

Конверсия векторных мод высших порядков в анизотропных циркулярных оптических волокнах с крутильной акустической волной

Д.В. Викулин¹, Д.Я. Яворский¹, Б.П. Лапин¹, К.Н. Алексеев¹ и М.А. Яворский¹

¹Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского

295007, Россия, г. Симферополь, пр. Вернадского, д. 4

Аннотация

В данной работе исследована акустооптическая конверсия оптических мод высших порядков в циркулярном анизотропном оптическом волокне с распространяющейся крутильной акустической волной основного порядка. Впервые получены аналитические выражения для собственных резонансных оптических мод и их постоянных распространения. Теоретически показана взаимная конверсия линейно-поляризованных оптических вихрей с учетом сдвига оптической частоты. Установлен эффект инверсии знака спинowego углового момента циркулярно-поляризованного оптического вихря. Продemonстрирована взаимная конверсия векторных HE- и EH-мод высших порядков, сопровождаемая изменением типа моды и её четности. Выявлено практически важное свойство волоконной системы осуществлять эффективные параллельные преобразования мод с различными значениями азимутального числа.

Ключевые слова: оптическое волокно, акустооптическое взаимодействие, крутильная акустическая волна, оптические вихри, векторные моды.

Цитирование: Викулин, Д.В. Конверсия векторных мод высших порядков в анизотропных циркулярных оптических волокнах с крутильной акустической волной / Д.В. Викулин, Д.Я. Яворский, Б.П. Лапин, К.Н. Алексеев и М.А. Яворский // Компьютерная оптика. – 2026. – Т. 50, № 4. – 1792. – doi: 10.18287/COJ1792.

Citation: Vikulin DV, Yavorsky DY, Lapin BP, Alexeyev CN, Yavorsky MA. Higher-order vector mode conversion in anisotropic circular optical fibers with torsional acoustic wave. Computer Optics 2026; 50(4): 1792. doi: 10.18287/COJ1792.

Введение

Поиск новых методов полностью волоконного управления параметрами оптических пучков привел к идее применения крутильных акустических волн для модуляции диэлектрической проницаемости волокна. В основополагающих работах [1, 2] исследователям удалось экспериментально реализовать резонансное преобразование мод анизотропного волокна с эффективностью 6% и 12% соответственно. В дальнейших исследованиях продемонстрирована высокоэффективная конверсия линейно-поляризованных мод как в обычных анизотропных волокнах [3], так и в фотонно-кристаллических волокнах с сильной анизотропией [4]. В работе [5] представлен теоретический анализ преобразования LP_0 -мод в рамках теории связанных мод. Ряд работ [6, 7] посвящен изучению спектральных характеристик анизотропных волокон с крутильной акустической волной. Установление структуры собственных резонансных мод позволило показать возможность полностью волоконного динамического контроля знака и величины оптического спинowego углового момента [8] фундаментальной моды.

На практике волокна с крутильной акустической волной находят применение в устройствах фильтрации оптических пучков и преобразователях частоты [9, 10]. Такие устройства имеют ряд преимуществ над устройствами на основе изгибных акустических волн [11, 12]: возможность управления видом фильтрации оптического излучения – полосовой или полосно-заграждающей в отдельном устройстве [3], низкая чувствительность к входной оптической поляризации [9], относительно низкие флуктуации интенсивности пучка [13], нечувствительность к внешним воздействиям на волокно, его изгибу [14].

