

ВОЗБУЖДЕНИЕ И ОБНАРУЖЕНИЕ УГЛОВЫХ ГАРМОНИК В ВОЛОКОННОМ СВЕТОВОДЕ ПРИ ПОМОЩИ ДОЭ

Хонина С.Н., Карпеев С.В.

Институт систем обработки изображений РАН

Аннотация

В работе рассмотрены линейно-поляризованные моды слабонаправляющего волокна, несущие ненулевой орбитальный угловой момент. Проведены эксперименты по возбуждению угловых гармоник низших порядков и их суперпозиции в ступенчатом маломодовом волоконном световоде. Показано, что при этом достигается высокая селективность возбуждения, а при сдвиге ДОЭ возникают парные гармоники с противоположными знаками.

Введение

Для многомодовых оптических волокон существует термин модовое уплотнение каналов – mode division multiplexing (MDM), который используется для методов уплотнения каналов передачи информации, где каждая из распространяющихся в волокне пространственных мод рассматривается как носитель отдельного канала передачи информации [1, 2]. Суть модового уплотнения каналов состоит в том, чтобы с помощью лазерных пучков, являющихся линейной суперпозицией распространяющихся в волноводе мод, можно формировать сигналы, которые будут эффективно передавать информацию в одном физическом носителе – многомодовом волокне. Передаваемая информация может содержаться как в модовом составе, так и в доле энергии, которую несет каждая мода лазерного пучка.

Идея MDM до сих пор не нашла практического применения из-за сложности возбуждения определенной суперпозиции мод с заданными распределением энергии по модам, а также из-за перетекания энергии между модами в неидеальных волноводах при передаче информации на большие расстояния. Однако в [3, 4] теоретически и экспериментально показано, что для оптических волокон длиной 1-2 м, которые применяются, например, в эндоскопии, при небольших изгибах (радиус кривизны которых значительно больше радиуса сердцевины волновода) моды не «смешиваются» (т.е. перетекания энергии между модами не происходит), а лишь приобретают фазовый набег, связанный с кривизной изгиба. В [5] экспериментально показано, что высшая мода (с азимутальным индексом 9) не чувствительна к изгибам 4-метрового градиентного волокна, радиус кривизны которых более 5 см. Известно также [6], что коэффициент «смешивания» соседних мод является доминирующим. Таким образом, возбуждая далекие друг от друга моды, можно минимизировать их «смешивание». Особенно перспективными могут быть в этом отношении моды с различными азимутальными индексами. Последнее время, в связи с развитием и все более широким использованием локальных сетей, интерес к модовому уплотнению каналов передачи информации, вновь оживился [7-9].

Одной из основных проблем в MDM является возбуждение определенной суперпозиции мод с заданным распределением энергии по модам. Для возбуждения мод невысокого порядка, в частности, LP_{11} , часто используют периодическую деформацию

(сдавливание или изгибание) волокна [10, 11]. Возбуждение LP_{11} мод достигается также с помощью наклонной решетки, записанной в волокне с фоточувствительной средой при интерференции двух пучков лазерного излучения [12]. Но более простым, в этом случае, способом является фазовая модуляция. В [13], например, она производилась смещением диэлектрических пластинок, помещенных в волновой фронт гауссового пучка. Для возбуждения спиральных мод лазерное излучение вводится в торец волокна под определенным углом и со смещением относительно центра волокна [14, 15]. Также моды высокого порядка LP_{m1} формировались с помощью амплитудных оптических масок, в которых закодирована комплексная функция распределения мод [16]. При этом для каждой моды используется отдельная маска.

Все эти методы либо сложны в исполнении, либо не позволяют возбуждать набор мод с произвольно заданным энергетическим вкладом. Эффективным средством решения этих проблем является применение методов дифракционной оптики. С помощью дифракционных оптических элементов (ДОЭ) можно эффективно возбуждать и селективировать любой набор мод с заданными весами [17, 18].

В данной работе в качестве альтернативного носителя информационного сигнала в волоконном световоде можно рассмотреть суперпозицию не классических LP -мод, а суперпозицию угловых гармоник, которые также проявляют модовые свойства в оптическом волокне. Оптические воронки $\exp(in\phi)$, иначе называемые угловыми гармониками, описывают особенность волнового фронта, или винтовую дислокацию, когда фаза светового поля при обходе точки начала полярных координат приобретает сдвиг фазы $2\pi n$, где n – порядок угловой гармоники. Разложение световых полей по угловым гармоникам имеет определенные преимущества перед другими базисами, включая и модовые, в задачах анализа и формирования лазерных пучков и мультиплексирования информационных каналов.

В отличие от классических LP -мод, угловые гармоники инвариантны к масштабу при вводе в волокно и при селекции их на выходе из волокна при помощи ДОЭ. Это дает большую свободу при выборе параметров оптической схемы, что позволяет, как будет показано далее, эффективно противодействовать шумам в системе. Был проведен ряд натуральных экспериментов по селективному возбуждению, как отдельных угловых гармоник, так и их суперпозиции.

1. Распространение электромагнитного излучения в оптических волноводах

Рассмотрим диэлектрический волновод, в котором энергия распространяется в определенном направлении, например, вдоль оси z , с постоянной распространения β . Будем считать, что диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(x,y)$ не зависит от продольной координаты z и меняется только в поперечном направлении. Такая модель неоднородной среды хорошо описывает оптическое волокно.

Тогда электромагнитное поле, распространяющееся в волноводе, можно записать в виде:

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{E}_0(x, y) \exp(-i\beta z), \quad (1)$$

$$\mathbf{H}(x, y, z) = \mathbf{H}_0(x, y) \exp(-i\beta z), \quad (2)$$

где β – постоянная распространения, которую нужно будет определить.

Уравнения Максвелла можно записать в «компонентном» виде:

$$\left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \mathbf{e}_x - \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \mathbf{e}_y + \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \mathbf{e}_z =$$

$$= -i\omega\mu_0 (H_x \mathbf{e}_x + H_y \mathbf{e}_y + H_z \mathbf{e}_z)$$

$$\left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \mathbf{e}_x - \left(\frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} \right) \mathbf{e}_y + \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \mathbf{e}_z =$$

$$= i\omega\varepsilon (E_x \mathbf{e}_x + E_y \mathbf{e}_y + E_z \mathbf{e}_z)$$

Если подставить выражения (1) и (2) и взять производные по z , то можно расписать покомпонентные уравнения:

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} + i\beta E_y = -i\omega\mu_0 H_x, \quad (5)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} - i\beta E_x = -i\omega\mu_0 H_y, \quad (6)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -i\omega\mu_0 H_z, \quad (7)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} + i\beta H_y = i\omega\varepsilon E_x, \quad (8)$$

$$-\frac{\partial H_z}{\partial x} - i\beta H_x = i\omega\varepsilon E_y, \quad (9)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = i\omega\varepsilon E_z. \quad (10)$$

Используя уравнения (5)-(10) можно выразить поперечные компоненты через продольные. Например, подставляя (6) в (8), получим:

$$E_x = \frac{-i}{k^2 - \beta^2} \left(\omega\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial y} + \beta \frac{\partial E_z}{\partial x} \right), \quad (11)$$

где $k^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon$. Аналогично, для других компонент:

$$E_y = \frac{-i}{k^2 - \beta^2} \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial y} - \omega\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial x} \right), \quad (12)$$

$$H_x = \frac{-i}{k^2 - \beta^2} \left(\beta \frac{\partial H_z}{\partial x} - \omega\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial y} \right), \quad (13)$$

$$H_y = \frac{-i}{k^2 - \beta^2} \left(\beta \frac{\partial H_z}{\partial y} + \omega\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial x} \right). \quad (14)$$

Далее получим уравнения только для продольных компонент. Подставляя (13) и (14) в (10), получим уравнение относительно одной компоненты E_z :

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + (k^2 - \beta^2) E_z = 0. \quad (15)$$

Это выражение можно было получить из волнового уравнения Гельмгольца [18, 19], подставив поле в виде (1). Аналогично, для компоненты H_z :

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + (k^2 - \beta^2) H_z = 0. \quad (16)$$

Нужно отметить, что уравнения (15) и (16) являются независимыми.

