Ученые записки Таврического национального университета имени В.И. Вернадского
Серия «Физико-математические науки». Том 23 (62). 2010 г. № 3. С. 54-63

УДК **535:52-626:681.7. 068.2**

ВЕКТОРНАЯ ТЕОРИЯ ВЫСШИХ МОД ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ

Алексеев К.Н. [1]***, Яворский М.А.*** [1]***, Боклаг Н.А.*** [1,2]

[1] ***Таврический Национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина***
[2] ***Национальный центр управления и испытаний космических средств, Евпатория, Украина***
E-mail: c.alexeyev@yandex.ua

Рассмотрена структура гибридных мод высших порядков двух идентичных слабо взаимодействующих связанных оптических волокон. Вычислены спектры поляризационных поправок.
Ключевые слова: моды связанных оптических волокон, перекрестная связь, связанные моды.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение распространение света в системе связанных волокон берет начало от классической работы Джонса, в которой были введены уравнения для связанных мод [1]. Последующие исследования связанных волокон, в основном, ограничивались практически значимыми случаями одномодовых волокон [2, 3]. Задача о структуре мод высших порядков в связанных волокнах рассматривалась лишь в одной работе, где изучались предельные случаи близко и далеко расположенных волокон [4]. Такая разница в количестве внимания, уделенного изучению фундаментальных мод и мод высших порядков, объясняется потребностями систем оптоволоконной связи, которые до недавнего времени преимущественно касались передачи информации по мономодовым волокнам.

Прогресс, достигнутый в коммуникационной и информационной оптике, привёл к необходимости изучения переноса информации особыми состояниями с определённым орбитальным угловым моментом, известными как оптические вихри (ОВ) [5]. Известно, что такие поля относятся к высшим модам семейства решений уравнений Максвелла в волноводах. В частности, эти состояния, определяемые азимутальным углом φ посредством множитель $\exp(il\varphi)$, где $l=\pm 1,\pm 2...$, могут возникнуть только в случае $|l|>1$ мод волокна [6]. Вопрос о модах высших порядков в связанных волокнах является важным для изучения туннелирования ОВ в оптических разветвителях [7-9].

В связи с этим целью данной работы является решение задачи об определении высших мод двух идентичных связанных слабонаправляющих оптических волокон с учётом спин-орбитального взаимодействия.

1. ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ И УРАВНЕНИЕ НА СОБСТВЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ

Будем решать задачу о связанных волокнах по теорией возмущения с вырождением. Согласно этому подходу, векторное волновое уравнение для $\mathbf{e}_t$ имеет вид [10]:

$$\left[\nabla_t^2 + k^2 n^2(x,y)\right]\mathbf{e}_t(x,y) + \nabla_t\left(\mathbf{e}_t \cdot \nabla_t \ln n^2\right) = \beta^2 \mathbf{e}_t(x,y), \qquad (1)$$

где n показатель преломления, k волновое число в вакууме, $\nabla_t = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ и β постоянная распространения. В случае двух параллельных волокон оно может быть записано в эквивалентной форме уравнения на собственные значения [11]:

$$(T + k^2 n_{cl}^2 + V_l + V_r + H_{so,l} + H_{so,r})\mathbf{e}_t = \beta^2 \mathbf{e}_t \ , \qquad (2)$$

где $T = \nabla_t^2$, $V_{l,r} = 2k^2 n_{co,l(r)}^2 \Delta_{l(r)} \bar{f}_{l(r)}(x,y)$, $n_{co(cl)}$ – показатель преломления сердцевины и оболочки левого (правого) волокна, соответственно, $\Delta_{l(r)} = (n_{co}^2 - n_{cl}^2)/2n_{co}^2$ и $\bar{f} = \theta(1 - r/r_0)$, θ – функция Хевисайда и r_0 – радиус сердцевины. Оператор H_{so} отвечает за спин-орбитальное взаимодействие в оптоволокне [6]. Чтобы получить структуру мод, необходимо построить матрицу полного оператора в левой части (2) в базисе решений скалярного уравнения для отдельных волокон. Эти векторные функции могут быть представлены в виде матрицы $|\Psi\rangle = \psi\begin{pmatrix} n_x \\ n_y \end{pmatrix}$, где $n_{x,y}$ – компоненты некоторого вектора, нормированного на единицу. Здесь ψ имеет левую либо правую локализацию (которую мы будем обозначать через $\psi_{l(r)}$ и подразумевать, что она зависит от цилиндрических координат, связанных либо с левым, либо с правым волокном) и удовлетворяет уравнению

$$\left[\nabla_t^2 + k^2 n_{r(l)}^2\right]\psi_{r(l)} = \tilde{\beta}_{r(l)}^2 \psi_{r(l)}, \qquad (3)$$