Несмотря на значительный интерес к изучению индуцированного крутильной акустической волной волоконного акустооптического взаимодействия (АОВ), практически все работы были посвящены анализу эволюции мод основного порядка. Однако в настоящее время наблюдается устойчивый рост внимания к аспектам эволюции оптических пучков высших порядков. Такой интерес обусловлен, прежде всего, возможностью многократного увеличения пропускной способности каналов передачи информации в рамках техники модового мультиплексирования [15, 16]. При таком подходе отдельные ортогональные состояния некоторого базиса волоконных мод выполняют функции параллельных каналов связи. Данный подход был реализован на основе как стандартных волоконных LP -мод [17, 18], так и векторных HE- и EH-мод [19, 20]. Отдельным перспективным направлением является применение состояний высших порядков, переносящих орбитальный угловой момент (ОУМ) [21], в частности оптических вихрей (ОВ) [22, 23], позволяющих реализовывать кодирование информации в различных значениях ОУМ. Такой подход обеспечивает принципиально новый уровень защиты информации от прослушивания [24]. Естественно, для полноценной реализации технологии

модового мультиплексирования необходимы полностью волоконные устройства для динамического управления параметрами мод высших порядков.

Таким образом, целью работы является исследование эволюции волоконных мод высших порядков в многомодовом циркулярном анизотропном волокне с крутильной акустической волной основного порядка, определение структуры собственных резонансных мод и спектра их постоянных распространения. Впервые будет исследована эволюция ортогонально-линейно-поляризованных ОВ произвольного топологического заряда и продемонстрирована эффективная взаимная конверсия с учетом сдвига оптической частоты. Кроме того, будет изучена эволюция циркулярно-поляризованного ОВ произвольного топологического заряда и показана возможность реализации акустически управляемой инверсии знака спинного углового момента. Также будет исследована эволюция стандартных векторных НЕ – и ЕН – мод высших порядков и установлены новые акустически управляемые типы модовых преобразований, при которых изменяется тип и четность возбуждаемого в волокне поля. Кроме того, мы покажем принципиальную возможность осуществления динамического, полностью волоконного контроля над параметрами мод высших порядков, что может найти практическое применение в телекоммуникационных технологиях. Наконец, будет установлено свойство волоконной системы осуществлять эффективное параллельное преобразование волоконных мод высших порядков с различными значениями азимутального числа.

1. Модель и моды циркулярного анизотропного волокна с крутильной акустической волной основного порядка

Как известно, диэлектрическая проницаемость циркулярного анизотропного оптического волокна с крутильной акустической волной основного порядка имеет вид [5]:

$$\hat{\epsilon}(r, \varphi, z, t) = \hat{\epsilon}_{AF}(r) + \hat{\delta}\epsilon_p(r, \varphi, z, t) + \hat{\delta}\epsilon_b(z, t). \quad (1)$$

Здесь первое слагаемое $\hat{\epsilon}_{AF}(r) = \epsilon_{IF} \cdot \hat{1} + \delta\epsilon_{AN} \cdot \hat{S}$ с $\epsilon_{IF} = (1/2)(\epsilon_x + \epsilon_y)$, параметром линейной анизотропии $\delta\epsilon_{AN} = (1/2)(\epsilon_x - \epsilon_y)$ и $\hat{S} = \text{diag}(1, -1, -1)$, описывает диэлектрическую проницаемость циркулярного анизотропного волокна. Второй член в (1) следует из симметричной части тензора фотоупругости:

$$\hat{\delta}\epsilon_p(r, \varphi, z, t) = \epsilon_{c0} C_0 K r p_{44} \sin \Phi \begin{pmatrix} 0 & 0 & -\sin \varphi \\ 0 & 0 & \cos \varphi \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где C_0 – нормировочный коэффициент крутильной акустической волны, $\Phi = Kz - \Omega t$ – её фаза с постоянной распространения K и угловой частотой Ω соответственно, p_{44} – элемент тензора фотоупругости. Последнее слагаемое описывает эффект вращения оптически анизотропной среды под действием бегущей акустической волны [25] и выглядит так:

$$\hat{\delta}\epsilon_b(z, t) = 2C_0 \delta\epsilon_{AN} \cos \Phi \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Далее перейдем к установлению структуры собственных мод акустически возмущенного циркулярного анизотропного волокна. Ограничиваясь рассмотрением случая слабонаправляющих циркулярных волокон с параметрами $\Delta \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ и $kr_0 \gg 1$, а также принимая во внимание практически реализуемые соотношения для крутильной акустической волны $C_0 \ll 1$ и $\Omega/\omega \ll 1$, где ω – частота оптического излучения, искомые моды и спектр постоянных распространения являются решениями скалярного волнового уравнения:

$$\left[\nabla^2 + \frac{\hat{\epsilon}(r, \varphi, z, t)}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \vec{E} = 0, \quad (4)$$