1.1. Моды ступенчатого оптического волокна

Рассмотрим ступенчатое оптическое волокно круглого сечения, где сердцевина радиуса a имеет показатель преломления n_1 , а оболочка радиуса b имеет показатель преломления n_2 (рис.1а). Предположим, что радиус оболочки волокна достаточно большой и поле в оболочке, экспоненциально убывающее, близко к нулю на стыке оболочки волокна с воздухом. Такое предположение позволяет, как показано на рис.1б, рассматривать волокно с одной граничной поверхностью.

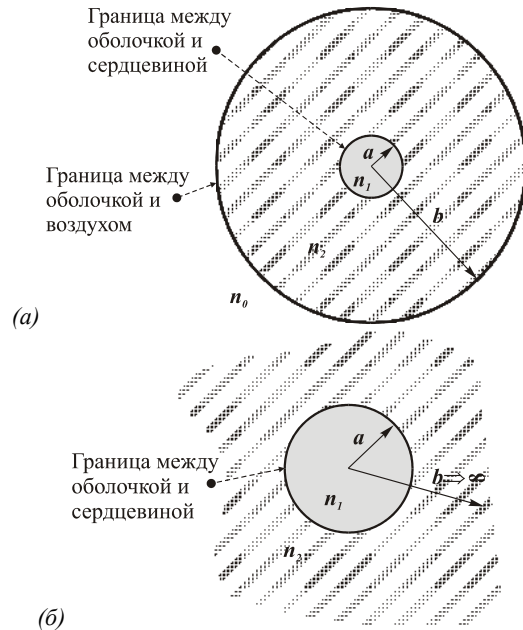


Рис.1. Геометрия круглого ступенчатого оптического волокна

Учитывая форму оптического волокна, рассмотрим цилиндрическую систему координат для компонент электромагнитного поля. Будем считать, что поле распространяется в направлении оси z . Чтобы получить выражение для мод ступенчатого волокна, нужно решить модифицированные волновые уравнения (15) и (16) для z -компонент электрического и магнитного векторов в сердцевине и оболочке, а затем получить из уравнений (11)-(14) остальные (поперечные) компоненты.

Учитывая круглое сечение оптического волокна лучше использовать поперечные компоненты в полярной системе координат (r, ϕ) . В этом случае уравнения (11)-(16) будут выглядеть следующим образом [20]:

$$E_r = \frac{-i}{\alpha^2} \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \omega \mu_0 \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right), \quad (17)$$

$$E_\phi = \frac{-i}{\alpha^2} \left(\beta \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \omega \mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial r} \right), \quad (18)$$

$$H_r = \frac{-i}{\alpha^2} \left(\beta \frac{\partial H_z}{\partial r} - \omega \epsilon \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right), \quad (19)$$

$$H_\phi = \frac{-i}{\alpha^2} \left(\beta \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} + \omega \epsilon \frac{\partial E_z}{\partial r} \right), \quad (20)$$

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + \alpha^2 E_z = 0, \quad (21)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \phi^2} + \alpha^2 H_z = 0, \quad (22)$$

где $\alpha^2 = k^2 - \beta^2$.

Чтобы получить решение уравнения (21) применим метод разделения переменных. Будем искать решение в виде:

$$E_z(r, \phi) = A \cdot R(r) \cdot \Phi(\phi). \quad (23)$$

Учитывая радиальную симметрию оптического волокна, выберем в качестве $\Phi(\phi)$ угловые гармоники:

$$\Phi(\phi) = \exp(im\phi), \quad (24)$$

где m – положительное или отрицательное целое.

Тогда дифференциальное уравнение для радиальной части будет выглядеть следующим образом:

$$\frac{d^2 R(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR(r)}{dr} + \left(\alpha^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) R(r) = 0. \quad (25)$$

Это известное дифференциальное уравнение, решением которого являются многочисленные цилиндрические функции. Конкретный вид функций выберем из следующих соображений:

а) в сердцевине волокна поле должно быть конечным, в т.ч. и в центре при $r=0$,

б) в оболочке волокна поле должно экспоненциально спадать на больших расстояниях от центра.

Тогда, в сердцевине волокна, следует использовать функцию Бесселя первого рода, где $J_m(\alpha r)$, а в оболочке – модифицированную функцию Бесселя $K_m(\gamma r)$, которая спадает как $\exp(-\alpha r)$ для $\alpha = i\gamma$.

Учитывая, что сердцевина волокна, $r \leq a$, имеет показатель преломления n_1 , то нужно использовать параметр

$$\alpha_1 = \sqrt{\omega^2 \mu_0 \epsilon_1 - \beta^2} = \sqrt{(k_0 n_1)^2 - \beta^2},$$

$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ – волновое число в воздухе. Аналогично в

оболочке, $r \geq a$, имеющей показатель преломления n_2 .

Т.к. далее придется «сшивать» два решения, полученные в сердцевине и в оболочке, на границе двух сред, т.е. при $r=a$, введем следующие параметры:

$$u = a \sqrt{(k_0 n_1)^2 - \beta^2}, \quad (26)$$

$$w = a \sqrt{\beta^2 - (k_0 n_2)^2}, \quad (27)$$

$$u^2 + w^2 = V^2, \quad (28)$$

$$V = k_0 a \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (29)$$

Параметр V называется числом отсечки.

Тогда компоненты электромагнитного поля будут следующими:

– в сердцевине волокна, т.е. при $0 \leq r \leq a$:

$$E_z = A_1 J_m \left(u \frac{r}{a} \right) \exp(im\phi), \quad (30)$$

$$H_z = B_1 J_m \left(u \frac{r}{a} \right) \exp(im\phi), \quad (31)$$

– в оболочке волокна, т.е. при $a \leq r \leq b$:

$$E_z = A_2 K_m \left(w \frac{r}{a} \right) \exp(im\phi), \quad (32)$$

$$H_z = B_2 K_m \left(w \frac{r}{a} \right) \exp(im\phi). \quad (33)$$

Поперечные компоненты получаются из выражений (17)-(20). Например,

$$E_r = \frac{-ia^2}{u^2} \left[A_1 \beta \frac{u}{a} J_m' \left(u \frac{r}{a} \right) + A_2 \frac{im\omega\mu_0}{r} J_m \left(u \frac{r}{a} \right) \right] \exp(im\phi) \quad (34)$$

Удовлетворение граничным условиям на границе двух диэлектрических сред Γ в общем виде означает непрерывность тангенциальных и нормальных компонент электрического и магнитного поля на этой границе:

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) \Big|_{\Gamma} = 0, \quad (35)$$

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) \Big|_{\Gamma} = 0, \quad (36)$$

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) \Big|_{\Gamma} = 0, \quad (37)$$

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) \Big|_{\Gamma} = 0, \quad (38)$$

где \mathbf{n} – вектор нормали к границе двух сред ($r=a$), индексы 1 и 2 означают первую и вторую среды.

Учитывая, что вектор нормали к границе двух сред в оптическом волокне совпадает с \mathbf{e}_r , из уравнения (35), получим:

$$(E_{z1} - E_{z2})|_{r=a} = 0, \quad (39)$$

$$(E_{\phi1} - E_{\phi2})|_{r=a} = 0. \quad (40)$$

Из уравнения (36), соответственно:

$$(H_{z1} - H_{z2})|_{r=a} = 0, \quad (41)$$

$$(H_{\phi1} - H_{\phi2})|_{r=a} = 0. \quad (42)$$

Четыре уравнения (39)-(42) позволяют однозначно определить коэффициенты A_1, B_1, A_2, B_2 :

$$A_1 J_m(u) - A_2 K_m(w) = 0, \quad (43)$$

$$A_1 \frac{im\beta}{u^2} J_m(u) - B_1 \frac{\omega\mu_0}{u} J'_m(u) +$$

$$+ A_2 \frac{im\beta}{w^2} K_m(w) - B_2 \frac{\omega\mu_0}{w} K'_m(w) = 0$$

$$B_1 J_m(u) - B_2 K_m(w) = 0, \quad (45)$$

$$A_1 \frac{\omega\varepsilon_1}{u} J'_m(u) + B_1 \frac{im\beta}{u^2} J_m(u) + A_2 \frac{\omega\varepsilon_2}{w} K'_m(w)$$

$$+ B_2 \frac{im\beta}{w^2} K_m(w) = 0 \quad (46)$$

Уравнения (43)-(46) имеют нетривиальное решение, если детерминант системы этих уравнений равен нулю:

$$E_{mq}^r =$$

$$= \exp(im\phi) \left\{ \begin{array}{l} -i \frac{a\beta_{mq}}{u_{mq}} \left\{ \frac{1-P_{mq}}{2} J_{m-1}\left(\frac{u_{mq}r}{a}\right) - \frac{1+P_{mq}}{2} J_{m+1}\left(\frac{u_{mq}r}{a}\right) \right\}, 0 \leq r \leq a \\ -i \frac{a\beta_{mq}}{w_{mq}} \frac{J_m(u_{mq})}{K_m(w_{mq})} \left\{ \frac{1-P_{mq}}{2} K_{m-1}\left(\frac{w_{mq}r}{a}\right) + \frac{1+P_{mq}}{2} K_{m+1}\left(\frac{w_{mq}r}{a}\right) \right\}, a \leq r \leq b \end{array} \right\} \quad (50)$$

$$E_{mq}^\phi = \exp(im\phi) \left\{ \begin{array}{l} -i \frac{a\beta_{mq}}{u_{mq}} \left\{ \frac{1-P_{mq}}{2} J_{m-1}\left(\frac{u_{mq}r}{a}\right) + \frac{1+P_{mq}}{2} J_{m+1}\left(\frac{u_{mq}r}{a}\right) \right\}, 0 \leq r \leq a \\ -i \frac{a\beta_{mq}}{w_{mq}} \frac{J_m(u_{mq})}{K_m(w_{mq})} \left\{ \frac{1-P_{mq}}{2} K_{m-1}\left(\frac{w_{mq}r}{a}\right) - \frac{1+P_{mq}}{2} K_{m+1}\left(\frac{w_{mq}r}{a}\right) \right\}, a \leq r \leq b \end{array} \right\} \quad (51)$$

$$H_{mq}^z = \exp(im\phi) \left\{ \begin{array}{l} \frac{\beta_{mq} P_{mq}}{\omega\mu_0} J_m\left(\frac{u_{mq}r}{a}\right), 0 \leq r \leq a \\ \frac{\beta_{mq} P_{mq}}{\omega\mu_0} \frac{J_m(u_{mq})}{K_m(w_{mq})} K_m\left(\frac{w_{mq}r}{a}\right), a \leq r \leq b \end{array} \right\} \quad (52)$$

$$H_{mq}^r = \exp(im\phi) \left\{ \begin{array}{l} i \frac{a\beta_{mq}^2}{\omega\mu_0 u_{mq}} \left\{ \frac{\gamma_{mq}^1 - P_{mq}}{2} J_{m-1}\left(\frac{u_{mq}r}{a}\right) + \frac{\gamma_{mq}^1 + P_{mq}}{2} J_{m+1}\left(\frac{u_{mq}r}{a}\right) \right\}, 0 \leq r \leq a \\ i \frac{a\beta_{mq}^2}{\omega\mu_0 w_{mq}} \frac{J_m(u_{mq})}{K_m(w_{mq})} \left\{ \frac{\gamma_{mq}^2 - P_{mq}}{2} K_{m-1}\left(\frac{w_{mq}r}{a}\right) - \frac{\gamma_{mq}^2 + P_{mq}}{2} K_{m+1}\left(\frac{w_{mq}r}{a}\right) \right\}, a \leq r \leq b \end{array} \right\} \quad (53)$$

$$H_{mq}^\phi = \exp(im\phi) \left\{ \begin{array}{l} -i \frac{a\beta_{mq}^2}{\omega\mu_0 u_{mq}} \left\{ \frac{\gamma_{mq}^1 - P_{mq}}{2} J_{m-1}\left(\frac{u_{mq}r}{a}\right) - \frac{\gamma_{mq}^1 + P_{mq}}{2} J_{m+1}\left(\frac{u_{mq}r}{a}\right) \right\}, 0 \leq r \leq a \\ -i \frac{a\beta_{mq}^2}{\omega\mu_0 w_{mq}} \frac{J_m(u_{mq})}{K_m(w_{mq})} \left\{ \frac{\gamma_{mq}^2 - P_{mq}}{2} K_{m-1}\left(\frac{w_{mq}r}{a}\right) + \frac{\gamma_{mq}^2 + P_{mq}}{2} K_{m+1}\left(\frac{w_{mq}r}{a}\right) \right\}, a \leq r \leq b \end{array} \right\} \quad (54)$$

$$\begin{vmatrix} J_m(u) & 0 & -K_m(w) & 0 \\ \frac{im\beta}{u^2} J_m(u) & -\frac{\omega\mu_0}{u} J'_m(u) & \frac{im\beta}{w^2} K_m(w) & -\frac{\omega\mu_0}{w} K'_m(w) \\ 0 & J_m(u) & 0 & -K_m(w) \\ \frac{\omega\varepsilon_1}{u} J'_m(u) & \frac{im\beta}{u^2} J_m(u) & \frac{\omega\varepsilon_2}{w} K'_m(w) & \frac{im\beta}{w^2} K_m(w) \end{vmatrix} = 0. \quad (47)$$

Раскрытие уравнения (47) дает уравнение, которое называется «уравнением на собственные числа» или «характеристическим уравнением волновода»:

$$\left[\frac{J'_m(u)}{uJ_m(u)} + \frac{K'_m(w)}{wK_m(w)} \right] \left[\frac{n_1^2}{n_2^2} \cdot \frac{J'_m(u)}{uJ_m(u)} + \frac{K'_m(w)}{wK_m(w)} \right] = m^2 \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \left(\frac{n_1^2}{n_2^2} \cdot \frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right). \quad (48)$$

Уравнение (48) позволяет получить набор допустимых значений $u_{mq}, w_{mq}, \beta_{mq}$, определяющих множество, распространяющиеся в ступенчатом волокне мод. Выражая коэффициенты B_1, A_2, B_2 через A_1 с помощью (43)-(46) и полагая $A_1 = 1$, можно окончательно записать [21]:

$$E_{mq}^z = \exp(im\phi) \left\{ \begin{array}{l} J_m\left(\frac{u_{mq}r}{a}\right), 0 \leq r \leq a \\ \frac{J_m(u_{mq})}{K_m(w_{mq})} K_m\left(\frac{w_{mq}r}{a}\right), a \leq r \leq b \end{array} \right\} \quad (49)$$

$$\text{где } P_{mq} = \frac{m \left(\frac{1}{u_{mq}^2} + \frac{1}{w_{mq}^2} \right)}{\frac{J'_m(u_{mq})}{u_{mq} J_m(u_{mq})} + \frac{K'_m(w_{mq})}{w_{mq} K_m(w_{mq})}},$$

$$\gamma_{mq}^1 = \left(\frac{k_0 n_1}{\beta_{mq}} \right)^2, \quad \gamma_{mq}^2 = \left(\frac{k_0 n_2}{\beta_{mq}} \right)^2, \quad (55)$$

а также были использованы следующие соотношения для функций Бесселя:

$$J'_m(x) = \frac{1}{2} [J_{m-1}(x) - J_{m+1}(x)], \quad (56)$$

$$\frac{ma}{ur} J_m\left(\frac{ur}{a}\right) = \frac{1}{2} \left[J_{m-1}\left(\frac{ur}{a}\right) + J_{m+1}\left(\frac{ur}{a}\right) \right], \quad (57)$$

$$K'_m(x) = -\frac{1}{2} [K_{m-1}(x) + K_{m+1}(x)], \quad (58)$$

$$\frac{ma}{wr} K_m\left(\frac{wr}{a}\right) = -\frac{1}{2} \left[K_{m-1}\left(\frac{wr}{a}\right) - K_{m+1}\left(\frac{wr}{a}\right) \right]. \quad (59)$$

В общем случае моды, распространяющиеся в ступенчатом оптическом волокне, описываются 6-компонентным электромагнитным полем (49)-(55). Моды, у которых присутствуют продольные компоненты $E_z \neq 0$ и $H_z \neq 0$, называются гибридными и обозначаются HE, если $E_z > H_z$ и EH, если $E_z < H_z$.