где $n_{r(l)}^2 = n_{co,r(l)}^2\left(1 - 2\Delta_{r(l)} f_{r(l)}(x,y)\right)$ и $f = \theta(r/r_0 - 1)$. При $l \neq 0$ существуют четыре собственные функции ψ, принадлежащие одному и тому же значению β_l, поэтому полный базис должен состоять из восьми лево- или право-локализованных собственных функций. Для таких скалярных решений удобно выбрать состояния с хорошо определёнными орбитальными угловыми моментами: $\psi \propto F_l(r)\exp(il\varphi)$, где радиальная функция $F_l(r)$ удовлетворяет уравнению [10]:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} - \frac{l^2}{r^2} + k^2 n^2(r)\right]F_l(r) = \tilde{\beta}_l^2 F_l(r). \qquad (4)$$

Известно, что такие решения представляют собой оптические вихри [5, 6]. В линейном базисе $|e\rangle = \begin{pmatrix} e_x \\ e_y \end{pmatrix}$ собственные функции $|\Psi\rangle$ могут быть записаны в явном виде как [6]:

$$\left|\Psi\right\rangle = F_{|l|} e^{il\varphi} \begin{pmatrix} 1 \\ i\sigma \end{pmatrix} \equiv \left|\sigma, l\right\rangle, \tag{5}$$

где $\sigma = \pm 1$ определяет знак круговой поляризации и l может быть отрицательным. Следует помнить, что в циркулярном базисе, определяемом посредством $e_{\pm} = e_x \mp i e_y$, поля (5) при $\sigma = 1$ содержат столбец $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$, в то время как при $\sigma = -1$ они пропорциональны столбцу $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$. При этом полный базис при $l \neq 0$ содержит восемь векторов, на которых может быть построена матрица полного оператора:

$$\left|1\right\rangle = \left|1,1,L\right\rangle,\ \left|2\right\rangle = \left|1,-1,L\right\rangle,\ \left|3\right\rangle = \left|-1,-1,L\right\rangle,\ \left|4\right\rangle = \left|-1,1,L\right\rangle,$$

$$\left|5\right\rangle = \left|1,1,R\right\rangle,\ \left|6\right\rangle = \left|1,-1,R\right\rangle,\ \left|7\right\rangle = \left|-1,-1,R\right\rangle,\ \left|8\right\rangle = \left|-1,1,R\right\rangle, \tag{6}$$

где третий индекс показывает локализацию соответствующей скалярной функции.

Матричные элементы матрицы H_l полного оператора строятся как $H_{ij} = \left\langle i \middle| H \middle| j \right\rangle$, где:

$$\left\langle \Phi \middle| \Psi \right\rangle = \iint_S \begin{pmatrix} \Phi_x^* & \Phi_y^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_x \\ \Psi_y \end{pmatrix} dS\,. \tag{7}$$

Для упрощения вычислений сделаем ряд стандартных предположений [11], позволяющих получить матрицу H_l:

$$H_l = \begin{pmatrix} P_l & Q_l \\ Q_l & P_l \end{pmatrix}, \tag{8}$$

где блоки имеют вид:

$$P_l = \begin{pmatrix} A_l & 0 & 0 & 0 \\ 0 & B_l & 0 & B_l\delta_{l1} \\ 0 & 0 & A_l & 0 \\ 0 & B_l\delta_{l,1} & 0 & B_l \end{pmatrix}, \qquad Q_l = \begin{pmatrix} C_l & D_l & 0 & 0 \\ D_l & C_l & 0 & 0 \\ 0 & 0 & C_l & D_l \\ 0 & 0 & D_l & C_l \end{pmatrix}, \tag{9}$$

где δ_{ij} дельта Кронекера и суммирование по l не предполагается. Матрица P_l определяет структуру мод идеальных волокон [6], в то время как Q_l описывает связь между волокнами. Для волокна со ступенчатым профилем имеем [6]:

$$A_l = \frac{2\pi\Delta}{N_l}\left(F_l F_l' - F_l^2\right)\Big|_{R=1},\ B_1 = \frac{2\pi\Delta}{N_1}\left(F_1 F_1' + F_1^2\right)\Big|_{R=1},$$