где оператор набла $\vec{\nabla} = (\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)$, c – скорость света в вакууме, $\vec{E}$ – вектор напряженности электрического поля. Поскольку диэлектрическая проницаемость модели имеет нестационарный характер, решение будем искать в виде следующего ряда Фурье:

$$\vec{E} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} e_m(r, \varphi) e^{i(\beta + mK)z - (\omega + m\Omega)t}, \quad (5)$$

где β – искомая постоянная распространения. Полученную бесконечную систему уравнений на Фурье-амплитуды для дальнейших действий удобно представить в операторном виде:

$$(\hat{H}_{IF} + \hat{V}_{AF} + \hat{V}_{AOI})|\psi\rangle = \beta^2|\psi\rangle. \quad (6)$$

Здесь вектор состояния $|\psi\rangle = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} e_m|m\rangle$ с $m = (\dots, 0, 1, 0, \dots)^T$, «1» расположена на m -й позиции, T соответствует операции транспонирования. Первый оператор $\hat{H}_{IF}$ дает скалярное приближение для мод невозмущенного изотропного циркулярного волокна и имеет вид:

$$\hat{H}_{IF} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} [\vec{V}_t^2 + \varepsilon_{co} k_m^2 - 2mK\beta - m^2 K^2] |m\rangle \langle m|. \quad (7)$$

Влияние линейной анизотропии описывается оператором $\hat{V}_{AF}$ вида:

$$\hat{V}_{AF} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} k_m^2 \delta \varepsilon_{AN} \hat{S} |m\rangle \langle m|. \quad (8)$$

Наконец, оператор $\hat{V}_{AOI}$ описывает влияние АОВ на эволюцию света:

$$\hat{V}_{AOI} = \hat{V}_{AOI}^+ + \hat{V}_{AOI}^-, \quad (9)$$

где

$$\hat{V}_{AOI}^{\pm} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} [\eta \hat{B} \pm i \xi \hat{P}] k_{m \pm 1}^2 |m\rangle \langle m \pm 1|. \quad (10)$$

Здесь $\eta = C_0 \delta \varepsilon_{AN}$, $\xi = (1/2) \varepsilon_{co} C_0 K r p_{44}$, а также

$$\hat{B} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \hat{P} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -\sin \varphi \\ 0 & 0 & \cos \varphi \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Имеет место оценка порядков операторов $\hat{H}_{IF} \propto k^2 \varepsilon_{co}$, $\hat{V}_{AF} \propto k^2 \delta \varepsilon_{AN}$, оператор акустооптического взаимодействия может быть оценен как $\hat{V}_{AOI} \propto C_0 k^2 \delta \varepsilon_{AN}$, легко видеть, что $\hat{H}_{IF} / \hat{V}_{AF} \propto \varepsilon_{co} / \delta \varepsilon_{AN} \gg 1$ и $\hat{V}_{AF} / \hat{V}_{AOI} \propto 1 / C_0 \gg 1$, поскольку $C_0 \ll 1$ для всех экспериментально реализуемых параметров акустической волны, что соответствует иерархии операторов $\hat{H}_{IF} \gg \hat{V}_{AF} \gg \hat{V}_{AOI}$ и позволяет рассматривать влияние АОВ как возмущение [26]. Поскольку моды и спектр постоянных распространения анизотропного циркулярного волокна известны [27], в качестве оператора нулевого приближения удобно выбрать оператор $\hat{H}_0 = \hat{H}_{IF} + \hat{V}_{AF}$.