В случае, когда $m=0$ правая часть уравнения (48) обнуляется, и возникают уравнения на собственные числа для поперечных TE и TM мод:

$$\frac{J'_m(u)}{u J_m(u)} + \frac{K'_m(w)}{w K_m(w)} = 0, \quad (60)$$

$$\frac{n_1^2}{n_2^2} \cdot \frac{J'_m(u)}{u J_m(u)} + \frac{K'_m(w)}{w K_m(w)} = 0. \quad (61)$$

Уравнение (60) соответствует TE моде ($E_z=0$), а уравнение (61) – TM моде ($H_z=0$).

В терминах лучевой модели распространения света в ступенчатом оптическом волокне гибридные моды соответствуют косым лучам, а поперечные – меридиональным.

Важным параметром для каждой распространяющейся моды является частота отсечки. Мода будет «утекающей», т.е. не распространяющейся, если ее поле в оболочке не спадает. Для модифицированной функции Бесселя известна [22] следующая аппроксимация при больших значениях аргумента:

$$K_m\left(\frac{wr}{a}\right) \sim \sqrt{\frac{\pi a}{2wr}} \exp\left(-\frac{wr}{a}\right). \quad (62)$$

Для больших значений w поле сконцентрировано в сердцевине оптического волокна. При уменьшении w поле начинает выходить все больше в оболочку, а при $w=0$ «уходит» из волновода. Частота, при которой это происходит, называется частотой отсечки. При отсечке:

$$w_c = a \sqrt{\beta_c^2 - (k_0 n_2)^2} = 0, \quad (63)$$

$$\text{или } \beta_c = k_0 n_2 = \omega_c \sqrt{\mu_0 \varepsilon_2}. \quad (64)$$

С другой стороны в ситуации «отсечки» в сердцевине волокна выполняется равенство:

$$u_c = a \sqrt{(k_0 n_1)^2 - \beta_c^2} = a \omega_c \sqrt{\mu_0 (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}, \quad (65)$$

$$\text{или } \omega_c = \frac{u_c}{a \sqrt{\mu_0 (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}}. \quad (66)$$

Параметр u_c называется числом отсечки волокна:

$$u_c \equiv V = k_0 a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (67)$$

В оптическом волокне с $\omega_c=0$ ($u_c=0$) распространяется только одна мода – гибридная мода HE₁₁, которая существует для всех частот. Такое одномодовое волокно имеет очень маленький диаметр сердцевины a и маленькую разность показателей преломления сердцевины и оболочки волокна.

1.2. Линейно-поляризованные моды слабонаправляющего ступенчатого волокна

Для наиболее распространенных коммерческих волокон разность показателей преломления сердцевины и оболочки $\Delta n = n_1 - n_2$ меньше 1%. Такие волокна называются слабонаправляющими и для них, полагая $n_1 \cong n_2$, можно существенно упростить выражения для распространяющегося электромагнитного поля.

В предположении слабонаправляющей аппроксимации уравнение на собственные значения принимает вид:

$$\frac{J'_m(u)}{u J_m(u)} + \frac{K'_m(w)}{w K_m(w)} = \pm m \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right). \quad (68)$$

Используя соотношения (56)-(59) для функций Бесселя, уравнение (68) можно упростить. При использовании знака «+» получаем уравнение:

$$\frac{u J_m(u)}{J_{m+1}(u)} = -\frac{w K_m(w)}{K_{m+1}(w)}, \quad (69)$$

соответствующее гибридным модам EH, а для знака «-»:

$$\frac{u J_{m-2}(u)}{J_{m-1}(u)} = -\frac{w K_{m-2}(w)}{K_{m-1}(w)}, \quad (70)$$

соответствующее гибридным модам HE.

Сравнивая уравнения (69) и (70) можно заметить, что HE моды порядка $m=m_0+1$ вырождаются в EH моды порядка $m=m_0-1$. Тогда более, чем одна мода имеют одинаковые собственные значения (и скорости распространения). Причем, возможно составить линейную комбинацию гибридных мод, которая имеет линейную поляризацию (LP моды) и является преимущественно поперечной [23, 24].

Если ввести для LP моды вместо m индекс p :

$$p = \begin{cases} 1, & TE, TM \\ m+1, & EH \\ m-1, & HE \end{cases} \quad (71)$$

то уравнение на собственные значения будет одним:

$$\frac{uJ_{p-1}(u)}{J_p(u)} = -\frac{wK_{p-1}(w)}{K_p(w)}. \quad (72)$$

В табл. 1 приведено соответствие между линейно-поляризованными и гибридными модами ступенчатого волокна.

Таблица 1. Соответствие между линейно-поляризованными и гибридными модами

Линейно-поляризованные моды	LP _{0q} (p=0)	LP _{1q} (p=1)	LP _{pq} (p=2,3,...)
Гибридные моды	HE _{1q} (m=1) HE _{-1q} (m=-1)	TE _{0q} (m=0) TM _{0q} (m=0) HE _{2q} (m=2) HE _{-2q} (m=-2)	EH _{p-1,q} EH _{- p-1,q} HE _{p+1,q} HE _{- p+1,q}
Степень вырождения	2	4	4

В приближении слабораправляющего оптического волокна удобнее перейти из полярных координат в декартовы. Учитывая, что поперечное поле для LP моды существенно линейно-поляризовано, полный набор мод имеет место, когда только одна электрическая и одна магнитная компонента являются доминирующей. Тогда и поле можно рассматривать в скалярном виде [25, 26]:

$$\Psi_{pq}(r, \varphi, z) = \exp(-i\beta_{pq}z) \begin{cases} \cos(p\varphi) \\ \sin(p\varphi) \end{cases} \begin{cases} \frac{J_p(u_{pq}r/a)}{J_p(u_{pq})}, & 0 \leq r \leq a \\ \frac{K_p(w_{pq}r/a)}{K_p(w_{pq})}, & a \leq r \leq b \end{cases} \quad (73)$$

Можно выбрать электрический вектор, описываемый выражением (73), лежащим вдоль любого радиуса, например, вдоль оси x , E_x , и магнитный вектор перпендикулярно $H_y = -\frac{k_0 n_{1,2}}{\omega \mu_0} E_x$. E_y и H_x

будут очень малы по сравнению с E_x и H_y . При этом всегда можно изменить поляризацию и выбрать вторую пару электрического и магнитного векторов, перпендикулярную первой. При этом каждая пара с независимыми поляризациями может быть взята либо с $\cos(p\varphi)$, либо с $\sin(p\varphi)$, которые возникают при линейных комбинациях гибридных мод. Т.о. четыре типа LP мод отражают четыре типа гибридных мод.

Интенсивность скалярного поля (73) выражает распределение энергии, распространяющейся в ступенчатом слабораправляющем волноводе [24].

2. Моды, обладающие орбитальным угловым моментом

Рассмотрим распространение некоторой линейной суперпозиции LP-мод в идеальном ступенчатом оптическом волокне:

$$U_0(r, \varphi) = \sum_{p,q \in \Omega} C_{pq} \Psi_{pq}(r, \varphi) \quad (74)$$

где C_{pq} – комплексные коэффициенты, $\Psi_{pq}(r, \varphi)$ – моды из (73) при $z=0$, угловая часть которых без потери общности представлена в несколько другом виде:

$$\Psi_{pq}(r, \varphi, z) = \exp(-i\beta_{pq}z) T_p(\varphi) R_{pq}(r) = \exp(-i\beta_{pq}z) \exp(ip\varphi) \begin{cases} \frac{J_p(u_{pq}r/a)}{J_p(u_{pq})}, & 0 \leq r \leq a \\ \frac{K_p(w_{pq}r/a)}{K_p(w_{pq})}, & a \leq r \leq b \end{cases} \quad (75)$$

Хотя выражения (73) и (75) связаны друг с другом простым соотношением, они описывают моды с несколько различными свойствами. Так, например, моды (73) являются действительными при $z=0$, но не имеют орбитального углового момента.

Линейная плотность проекции на ось z орбитального углового момента линейно-поляризованного поля, заданного в полярных координатах, может быть вычислена по следующей формуле [27]:

$$J_{z0} = -\frac{i}{2\omega} \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^a \left(U \frac{\partial U^*}{\partial \varphi} - U^* \frac{\partial U}{\partial \varphi} \right) r dr d\varphi}{\int_0^{2\pi} \int_0^a U U^* r dr d\varphi}, \quad (76)$$

где ω – циклическая частота света в вакууме.