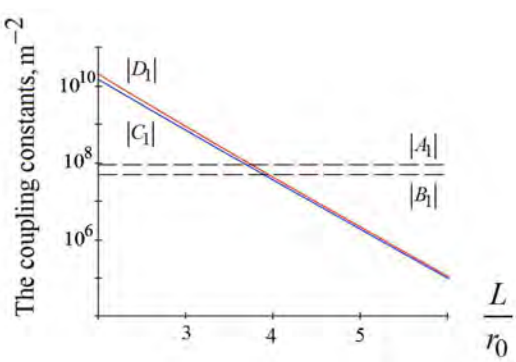
$$B_l = -A_l \text{ при } |l| > 1. \tag{10}$$

Здесь $R = r / r_0$ и коэффициент нормировки: $N_l = 2\pi r_0^2 \int\limits_0^\infty R F_l^2(R) dR$. Легко показать, что постоянные взаимодействия равны:

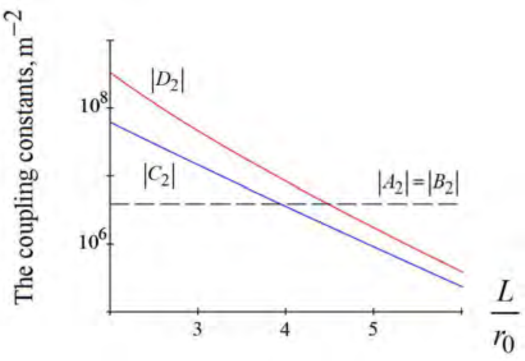
$$C_l = 2k^2 n_{co}^2 r_0^2 \Delta N_l^{-1} \sum_{n=0}^{n=l} C_l^n \Lambda^{l-n} \int\limits_0^{2\pi} \cos\left[\left(l-n\right)\varphi\right] d\varphi \int\limits_0^1 \frac{R^{n+1}}{\tilde{R}^l} K_l(\tilde{R}) J_l(R) dR, \quad (11)$$

$$D_l = 2k^2 n_{co}^2 r_0^2 \Delta N_l^{-1} \sum_{n=0}^{n=l} C_l^n \Lambda^n \int\limits_0^{2\pi} \cos[(2l-n)\varphi] d\varphi \int\limits_0^1 \frac{R^{l-n+1}}{\tilde{R}^l} K_l(\tilde{R}) J_l(R) dR, \quad (12)$$

где $\tilde{R}^2 = R^2 + \Lambda^2 + 2\Lambda R\cos\varphi$, $\Lambda = L / r_0$ и L – расстояние между центрами волокон, K_l – модифицированная функция Бесселя, J_l – функция Бесселя, C_l^n – биномиальные коэффициенты. Графики интегралов перекрытия (11), (12) показаны на рис. 1.



а)



б)

Рис. 1. Зависимость постоянных взаимодействия C_l и D_l от расстояния L между центрами волокон для мод с азимутальными числами $l = 1$ (а) и $l = 2$ (б); $V = 4.2$, $\Delta = 10^{-3}$, $r_0 = 10\lambda_{He-Ne}$. Пунктирная линия показывает постоянные, характеризующие спин-орбитальное взаимодействие. По оси x используется логарифмическая шкала.

Очевидно, что влияние спин-орбитального взаимодействия существенно только в тех областях, где его постоянные A_l, B_l сравнимы или больше, чем постоянные взаимодействия C_l и D_l. В остальных областях применимо скалярное приближение, и необходимость учитывать градиентный член в волновом уравнении (1) отсутствует.

2. ГИБРИДНЫЕ МОДЫ СВЯЗАННЫХ ВОЛОКОН

Как известно, структура мод определяется решением задачи на собственные значения матрицы H_l:

$$H_l \mathbf{x}_l = \lambda \mathbf{x}_l , \tag{13}$$

где компоненты x_i собственного вектора $\mathbf{x}_l$ определяют вид соответствующей моды $|\psi\rangle$: $|\psi\rangle = \sum_i x_i |i\rangle$. Здесь $|i\rangle$ берётся из (6). Спектр λ даёт поляризационные поправки $\delta\beta_i$ к скалярной постоянной распространения [10]: $\delta\beta_i = \lambda_i / 2\tilde{\beta}$. Используя хорошо разработанные методы [12], можно получить аналитические выражения для гибридных мод связанных волокон.