2. Резонансная теория возмущений и резонансные моды

Как известно, решения уравнения нулевого приближения $\hat{H}_0 |\bar{\Psi}\rangle = \bar{\beta}^2 |\bar{\Psi}\rangle$ для случая $|\ell| > 1$ могут быть выбраны в виде линейно-поляризованных оптических вихрей $|\sigma, \ell\rangle$ с $\sigma = \{x, y\}$, в базисе линейных поляризаций (E_x, E_y, E_z), представленных следующими выражениями:

$$\begin{aligned} |m, x, \ell\rangle &= (F_\ell(r), 0, \frac{i}{\beta_r} [r F'_\ell \cos \varphi - i \ell F_\ell \sin \varphi]) e^{i \ell \varphi} |m\rangle, \\ |m, y, \ell\rangle &= (0, F_\ell(r), \frac{i}{\beta_r} [r F'_\ell \sin \varphi + i \ell F_\ell \cos \varphi]) e^{i \ell \varphi} |m\rangle. \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь m – частотное число, определяющее частоту оптического излучения через $\omega_m = \omega + m\Omega$, $\ell = \pm 1, \pm 2, \dots$ топологический заряд, $F_\ell(r)$ – известное радиальное распределение поля, определяемое профилем проницаемости волокна [28]. Радиальное число опущено, поскольку его конкретное значение неважно в дальнейшем рассмотрении. Также ограничимся рассмотрением взаимодействия мод с одинаковым значением азимутального числа $|\ell|$.

Модам (12) соответствуют постоянные распространения:

$$\bar{\beta}_{m,\ell}^x = \tilde{\beta}_\ell + \frac{E}{2\tilde{\beta}_\ell} - mK, \bar{\beta}_{m,\ell}^y = \tilde{\beta}_\ell - \frac{E}{2\tilde{\beta}_\ell} - mK, \quad (13)$$

с $E = k^2 \delta \varepsilon_{AN}$, $\tilde{\beta}_\ell$ – скалярная постоянная распространения [28]. Важной особенностью спектра (13) оказывается его зависимость от акустического волнового вектора K , что предопределяет возможность случайного вырождения уровней постоянных распространения при определенном резонансном значении $\bar{K}$:

$$\bar{\beta}_{m,\ell}^\sigma = \bar{\beta}_{m',\ell'}^{\sigma'}. \quad (14)$$

Из (13) и (14) легко определить резонансное значение акустического волнового вектора:

$$\bar{K} = \frac{\bar{\beta}_\ell^\sigma - \bar{\beta}_{\ell'}^{\sigma'}}{m - m'}. \quad (15)$$

Данное кинематическое условие определяет те состояния нулевого приближения $|m, \sigma, \ell\rangle$ и $|m', \sigma', \ell'\rangle$, которые могут быть эффективно связаны АОВ.

Кроме того, для реального обмена энергией между состояниями построенный на них матричный элемент оператора возмущения должен быть отличным от нуля:

$$\langle m, \sigma, \ell | \hat{V}_{AOI} | m', \sigma', \ell' \rangle = \eta [k_{m-1}^2 \delta_{m-1, m'} + k_{m+1}^2 \delta_{m+1, m'}] [\delta_{\sigma, x} \delta_{\sigma', y} + \delta_{\sigma, y} \delta_{\sigma', x}] \neq 0. \quad (16)$$

Выражение (16) получено при помощи стандартного скалярного произведения с интегрированием по поперечному сечению волокна:

$$\langle \Psi | \Phi \rangle = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} (\Psi_x^*, \Psi_y^*, \Psi_z^*) \begin{pmatrix} \Phi_x \\ \Phi_y \\ \Phi_z \end{pmatrix} r dr d\phi. \quad (17)$$

Следует отметить, что матричные элементы $\hat{V}_{AOI}$ обусловлены действием оператора $\eta \hat{B} \propto C_0 \delta \epsilon_{AN}$, являющегося результатом совместного действия крутильной волны C_0 и оптической анизотропии $\delta \epsilon_{AN}$.