Для поля (74) с модами вида (75) выражение (76) можно записать в следующем виде:

$$\omega J_{z0} = -\frac{\sum_{p,q \in \Omega} |C_{pq}|^2 p}{\sum_{p,q \in \Omega} |C_{pq}|^2}. \quad (77)$$

Формула (77) верна для мод с нормированной радиальной частью:

$$\int_0^b R_{pq}^2(r) r dr = 1, \quad (78)$$

что вполне можно выполнить при расчете.

Таким образом, каждая мода вида (75) имеет линейную плотность z -проекции орбитального углового момента, пропорциональную первому индексу p . В то же время выражение (76) для любой моды вида (73) равно нулю.

Заметим, что основное свойство мод – инвариантность к оператору распространения в данной среде. Т.е. при распространении мода не меняет своей структуры, приобретая лишь фазовый набег. В частности, поперечное распределение интенсивности поля (75) на любом расстоянии будет таким же, как и при $z=0$:

$$\begin{aligned} |\Psi_{pq}(r, \varphi, z)|^2 &= |R_{pq}(r) \exp(ip\varphi) \exp(-i\beta_{pq}z)|^2 = \\ |R_{pq}(r)|^2 &= |\Psi_{pq}(r, \varphi)|^2 \end{aligned} \quad (79)$$

На рис. 2 показаны поперечные распределения (негативы) амплитуды (а) и интенсивности (в), а также радиальное сечение амплитуды (б) для некоторых мод (75) ступенчатого волокна с числом отсечки $V=8,4398$. Эти характеристики моды не меняются при распространении в идеальном волокне. Изменения происходят только в фазе. Для сравнения на рис. 2г приведена фаза при $z=0$, а на рис. 2д – через 100 мкм.

Для численного моделирования были использованы следующие параметры: радиус сердцевины $a=5$ мкм, радиус оболочки $b=62,5$ мкм, показатели преломления сердцевины и оболочки, соответственно $n_1=1,45$, $n_2=1,44$. Оптические волноводы с такими параметрами обычно используются для одномодового режима при излучении с длиной волны $\lambda=1,31$ мкм и $\lambda=1,55$ мкм. Однако для излучения гелий-неонового лазера, $\lambda=0,633$ мкм, режим становится маломодовым [28, 29], т. е. распространяющихся мод становится несколько. Постоянные распространения мод, полученные при решении уравнения на собственные значения (72), приведены в табл. 2.

В общем случае поле (74) не будет обладать свойством инвариантности отдельной моды (79). Однако, можно подобрать такой модовый состав в (74), что интенсивность такой суперпозиции будет

обладать некоторыми особыми свойствами самовоспроизведения.

Таблица 2. Характеристики мод для ступенчатого волокна с числом отсечки $V=8,4398$

Номер	p	q	u_{pq}	β_{pq}
1	0	1	2,1474	9,9199
2	0	2	4,9002	9,8807
3	0	3	7,5459	9,8138
4	± 1	1	3,4157	9,9057
5	± 1	2	6,1935	9,8516
6	± 2	1	4,5686	9,8870
7	± 2	2	7,3723	9,8191
8	± 3	1	5,6617	9,8644
9	± 3	2	8,4246	9,7852
10	± 4	1	6,7136	9,8380
11	± 5	1	7,7311	9,8080

Суперпозиция (74) в идеальном через расстояние z в идеальном волокне будет иметь следующее комплексное распределение:

$$U(r, \varphi, z) = \sum_{p, q \in \Omega} C_{pq} \Psi_{pq}(r, \varphi, z), \quad (80)$$

где $\Psi_{pq}(r, \varphi, z) = \Psi_{pq}(r, \varphi) \cdot \exp(-i\beta_{pq}z)$, β_{pq} – постоянные распространения.

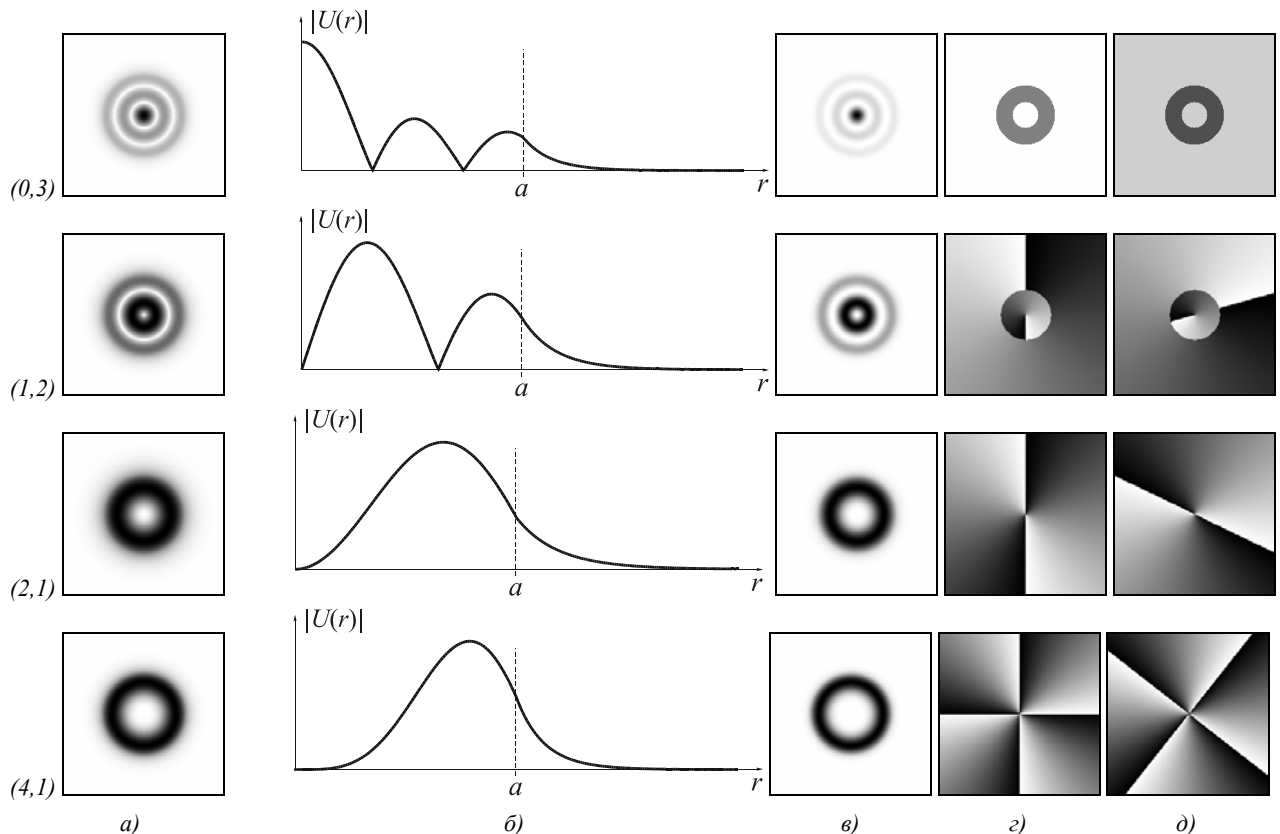


Рис. 2. Моды (p, q) : $(0,3)$, $(1,2)$, $(2,1)$, $(4,1)$: поперечное распределение (негатив) амплитуды (а), радиальное сечение амплитуды (б), поперечное распределение (негатив) интенсивности (в) в плоскостях $z=0$ и $z=100$ мкм; поперечное распределение фазы (белый цвет соответствует значению фазы 0, а черный – 2π) в плоскостях $z=0$ (г) и $z=100$ мкм (д)

Для любой пары мод интенсивность на расстоянии z :

$$\begin{aligned} & \left| C_{p_i q_i} \Psi_{p_i q_i}(r, \varphi, z) + C_{p_j q_j} \Psi_{p_j q_j}(r, \varphi, z) \right|^2 = \\ & = \left| C_{p_i q_i} \right|^2 R_{|p_i|q_i}^2(r) + \left| C_{p_j q_j} \right|^2 R_{|p_j|q_j}^2(r) + \\ & + 2 \left| C_{p_i q_i} \right| \left| C_{p_j q_j} \right| R_{|p_i|q_i}(r) R_{|p_j|q_j}(r) \times \\ & \times \cos \left[(\arg C_{p_i q_i} - \arg C_{p_j q_j}) + \right. \\ & \left. (p_i - p_j) \varphi + (\beta_{|p_i|q_i} - \beta_{|p_j|q_j}) z \right] \end{aligned} \quad (81)$$

отличается от интенсивности при $z=0$:

$$\begin{aligned} & \left| C_{p_i q_i} \Psi_{p_i q_i}(r, \varphi) + C_{p_j q_j} \Psi_{p_j q_j}(r, \varphi) \right|^2 = \\ & = \left| C_{p_i q_i} \right|^2 R_{|p_i|q_i}^2(r) + \left| C_{p_j q_j} \right|^2 R_{|p_j|q_j}^2(r) + \\ & + 2 \left| C_{p_i q_i} \right| \left| C_{p_j q_j} \right| R_{|p_i|q_i}(r) R_{|p_j|q_j}(r) \times \\ & \times \cos \left[(\arg C_{p_i q_i} - \arg C_{p_j q_j}) + (p_i - p_j) \varphi \right] \end{aligned} \quad (82)$$

за счет члена, содержащего косинус.