Примечательно, что их структура не зависит от значения l. Нормированные на единицу моды имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
|\psi_{1l}\rangle &= \frac{1}{2}\cos\theta_{1l}\{|1\rangle - |3\rangle - |5\rangle + |7\rangle\} + \frac{1}{2}\sin\theta_{1l}\{|2\rangle - |4\rangle - |6\rangle + |8\rangle\}, \\
|\psi_{2l}\rangle &= \frac{1}{2}\sin\theta_{1l}\{|1\rangle - |3\rangle - |5\rangle + |7\rangle\} - \frac{1}{2}\cos\theta_{1l}\{|2\rangle - |4\rangle - |6\rangle + |8\rangle\}, \\
|\psi_{3l}\rangle &= \frac{1}{2}\cos\theta_{2l}\{|1\rangle + |3\rangle - |5\rangle - |7\rangle\} + \frac{1}{2}\sin\theta_{2l}\{|2\rangle + |4\rangle - |6\rangle - |8\rangle\}, \\
|\psi_{4l}\rangle &= \frac{1}{2}\sin\theta_{2l}\{|1\rangle + |3\rangle - |5\rangle - |7\rangle\} - \frac{1}{2}\cos\theta_{2l}\{|2\rangle + |4\rangle - |6\rangle - |8\rangle\}, \\
|\psi_{5l}\rangle &= \frac{1}{2}\cos\theta_{3l}\{|1\rangle - |3\rangle + |5\rangle - |7\rangle\} + \frac{1}{2}\sin\theta_{3l}\{|2\rangle - |4\rangle + |6\rangle - |8\rangle\}, \\
|\psi_{6l}\rangle &= \frac{1}{2}\sin\theta_{3l}\{|1\rangle - |3\rangle + |5\rangle - |7\rangle\} - \frac{1}{2}\cos\theta_{3l}\{|2\rangle - |4\rangle + |6\rangle - |8\rangle\}, \\
|\psi_{7l}\rangle &= \frac{1}{2}\cos\theta_{4l}\{|1\rangle + |3\rangle + |5\rangle + |7\rangle\} + \frac{1}{2}\sin\theta_{4l}\{|2\rangle + |4\rangle + |6\rangle + |8\rangle\}, \\
|\psi_{8l}\rangle &= \frac{1}{2}\sin\theta_{4l}\{|1\rangle + |3\rangle + |5\rangle + |7\rangle\} - \frac{1}{2}\cos\theta_{4l}\{|2\rangle + |4\rangle + |6\rangle + |8\rangle\}.
\end{aligned} \tag{14}$$

Управляющие коэффициенты зависят от l. При $l = 1$ имеем:

$$\sin\theta_{11} = \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{1 - \frac{A_1}{R_1}}, \quad \cos\theta_{11} = \frac{\mathrm{sgn}(-D_1)}{\sqrt{2}}\sqrt{1 + \frac{A_1}{R_1}},$$

$$\sin\theta_{21} = \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{1 - \frac{A_1 - 2B_1}{R_2}}, \quad \cos\theta_{21} = \frac{\mathrm{sgn}(-D_1)}{\sqrt{2}}\sqrt{1 + \frac{A_1 - 2B_1}{R_2}},$$

$$\sin\theta_{11} = \sin\theta_{31}, \quad \cos\theta_{11} = -\cos\theta_{31},$$

$$\sin\theta_{21} = \sin\theta_{41}, \ \cos\theta_{21} = -\cos\theta_{41}. \quad (15)$$

Здесь $R_1 = \sqrt{A_1^2 + 4D_1^2}$, $R_2 = \sqrt{(A_1 - 2B_1)^2 + 4D_1^2}$. Очевидно, что есть только два управляющих угла (θ_{11} и θ_{21}), определяющих модовую структуру. Зависимость модовых коэффициентов при $l = 1$ от расстояния между волокнами показана на рис. 2.