Из вида матричного элемента легко получить правила отбора для спариваемых мод нулевого приближения:

$$\sigma = \{x, y\}, \sigma' = \{y, x\}, m' = m \pm 1. \quad (18)$$

Спаривание ортогонально-поляризованных состояний, описываемое первыми двумя условиями, обуславливается тензорной природой оператора $\hat{V}_{AOI}$. Последнее условие показывает изменение несущей частоты в результате акустооптической гибридизации мод. Для рассматриваемого случая $\ell > 1$ реализуются три резонансные точки (рис. 1). При этом в окрестности резонансной точки «С» базисные состояния не взаимодействуют между собой в силу невыполнимости частотного условия (18). С другой стороны, вблизи резонансных точек «А» и «В» правилам (14) и (18) удовлетворяют наборы мод:

$$\{|0, x, \ell\rangle, |-1, y, \ell\rangle\}, \quad (19)$$

и

$$\{|0, y, \ell\rangle, |1, x, \ell\rangle\} \quad (20)$$

соответственно. Данные резонансные точки реализуются при резонансном значении

$$\bar{K} = \frac{E}{\beta_\ell} \approx k \frac{\delta \epsilon_{AN}}{\sqrt{\epsilon_{co}}}. \quad (21)$$

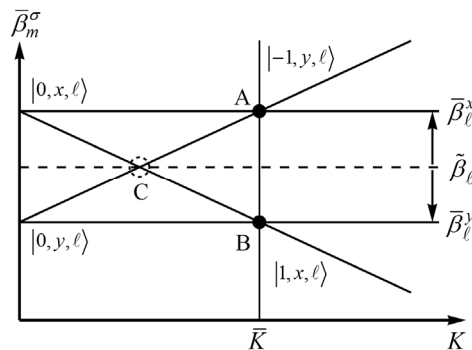


Рис. 1. Спектр постоянных распространения нулевого приближения в зависимости от акустического волнового вектора. Вертикальные стрелки показывают расщепления вырожденного по циркулярной поляризации уровня мод с азимутальным числом ℓ под действием линейной анизотропии. Указанные состояния удовлетворяют кинематическому и динамическому условиям резонанса и эффективно взаимодействуют в точках пересечения спектральных графиков «А» и «В»

Следует отметить, что резонансное значение акустического волнового вектора главным образом определяется только величиной оптической анизотропии $\delta \epsilon_{AN}$ и практически слабо зависит от величины азимутального числа $|\ell|$. Известно [27], что для получения структуры собственных мод и спектра постоянных распространения следует построить матрицу H_{ij} полного оператора в уравнении (6) в базисе мод (19) и (20), удовлетворяющих кинематическому и динамическому условиям резонанса.

Вычисления дают следующие выражения для мод в окрестности резонансной точки «А»:

$$\begin{aligned} |\psi_1^A\rangle &= [\sin\theta|x, \ell\rangle + \cos\theta|y, \ell\rangle] e^{i(\Omega t - Kz)} e^{i(\beta_1^A z - \omega t)}, \\ |\psi_2^A\rangle &= [\cos\theta|x, \ell\rangle - \sin\theta|y, \ell\rangle] e^{i(\Omega t - Kz)} e^{i(\beta_2^A z - \omega t)}. \end{aligned} \quad (22)$$

Распределение энергии между парциальными состояниями определяется параметром θ , заданным так: $\cos 2\theta = \varepsilon / \sqrt{\varepsilon^2 + Q^2}$, где отстройка от резонанса $\varepsilon = K - \bar{K}$, интеграл перекрытия $Q = k_0^2 C_0 \delta \epsilon_{AN} / \tilde{\beta}_\ell$. Модам (22) соответствуют постоянные распространения:

$$\beta_{1,2}^A = \tilde{\beta}_\ell + \frac{1}{2} (K \pm \sqrt{\varepsilon^2 + Q^2}). \quad (23)$$