Если наложить определенные условия на все пары мод, входящих в состав суперпозиции (74), то можно получить поля с особыми свойствами воспроизведения (повторения) распределения интенсивности [30].

3. Эксперименты по возбуждению и обнаружению угловых гармоник в ступенчатом световоде

Инвариантность угловых гармоник к масштабу при вводе в волокно и при селекции их на выходе из волокна при помощи ДОЭ дает большую свободу при выборе параметров оптической схемы. В свою очередь, это позволяет, как будет показано далее, эффективно противодействовать шумам в системе.

Ниже описан ряд натуральных экспериментов по селективному возбуждению как отдельных угловых гармоник, так и их суперпозиции. Оптическая схема и все параметры элементов были теми же, что и в работе [31].

В качестве формирующего ДОЭ (МОДАН 1) использовался один из ДОЭ, формирующих пучки с фазовой сингулярностью $\exp(in\varphi)$ порядка $n=1$, $n=-2$ и суперпозиция $\exp(in_1\varphi) + \exp(in_2\varphi)$ $n_1=-1$, $n_2=2$ (см. рис 3). Многоуровневые ДОЭ были изготовлены по технологии электронной литографии на технологической базе Университета Йюенсуу (Финляндия). Параметры ДОЭ: 32 уровня квантования, диаметр – 2,5 мм, шаг дискретизации – 5 мкм. Винтовой ДОЭ порядка $n=1$ был изготовлен для длины волны $\lambda=633$ нм, а другие два – для длины волны $\lambda=514$ нм.

Для селекции (в качестве МОДАНа 2) использовались различные многопорядковые ДОЭ, согласованные с угловыми гармониками, также изготовленные на технологической базе Университета Йюенсуу. На рис.4 показаны фазы бинарных 8-, 12- и 24-порядковых ДОЭ, осуществляющего обнаружение винтовых сингулярностей различных номеров.

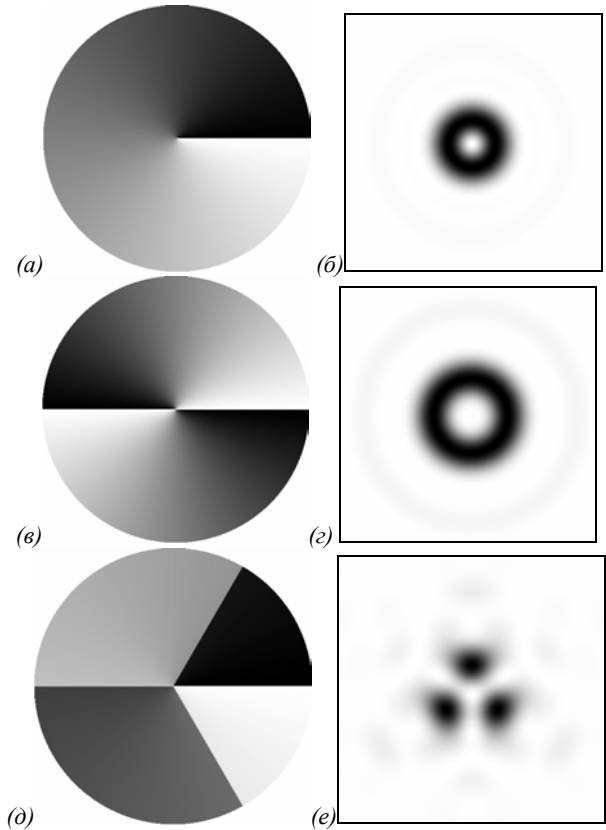


Рис. 3. Формирование световых полей с фазовой сингулярностью $\exp(in\varphi)$: вид фазы ДОЭ для $n=1$ (а), $n=-2$ (в) и суперпозиции $n_1=-1$, $n_2=2$ (д) и соответствующие распределения интенсивности в дальней зоне (б), (г), (е).

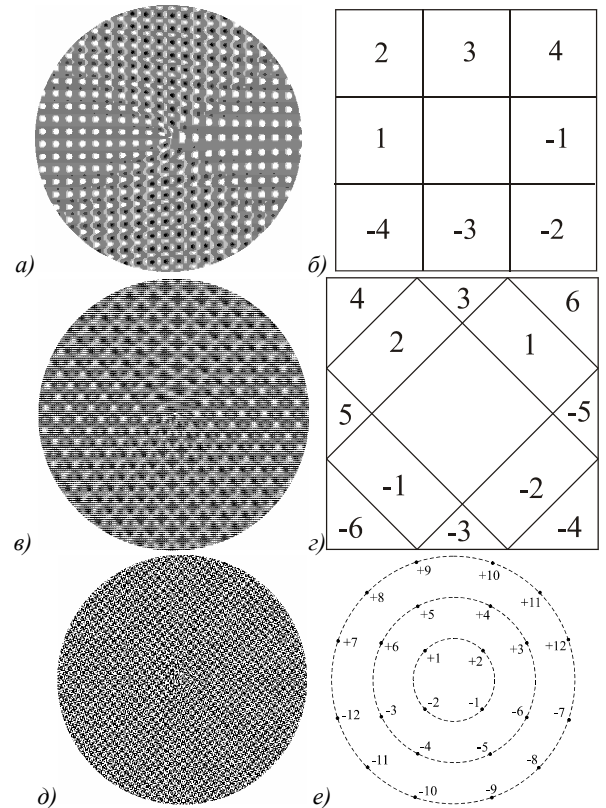


Рис.4. Фазы бинарных 8- (а), 12- (в) и 24- (д) порядковых ДОЭ, согласованных с угловыми гармониками различных номеров и схемы соответствия дифракционных порядков номерам угловых гармоник (б), (г), (е)

Также приведены схемы соответствия дифракционных порядков номерам угловых гармоник. Параметры ДОЭ: диаметр – 10 мм, шаг дискретизации – 5 мкм, высота микрорельефа для длины волны $\lambda=633$ нм.

Вначале, как описано в работе [31], осуществлялась настройка системы ввода в волокно на основную моду. При этом подложка формирующего ДОЭ уже находится в пучке, но смещена, чтобы область фазового рельефа не попадала в пучок. На выходе из волокна гауссов пучок основной моды после коллимации проходит через ДОЭ, согласованный с угловыми гармониками и Фурье-каскад. Масштаб в выходной плоскости Фурье-каскада зависит как от диаметра пучка, проходящего через ДОЭ, так и от фокусного расстояния Фурье-каскада. Эти параметры для угловых гармоник можно менять независимо, в отличие от классических мод, где размеры пучка жестко связаны с параметрами ДОЭ. Рассмотрим, как следует выбирать параметры оптики в случае угловых гармоник. Прежде всего должно происходить угловое разделение порядков, то есть размер пучка следует делать таким, чтобы углы его дифракционной расходимости были меньше, чем углы между дифракционными порядками, определяемые несущими частотами. В первом эксперименте использовались два ДОЭ диаметром 10 мм: 12-порядковый с несущей частотой около 20 лин/мм и 8-порядковый с несущей около 8 лин/мм. Если использовать 20X микрообъектив М2, то для 8-порядкового ДОЭ порядки перекрываются, а для 12-порядкового нет (см. Рис. 5а), б)). Фокусное расстояние Фурье-каскада, при котором получены распределения на рисунке 1, около 500 мм.