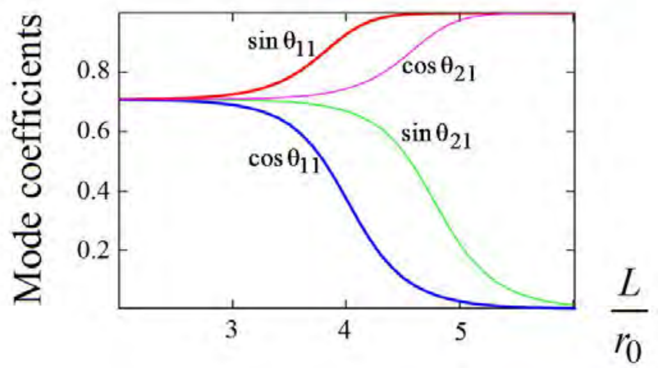


Рис. 2. Зависимость управляющих коэффициентов (15) для азимутального числа $l = 1$ от расстояния между центрами волокон L; $V = 4.2$, $\Delta = 10^{-3}$, $r_0 = 10\lambda_{He-Ne}$.

При $l > 1$ ситуация ещё проще – есть только один управляющий угол, определяющий модовую структуру:

$$\sin\theta_{1l} = \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{1 - \frac{A_l}{\sqrt{A_l^2 + D_l^2}}}, \ \cos\theta_{1l} = \frac{\mathrm{sgn}(-D_l)}{\sqrt{2}}\sqrt{1 + \frac{A_l}{\sqrt{A_l^2 + D_l^2}}},$$

$$\sin\theta_{1l} = \sin\theta_{2l} = \sin\theta_{3l} = \sin\theta_{4l}, \ \cos\theta_{1l} = \cos\theta_{2l} = -\cos\theta_{3l} = -\cos\theta_{4l}. \quad (16)$$

Графики управляющих коэффициентов как функций L для некоторых $l > 1$ показаны на рис. 3.

Поляризационные поправки к скалярным постоянным распространения $\tilde{\beta}_l$ при $l = 1$ имеют вид:

$$\delta\beta_{1,2} = \frac{1}{2\tilde{\beta}_1}\left(A_1 - 2C_1 \pm R_1\right); \ \delta\beta_{3,4} = \frac{1}{2\tilde{\beta}_1}\left(A_1 + 2B_1 - 2C_1 \pm R_2\right);$$

$$\delta\beta_{5,6} = \frac{1}{2\tilde{\beta}_1}\left(A_1 + 2C_1 \pm R_1\right); \ \delta\beta_{7,8} = \frac{1}{2\tilde{\beta}_1}\left(A_1 + 2B_1 + 2C_1 \pm R_2\right). \quad (17)$$

Графики этих поправок как функции L показаны на рис. 4.

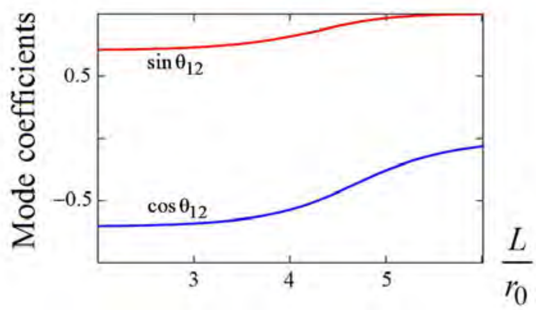
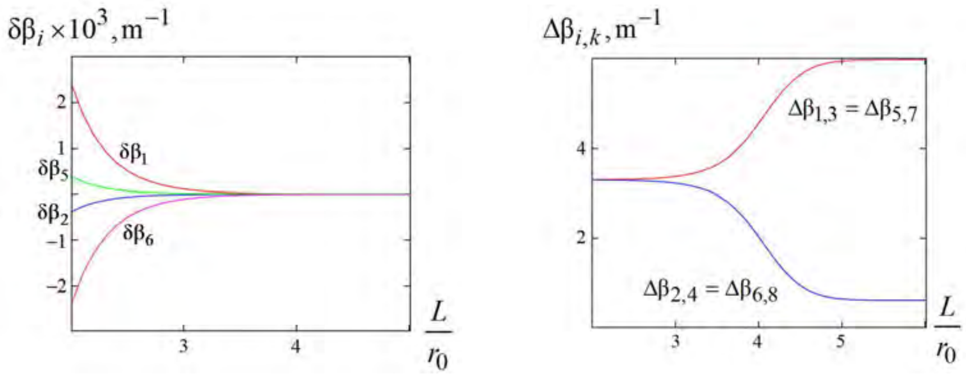


Рис. 3. Зависимость управляющих коэффициентов (16) для азимутального числа $l=2$ от расстояния между центрами волокон L; $V=4.2$, $\Delta=10^{-3}$, $r_0=10\lambda_{He-Ne}$.