Для второй резонансной точки «В» непосредственным вычислением находим набор мод:

$$\begin{aligned} |\psi_1^B\rangle &= [\cos\theta|y, \ell\rangle + \sin\theta|x, \ell\rangle e^{i(Kz-\Omega t)}] e^{i(\beta_1^B z - \omega t)}, \\ |\psi_2^B\rangle &= [\sin\theta|y, \ell\rangle - \cos\theta|x, \ell\rangle e^{i(Kz-\Omega t)}] e^{i(\beta_2^B z - \omega t)} \end{aligned} \quad (24)$$

и соответствующие постоянные распространения:

$$\beta_{1,2}^B = \tilde{\beta}_\ell + \frac{1}{2}(-K \pm \sqrt{\epsilon^2 + Q^2}). \quad (25)$$

Видно, что вблизи точки «А» моды представлены взвешенной суперпозицией идентично топологически заряженных x -поляризованного OB на основной частоте ω и y -поляризованного OB на сдвинутой вниз частоте $\omega - \Omega$. В окрестности точки «В» моды являются взвешенной суперпозицией y -поляризованного OB на основной частоте ω и x -поляризованного OB на сдвинутой вверх частоте $\omega + \Omega$. Сильнейшая гибридизация достигается при строгом выполнении условия резонанса $\epsilon = 0$. Кроме того, в этом режиме имеет место наибольшее расщепление постоянных распространения.

3. Акустооптическая конверсия линейно-поляризованных оптических вихрей

Далее рассмотрим эволюцию линейно-поляризованных OB произвольного топологического заряда в анизотропном циркулярном волокне с крутильной акустической волной. Пусть на входном торце волновода возбуждается x -поляризованный OB некоторого топологического заряда ℓ :

$$|\psi_{in}\rangle = |x, \ell\rangle e^{i\omega t}. \quad (26)$$

Естественно, что такое поле возбудит в волокне суперпозицию мод резонансной точки «А» (22):

$$|\psi(z)\rangle = a_1|\psi_1^A\rangle + a_2|\psi_2^A\rangle. \quad (27)$$

Условие сшивки компонент поля $|\psi_{in}\rangle = \sum_i |\psi_i^A(z=0)\rangle$ позволяет определить весовые коэффициенты a_i и представить бегущее в волокне поле в виде:

$$|\psi(z)\rangle = c_1(z)|x, \ell\rangle + c_2(z)|y, \ell\rangle e^{i(\Omega t - Kz)}. \quad (28)$$

Здесь коэффициенты имеют вид:

$$c_1(z) = \cos\mu z + i\cos 2\theta \sin\mu z, c_2(z) = i\sin 2\theta \sin\mu z, \quad (29)$$

с $\mu = (1/2)\sqrt{\epsilon^2 + Q^2}$. Естественное условие $W_1 + W_2 = 1$, где $|c_i|^2 = W_i$ - энергия частичного состояния, выражает закон сохранения энергии оптического излучения. Как следует из полученных выражений, при строгом выполнении условия резонанса $\epsilon = 0$ и оптимальных длинах волокна:

$$L_n = \frac{(2n+1)\pi}{Q}, \quad (30)$$

энергия падающего x -поляризованного OB оказывается полностью сосредоточенной в сгенерированном y -поляризованном вихре на пониженной оптической частоте:

$$|x, \ell\rangle e^{-i\omega t} \rightarrow |y, \ell\rangle e^{-i(\omega-\Omega)t}. \quad (31)$$