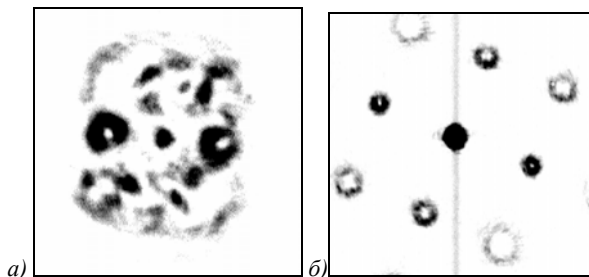


Рисунок 5 Распределение интенсивности в выходной плоскости Фурье-каскада для 8 (а) и 24 (б) порядковых ДОЭ

Из рис. 5 также видно, что в случае б) из 12-порядков в поле зрения камеры оказываются лишь 8 порядков. Отсюда можно сформулировать другой критерий выбора параметров, а именно: масштаб изображения должен быть таким, чтобы в поле зрения были все нужные порядки. Это зависит лишь от фокусного расстояния Фурье-объектива и несущих частот. Когда это достигнуто, можно менять диаметр получаемых колец, меняя диаметр освещаемого пучка. Это нужно для увеличения разрешения в дифракционных порядках, чтобы в дальнейшем повысить точность исследования корреляционных пиков. Изменять фокусное расстояние Фурье-каскада можно, меняя расходимость излучения по-

сле коллимирующего микрообъектива М2, путем его перемещения вдоль оптической оси. При этом пучок перестает быть плоскопараллельным и становится немного расходящимся. Для изменения диаметра освещающего пучка необходимо менять фокусное расстояние микрообъектива М2. Это может быть достигнуто только заменой микрообъектива. Например для устранения перекрытия порядков на рис.5 а) потребовалось: во-первых увеличить диаметр освещающего пучка путем замены 20X микрообъектива на 8X, во-вторых увеличить фокусное расстояние Фурье-каскада до 1000 мм. Полученное распределение интенсивности (см. рис. б) свидетельствует о решении указанной проблемы.

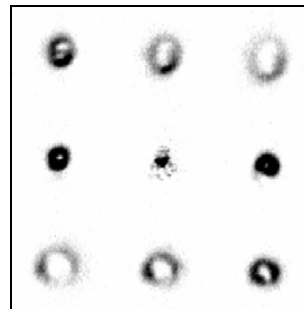


Рисунок 6 Распределение интенсивности для 8-порядкового ДОЭ

Кроме того, увеличение фокусного расстояния и соответствующее увеличение масштаба способствует снижению шумов, что видно при сравнении рис 6 и рис 5. Это объясняется тем, что шумы носят высокочастотный характер вследствие высоких частот дискретизации фазовых ДОЭ, и их уровень снижается ближе к оптической оси. Таким образом, если можно увеличивать габариты оптической системы, то для снижения влияния шумов надо выбирать меньшие значения несущих частот (разумеется, не допуская при этом перекрытия порядков).

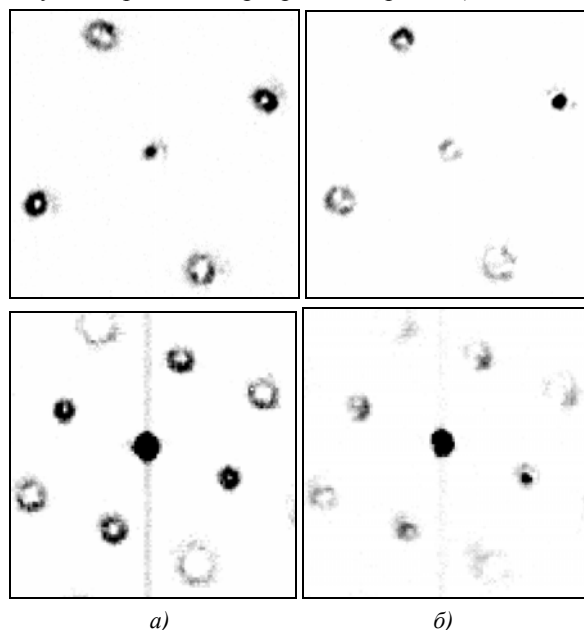


Рисунок 7 Распределения интенсивности при отсутствии а) и наличии б) угловой гармоники 1 порядка для 24-порядкового и 12-порядкового ДОЭ

Эксперименты проводились с тремя формирующими ДОЭ, которые соответственно формировали угловые гармоники первого и второго порядков, а также их суперпозицию. Для обнаружения угловых гармоник, кроме вышеупомянутых, использовался еще и 24-порядковый ДОЭ с несущей частотой около 25 лин/мм. На рис. 7 приведены распределения интенсивности в выходной плоскости при наличии и отсутствии угловой гармоники 1 порядка для 12 и 24-порядковых ДОЭ.

На обоих рисунках видно, что пик интенсивности появляется в центре соответствующего порядка, в остальных – интенсивность близка к уровню шумов (не более 10% от величины пика). Следует отметить, что энергетическая эффективность 24-порядкового ДОЭ существенно (примерно в 5 раз) выше, чем 12-порядкового.

Проводилось также исследование чувствительности системы возбуждения к поперечному сдвигу формирующего ДОЭ. Распределение интенсивности, полученное при сдвиге ДОЭ порядка 0,25 мм, показано на рис. 8. Видно, что при этом появляется угловая гармоника 1 порядка с другим знаком, а также (слабее на 30%) одна из гармоник 2 порядка. Далее этот результат будет прокомментирован в совокупности с аналогичным, полученным для других гармоник.

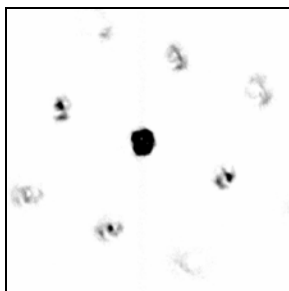


Рисунок 8. Распределения интенсивности в выходной плоскости при поперечном сдвиге формирующего ДОЭ

Далее проводилось возбуждение угловой гармоники 2 порядка. При этом было обнаружено, что в зависимости от положения формирующего ДОЭ в освещающем пучке пик интенсивности может появляться в дифракционных порядках, соответствующих угловым гармоникам второго порядка обоих знаков. Причем может быть достигнуто как селективное возбуждение любой из них, так и их совместное возбуждение с примерно равными интенсивностями. Рисунок 9 иллюстрирует эти результаты.

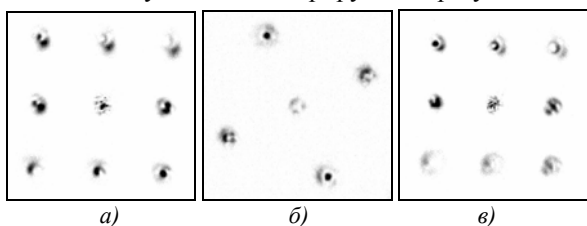


Рисунок 9 Распределения интенсивности в выходной плоскости при возбуждении угловых гармоник 2 порядка

На рис. 9 а) и в) (8-порядковый ДОЭ) видны пики интенсивности, соответствующие угловым гармоникам

2 порядка разных знаков, а на рис 9 б) (24-порядковый ДОЭ) – одновременно обе указанные гармоники. При этом, правда, селективность возбуждения ниже, чем для гармоники 1 порядка. Интенсивность в центрах других дифракционных порядков достигает 25% от величины максимума (того порядка, где наблюдается пик). Такие результаты можно объяснить тем, что ДОЭ, использовавшийся для формирования угловой гармоники 2 порядка, был рассчитан на другую длину волны, а именно на 514 нм. Кроме того, фазовая функция ДОЭ как бы разделена на две половины, с центральной симметрией. Смещение центра такого ДОЭ от центра пучка приводит к тому, что некоторая его часть оказывается по другую сторону от оптической оси, что, как легко видеть, соответствует изменению знака угловой гармоники. И хотя это изменение касается лишь части сечения пучка этого, видимо, достаточно для формирования в каком-то приближении угловой гармоники. Косвенным подтверждением сказанного является то, что с угловой гармоникой 1 порядка, где характер симметрии другой, получить симметричную картину при сдвиге не удается.