а) б)

Рис. 4. Зависимость поправок $\delta\beta_i$ к скалярной постоянной распространения от расстояния между центрами волокон L (а). Показаны только четыре постоянные распространения, так как оставшиеся четыре почти в точности совпадают с указанными. Рисунок (б) демонстрирует разницу между близко расположенными постоянными распространения; $\Delta\beta_{i,k}=\delta\beta_i-\delta\beta_k$; $V=4.2$, $\Delta=10^{-3}$, $r_0=10\lambda_{He-Ne}$.

Очевидно, что для $l=1$ мод связанных волокон вырождение отсутствует. Следует заметить, что в идеальных волокнах при $l=1$ один из энергетических уровней остаётся дважды вырожденным и соответствует ОВ $\left|1,1\right\rangle$ и $\left|1,-1\right\rangle$. В связанных волокнах это остаточное вырождение снимается скалярным спариванием, как показано в (17). При $l>1$ вырождение возникает снова:

$$\delta\beta_{1,2}=\delta\beta_{3,4}=\frac{1}{\tilde{\beta}_l}\left(-C_l\pm\sqrt{A_l^2+D_l^2}\right),\ \delta\beta_{5,6}=\delta\beta_{7,8}=\frac{1}{\tilde{\beta}_l}\left(C_l\pm\sqrt{A_l^2+D_l^2}\right). \tag{18}$$

Спектральные кривые для данного случая представлены на рис. 5.

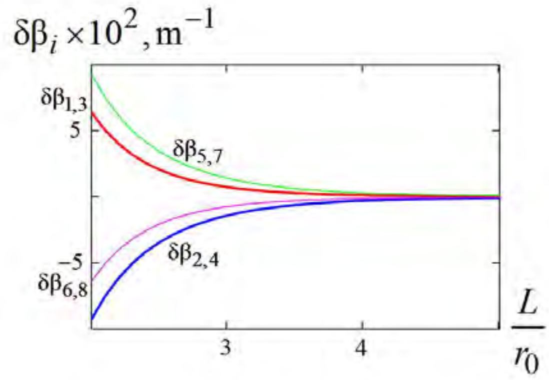


Рис. 5. Зависимость поправок $\delta\beta_i$ к скалярной постоянной распространения для $l=2$ мод от расстояния между центрами волокон L. Заметьте, что каждая постоянная распространения является дважды вырожденной; $V=4.2$, $\Delta=10^{-3}$, $r_0=10\lambda_{He-Ne}$.

Интересно исследовать структуру мод (14) в некоторых предельных случаях. Как следует из рис. 2, для далеко расположенных волокон интегралы перекрытия значительно меньше, чем постоянные спин-орбитального взаимодействия отдельных волокон: $C_l, D_l << A_l, B_l$. В этом случае моды представляют собой симметричные и антисимметричные комбинации стандартных мод левого-правого волокон.

Другой предельный случай касается близко расположенных волокон, где постоянные спин-орбитального взаимодействия намного меньше интегралов перекрытия: $C_l, D_l >> A_l, B_l$. В пределе имеем: $|\sin\theta_i| = |\cos\theta_i| = \frac{1}{\sqrt{2}}$. В базисе линейных поляризаций, отмеченных нижним индексом “l”, получаем следующие выражения при $l=1$:

$$\left|\psi_{1,6}\right\rangle_l \propto [F_1(r_L)\sin\varphi_L \mp F_1(r_R)\sin\varphi_R]\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix};$$

$$\left|\psi_{2,5}\right\rangle_l \propto [F_1(r_L)\cos\varphi_L \mp F_1(r_R)\cos\varphi_R]\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix};$$

$$\left|\psi_{3,8}\right\rangle_l \propto [F_1(r_L)\sin\varphi_L \mp F_1(r_R)\sin\varphi_R]\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix};$$

$$\left|\psi_{4,7}\right\rangle_l \propto [F_1(r_L)\cos\varphi_L \mp F_1(r_R)\cos\varphi_R]\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}. \qquad (19)$$

Как следствие, моды являются симметричными и антисимметричными комбинациями LP -мод. Для произвольного l следует сделать следующую замену: $\varphi \to l\varphi, F_1 \to F_l$. Очевидно, что выражения (19) будут также справедливы для произвольного расстояния между волокнами, если пренебрегать спин-орбитальным взаимодействием, что соответствует скалярному приближению. Хотя этим взаимодействием, вообще говоря, пренебрегать нельзя, для многомодовых волокон с небольшими значениями постоянных спин-орбитального взаимодействия область, в которой справедливы выражения для мод в скалярном приближении (19), значительно расширяется.