Возможен и обратный процесс. Вычисления показывают, что падающий y -поляризованный OB на основной частоте:

$$|\psi_{in}\rangle = |y, \ell\rangle e^{-i\omega t} \quad (32)$$

возбуждает в волокне поле вида:

$$|\psi(z)\rangle = c_1^*(z)|y, \ell\rangle + c_2(z)|x, \ell\rangle e^{i(Kz-\Omega t)}. \quad (33)$$

Аналогично, в резонансе $\epsilon = 0$ и на оптимальных длинах $z = L_n$ вся энергия падающего y -поляризованного OB аккумулируется в сгенерированном x -поляризованном вихре, который обладает сдвинутой вверх частотой:

$$|y, \ell\rangle e^{-i\omega t} \rightarrow |x, \ell\rangle e^{-i(\omega+\Omega)t}. \quad (34)$$

Полученные преобразования вихревых мод (31) и (34) описывают ранее неизвестные в волоконной акустооптике преобразования линейно-поляризованных вихревых мод.

Следует отметить тот факт, что полученные общие выражения (22) и (24) позволяют описывать преобразования возбужденных на входном торце волокна высших мод при произвольных оптических и акустических параметрах. В частности, они дают возможность изучить модовую трансформацию в спектральной области (рис. 2а). Для построения спектральной характеристики предполагаем, что волокно имеет длину $L(P_0, \lambda_0)$, оптимальную для полной трансформации мод при определенной акустической мощности P_0 , длине

волны λ_0 и фиксированном $\bar{K}$, при котором выполняется условие $\varepsilon(\lambda_0) = 0$. Из рис. 2б видно, что преобразования мод (31) и (34) происходят практически одинаковым образом для различных азимутальных чисел ℓ при определенных параметрах волокна и акустической волны.

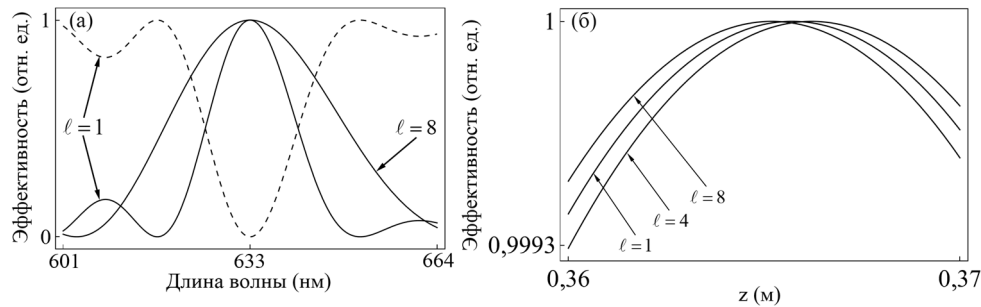


Рис. 2. Эффективность преобразований мод (31) и (34) в спектральной области для мод с $\ell = 1$ и $\ell = 8$. Пунктирная линия соответствует падающей на волокно моде, сплошная – сгенерированной АОВ. Волокно имеет оптимальную для длины волны $\lambda = 633$ нм длину $L = 30$ см. (б) Эффективность преобразования мод (31) и (34) в зависимости от длины волокна вблизи длины конверсии для азимутальных чисел $\ell = 1, 4, 8$. Параметры волокна $V = 11,75$, $r_0 = 8$ мкм, $\Delta = 0,005$, $\delta\varepsilon_{AN} = 5 \cdot 10^{-5}$. Мощность акустической волны $P = 150$ мВт, линейная частота $f = 199,12$ кГц

4. Акустооптическая инверсия спинового углового момента оптических вихрей

Перейдем к рассмотрению эволюции циркулярно-поляризованного ОВ высшего порядка, который переносит как орбитальный, так и спиновый угловой момент. Такое поле является суперпозицией линейно-поляризованных вихрей с некоторым зарядом ℓ :

$$|\zeta, \ell\rangle e^{-i\omega t} = (|x, \ell\rangle + i\sigma|y, \ell\rangle) e^{-i\omega t}, \quad (35)$$

где $\zeta = \pm 1$ определяет направление циркулярной поляризации.