Третий эксперимент ставился по возбуждению суперпозиции угловых гармоник 1 и 2 порядков с противоположными знаками. Результаты эксперимента показаны на рис. 10.

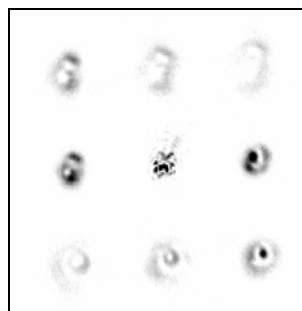


Рисунок 10 Распределение интенсивности при возбуждении суперпозиции угловых гармоник

На Рис 10 видно возникновение сингулярности 1 и 2 порядка, появились максимумы интенсивности в центрах соответствующих дифракционных порядков, в остальных – интенсивность близка к уровню шумов (не более 15% от максимума). Следует отметить, что максимум, соответствующий угловой гармонике 2 порядка (в правом нижнем углу), на 10% слабее максимума гармоники 1 порядка. Однако в отсутствии угловых гармоник (см. рис.6) интенсивность в центрах этих порядков различается на такую же величину. Возможно, это связано с недостатком разрешения, поскольку для угловых гармоник разных порядков требования к пространственному разрешению системы различны. При сдвиге формирующего ДОЭ в пучке не удастся достичь эффектов, подобных описанным выше для одиночных угловых гармоник. Картина становится сложной и выявить какие-то закономерности не удастся. Поскольку такой формирующий элемент как бы разделен на три сектора, этот факт, видимо укладывается в рамки вышеприведенного объяснения поведения угловых гармоник при поперечном сдвиге.

Заключение

В данной работе:

- рассмотрены линейно-поляризованные моды слабнонаправляющего волокна, несущие ненулевой орбитальный угловой момент;
- проведены эксперименты по возбуждению угловых гармоник низших порядков и их суперпозиции в ступенчатом маломодовом волоконном световоде;
- показано, что при этом достигаются высокая селективность возбуждения, а при сдвиге ДОЭ возникают парные гармоники с противоположными знаками.

Благодарность

Авторы выражают благодарность группе проф. Я. Турунена, Университет Йюенсуу (Финляндия), за изготовление образцов ДОЭ, формирующих винтовые пучки с угловыми гармониками.

Работа выполнена при поддержке российско-американской программы "Фундаментальные исследования и высшее образование" (BRNE), грантов Президента Российской Федерации МД-209.2003.01 и НШ-1007.2003, а также гранта РФФИ 05-01-96505.

Литература

1. Berdague S., Facq P. Mode division multiplexing in optical fibers // *Appl. Optics*, 1982, v.21, p. 1950-1955.
2. Soifer V.A., Golub M.A. Laser beam mode selection by computer-generated holograms // CRC Press, Boca Raton, 1994.
3. Anderson D.Z., Bolshtyansky M.A., Zel'dovich B.Ya. Stabilization of the speckle pattern of a multimode fiber undergoing bending // *Optics Lett.*, 1996, v.21, no.11, p. 785-787.
4. Bolshtyansky M.A., Zel'dovich B.Ya. Stabilization of transmission function: theory for an ultrathin endoscope of one multimode fiber // *Applied Optics*, 1997, v.36, no.16, p. 3673-3681.
5. Shinmura Y., Ezoe H., Yoshikawa M. Observation of mode in graded-index optical fibers with bending and cross talk in MDM // *IEICE Trans. Electron.*, 1997, v.E80-C, no.6, p. 828-830.
6. Marcuse D. Theory of dielectric optical waveguides // Academic, San Diego, 1974.
7. Raddatz L. An experimental and theoretical study of the offset launch technique for the enhancement of the bandwidth of multimode fibre links / L. Raddatz, I.H. White, D.G. Cunningham, M.C. Nowell // *IEEE J. of Lightw. Techn.*, 1998, p. 324-331.
8. Stuart H.R. Dispersive multiplexing in multimode fiber // *Proc. of OFC*, Baltimore, 2000, p. 305-307.
9. Koonen T. Mode group diversity multiplexing for multi-service in-house networks using multi-mode polymer optical fibre / T. Koonen, H. van den Boom, F. Willems, J. Bergmans, G.-D. Khoe // *Proc. IEEE/LEOS*, Amsterdam, 2002, p. 183-186.
10. Poole C. D. and Wang S.-C. Bend-induced loss for the higher-order spatial mode in a dual-mode fiber // *Opt. Lett.*, 1993, v.18, no.20, p. 1712-1714.
11. Hwang I.K., Yun S.H. and Kim B.Y. Long-period fiber gratings based on periodic microbends // *Opt. Lett.*, 1999, v.24, no.18, p. 1263-1265.
12. Lee K.S. and Erdogan T. Fiber mode conversion with tilted gratings in an optical fiber // *J. Opt. Soc. Am. A*, 2001, v.18, no.5, p. 1176-1185.
13. Thornburg W.Q., Corrado B.J. and Zhu X.D. Selective launching of higher-order modes into an optical fiber with an optical phase shifter // *Opt. Lett.*, 1994, v.19, no.7, p. 454-456.
14. Poon A.W., Chang R.K., Lock J.A. Spiral morphology-dependent resonances in an optical fiber: effects of fiber tilt and focused Gaussian beam illumination // *Opt. Lett.*, 1998, v.23, no.14, p. 1105-1107.
15. Bolshtyansky M.A., Savchenko A.Yu. and Zel'dovich B.Ya. Use of skew rays in multimode fibers to generate speckle field with nonzero vorticity // *Opt. Lett.*, 1999, v.24, no.7, p. 433-435.
16. Dubois F., Emplit Ph. and Hugon O. Selective mode excitation in graded-index multimode fiber by a computer-generated optical mask // *Opt. Lett.*, 1994, v.19, no.7, p. 433-435.
17. Soifer V.A., Golub M.A. Laser beam mode selection by computer-generated holograms // CRC Press, Boca Raton, 1994
18. Methods for Computer Design of Diffractive Optical Elements / V.A. Soifer, ed. // John Wiley & Sons, Inc., New York, 2002.
19. Marcuse D. Light transmission optics // Van Nostrand Reinhold Co., New York, 1972.
20. Cherin A.H. An introduction to optical fibers // McGraw-Hill book Co., Singapore, 1987.
21. Koshiha M. Optical waveguide analysis // McGraw-Hill Inc., Tokyo, 1990.
22. Справочник по специальным функциям / по ред. М. Абрамовица и И. Стигана // М.: Наука, 1979.
23. Снайдер А., Лав Д. Теория оптических волноводов // М.: Радио и связь, 1987.
24. Levi L. Applied optics // John Wiley & Sons Inc., New York, 1980
25. Gloge D. Weakly guided fibers // *Appl. Opt.*, 1971, v.10, p. 2252-2258.
26. Yeh C. Handbook of fiber optics. Theory and applications // Academic Press Inc., New York, 1990.
27. Котляр В.В., Хонина С.Н., Сойфер В.А., Ванг Я. Измерение орбитального углового момента светового поля с помощью дифракционного оптического элемента // *Автоматика*, 2002, т.38, №3, с. 33-44.
28. Хонина С.Н., Скиданов Р.В., Котляр В.В., Сойфер В.А. Фазовый дифракционный фильтр, предназначенный для анализа световых полей на выходе волокна со ступенчатым профилем показателя преломления // *Компьютерная оптика*, 2003, вып.25, с. 89-94.
29. Карпеев С.В., Павельев В.С., Хонина С.Н. Исследование зависимости мощностей мод на выходе ступенчатого волоконного световода от величины его прогиба // *Компьютерная оптика*, 2003, вып.25, с. 95-99.
30. Хонина С.Н., Волотовский С.Г. Самовоспроизведение многомодовых лазерных полей в ступенчатых слабнонаправляющих оптических волокнах // *Известия СНЦ РАН*, 2004, т. 6, № 1, с. 53-64.
31. Karpeev S.V., Pavelyev V.S., Duparre M., Luedge B., Rockstuhl C., Schroeter S. DOE-aided Analysis and Generation of Transverse Coherent Light Modes in a Stepped-Index Optical Fiber// *Optical Memory And Neural Networks (Information Optics)*, Allerton Press, 2003. V. 12, N 1, P. 27-34.