ВЫВОДЫ

В данной работе мы изучили структуру гибридных мод высших порядков двух связанных слабонаправляющих идентичных оптических волокон, которые возникают благодаря взаимному эффекту спин-орбитального взаимодействия внутри волокон и псевдоскалярной связи между полями этих волокон. На основе теории возмущения с вырождением для векторного волнового уравнения получены выражения для мод с азимутальными числами $l \geq 1$. Вычислены поляризационные поправки к скалярным постоянным распространения для широкого диапазона расстояний между волокнами. Показано, что в предельном случае близко расположенных волокон выражения для мод переходят в известные комбинации линейно поляризованных чётных и нечётных мод отдельных волокон. Полученные результаты могут быть использованы для изучения тунеллирования оптических вихрей в прямых разветвителях и в вопросах, связанных с информационной безопасностью.

Список литературы

1. Jones A.L. Coupling of optical fibers and scattering in fibers / Jones A.L. // J. Opt. Soc. Am. – 1965. – V. 55. – pp. 261-271.
2. Selected papers on coupled-mode theory in guided-wave optics / ed. Hall D.J. – SPIE Milestone series, MS 84. – SPIE Optical Engineering Press, 1993.
3. Black R.J. Optical waveguide modes / Black R.J. and Gagnon L. – Mc Graw Hill, New York, 2010.
4. Snyder A.W. Modes of optical waveguides / Snyder A.W. and Young W.R. // J. Opt. Soc. Am. – 1978. – V. 68. –pp. 297-309.
5. Optical Vortices (Volume 228 in Horizons of World Physics) / eds. Vasnetsov M. and Staliunas K. – Nova Science, Huntington, N.Y., 1999.
6. Volyar A.V. Fiber singular optics / Volyar A.V. // Ukr. J. Phys. Opt. – 2002. – V.3. – pp. 69-96.
7. Volyar A.V. Tunnelling selection of optical vortices / Volyar A.V. and Fadeeva T.A. // Tech. Phys. Lett. – 2003. – V. 29, No. 7. – pp. 594-597.
8. Volyar A.V. Vectorial topological dipole in output radiation of a fiber optical coupler / Volyar A.V. and Fadeeva T.A. // Tech. Phys. Lett. – 2004. – V. 30, No. 7. – pp. 553-556.
9. Fadeyeva T.A. Polarization metrology of the tunnel vortex selection / Fadeyeva T.A. and Polyakov O.V. // Proc. SPIE. – 2004. – V. 5582 – pp. 278-286.
10. Snyder A.W. Optical waveguide theory / Snyder A.W. and Love J.D. – Chapman and Hall, London, New York, 1985.

11. Alexeyev C.N. Effect of the spin-orbit interaction on polarization conversion in coupled waveguides / Alexeyev C.N., Alexeyev A.N., Boklag N.A., Yavorsky M.A. // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2009. – V. 11 – P. 125404.
12. Horn R.A. Matrix analysis / Horn R.A. and Johnson C.R. – Cambridge University Press, Cambrigde, New York, 1985.

Алексеєв К.М. Векторна теорія вищих мод паралельних хвильоводів / Алексеєв К.М., Яворський М.О., Боклаг Н.О. // Вчені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2010. – Т. 23(62), №3. – С. 54-63.
Розглянуто структуру гібридних мод вищіх порядків двох ідентичних слабо взаємодіючіх зв'язаних оптичних волокон. Розраховано спектри поляризаційних поправок.
Ключові слова: моди зв'язаних оптичних волокон, перекрестний зв'язок, зв'язані моди.

Alexeyev C.N. Vector theory of higher order modes of parallel waveguides / Alexeyev C.N., Yavorsky M.A. and Boklag N.A. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2010. – Vol. 23(62), No.3. – P. 54-63.
It is studied the structure of hybrid higher order modes of two coupled weakly guiding identical optical fibres. The spectra of polarization corrections are calculated.
Keywords: modes of coupled optical fibres, cross-talk, coupled modes.

Поступила в редакцию 11.11.2010 г.