зарядом на выходе волокна задает поля, суммарный индекс топологического заряда которых равен нулю. Внешнее проявление этих полей топологически равнозначно, а отличие состоит в распределении интенсивности и поляризации (рис. 1).

На рис. 2 приведены четыре типичных распределения отношения мощности возбуждаемого вихря P_{lm} к мощности падающего поля P_i от угла падения u_i и отношения радиуса возбуждающего поля ρ_g к радиусу сердцевины ρ_0 для волокна с показателем преломления сердцевины $n_{co} = 1.47$, $\rho_0 = 3.5$ мкм, где отношение

$$P_{lm}/P_i = n_{co} |C_{lm}|^2 \cdot N_l / \int |E_m|^2 \rho d\rho. \quad (4)$$

Характерно, что величина P_{lm}/P_i значительно меньше единицы для $l \neq m$. Кроме того, для оптимального возбужде-

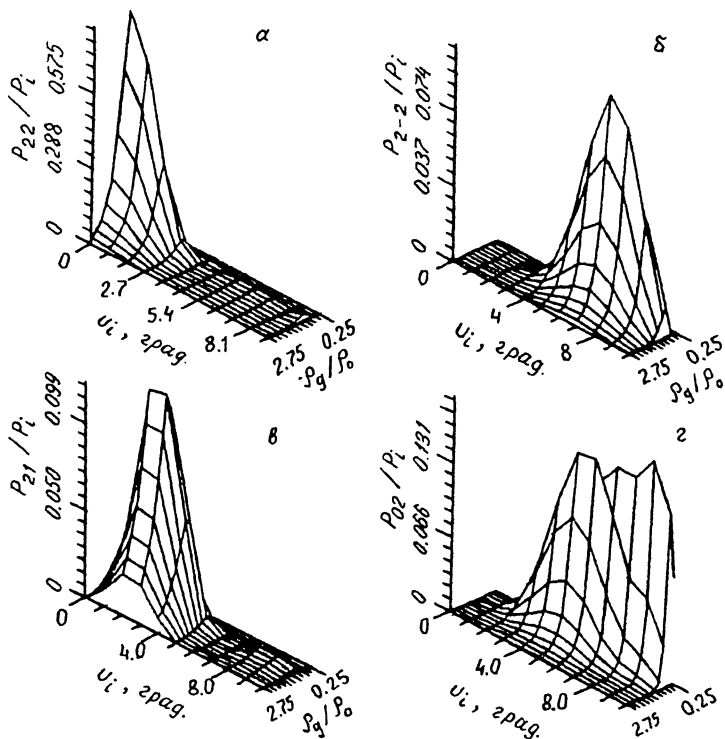


Рис. 2. Графики зависимости отношения P_{lm}/P_i от угла между осью волокна и осью падающего пучка u_i и отношения радиуса пучка к радиусу сердцевины волокна ρ_g/ρ_0 : а) $l = 2, m = 2$; б) $l = 2, m = -2$; в) $l = 2, m = 1$; г) $l = 0, m = 2$.

ния, предположим, вихрем основной моды ($l = 0$) необходимо, чтобы возбуждающий вихрь составлял некоторый малый угол с осью волокна. Полученные теоретические и экспериментальные результаты указывают на не строгое выполнение закона сохранения топологического заряда вихрей. При полярном угле возбуждения $u_i = 0$ в волокне реализуется вихрь с тем же индексом, что и возбуждающий вихрь. Увеличение угла u_i вызывает появление дополнительных вихрей. То есть, согласование симметрии волокна с симметрией возбуждающего пучка является необходимым условием выполнения закона сохранения топологического заряда. Нарушение согласования симметрий вызывает нарушение закона сохранения. Исключение составляют неустойчивые вихри. Однако их вес значительно меньше веса

основного вихря. Следует ожидать, что в полях излучения любых произвольных центрально-симметричных волноводов будут наблюдаться квазисимметричные распределения мультиполей с нулевым суммарным индексом вихрей. Поэтому при формулировке закона сохранения топологического заряда следует учитывать вес, поляризацию и индекс вихря.

Для селекции отдельных направляемых вихрей волокна, очевидно, требуется вносить возмущение в само волокно, например в виде сильного двулучепреломления сердцевины или изгиба [6]. Такое воздействие может привести не только к селекции вихрей, но и к изменению знака топологического заряда [7].

Авторы благодарны М.С.Соскину за ряд советов и существенных замечаний. Работа выполнена при частичной поддержке Фонда фундаментальных исследований ГКНТ Украины.

Список литературы

- [1] *Karany N.S., Burke J.J., Sawatari T.* // Journal of the Optical Society of America. 1970. V. 60. N 9. P. 1178-1185.
- [2] *Снайдер А., Лав Дж.* Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь, 1987. 656 с.
- [3] *Nye J.F.* // Proc. R. Soc. Lond. 1983. V. A387. P. 105-132.
- [4] *Basistiy I.V., Soskin M.S., Vasnetsov M.V.* // Optics Communications. 1995. N 119. P. 604-612.
- [5] *Roux F.S.* // J. Opt. Soc. Am. B. 1995. V. 12. N 7. P. 1215-1221.
- [6] *Taylor H.* // Journ. Lightwave teahn. 1984. LT-2. N 2. P. 617-628.
- [7] *Воляр А.В., Ланаева С.П., Фадеева Т.А.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 5. С. 27-31.

Симферопольский
государственный
университет

Поступило в Редакцию
17 июня 1996 г.