Используя полученные выражения для резонансных мод (22) и (24), а также пренебрегая несущественным общим фазовым множителем, находим выражение, описывающее эволюцию поля в волокне:

$$|\psi(z)\rangle = [c_1(z)|x, \ell\rangle + c_2(z)|y, \ell\rangle e^{i(\Omega t - Kz)}] e^{i\gamma z} + i\sigma [c_1^*(z)|y, \ell\rangle + c_2(z)|x, \ell\rangle e^{i(Kz - \Omega t)}] e^{-i\gamma z}, \quad (36)$$

где $\gamma = \frac{E}{2\beta_\ell} + \frac{\varepsilon}{2}$. В резонансе $\varepsilon = 0$ получаем:

$$|\psi(z)\rangle = \cos\left[\frac{Qz}{2}\right] (|x, \ell\rangle e^{i\bar{\gamma}z} + i\sigma|y, \ell\rangle e^{-i\bar{\gamma}z}) - \sigma \sin\left[\frac{Qz}{2}\right] (|y, \ell\rangle e^{i(\bar{\gamma}z - \Omega t)} - i\sigma|x, \ell\rangle e^{-i(\bar{\gamma}z - \Omega t)}), \quad (37)$$

где $\bar{\gamma} = \frac{E}{2\beta_\ell}$.

Используя известное выражение для вычисления проекции спинового углового момента (СУМ) параксиального поля (37) на направление распространения, в резонансе находим:

$$S_z(z) = \hbar \zeta \cos[Qz] \cos\left[\frac{Ez}{\beta_0}\right]. \quad (38)$$

Видно, что знак и величина СУМ определяются совместным влиянием двух факторов: величин линейной анизотропии E и АОВ Q (рис. 3а). Поскольку для рассматриваемого случая имеет место отношение $Q/(2\bar{\gamma}) = (C_0 E / \beta_\ell) / (E / \beta_\ell) = C_0 \ll 1$, то в данной системе имеет место относительно медленная акустооптическая модуляция быстрых осцилляций, вызванных линейной анизотропией. При длинах волокна $z = L = 2\pi\beta_\ell/E$ выражение (38) принимает вид: $S_z(P) = \hbar \zeta \cos[Q(P)L]$. В таком случае знак и величина оптического СУМ пучка определяются акустооптическим интегралом перекрытия $Q(P)$, что предсказывает возможность реализации непрерывного и динамического управления СУМ оптического вихря произвольного заряда ℓ путем простого варьирования мощности акустической волны (рис. 3б). Важно отметить единый характер эволюции мод с различными азимутальными числами (вставка на рис. 3б).

Кроме того, в таком режиме поле (37) может быть записано через циркулярно-поляризованные моды $|\pm \zeta\rangle$ так:

$$|\psi(P)\rangle = \cos(Q(P)L/2) |\zeta, \ell\rangle + i\zeta \sin(Q(P)L/2) |-\zeta, \ell\rangle, \quad (39)$$

где мы пренебрегли частотной зависимостью парциальных состояний в силу соотношения $\Omega/\omega \ll 1$. Следует отметить, что при определенной мощности акустической волны P_1 такой, что $\sin(Q(P_1)L/2) = \pm 1$, поле в волокне представлено вихрем $|-\zeta, \ell\rangle$, что свидетельствует об акустически управляемой инверсии знака оптического СУМ ОВ. Например, в волокне с практически реализуемыми параметрами $V = 11,75$, $r_0 = 8$ мкм, $\Delta = 0,005$ и $\delta\varepsilon_{AN} = 5 \cdot 10^{-5}$ данный эффект может быть реализован при акустической мощности $P = 500$ мВт

и длине волокна $L = 32,7$ см. Плавное уменьшение акустической мощности до нуля позволяет изменять величину СУМ от ς до $-\varsigma$ для всех мод, направляемых волокном.

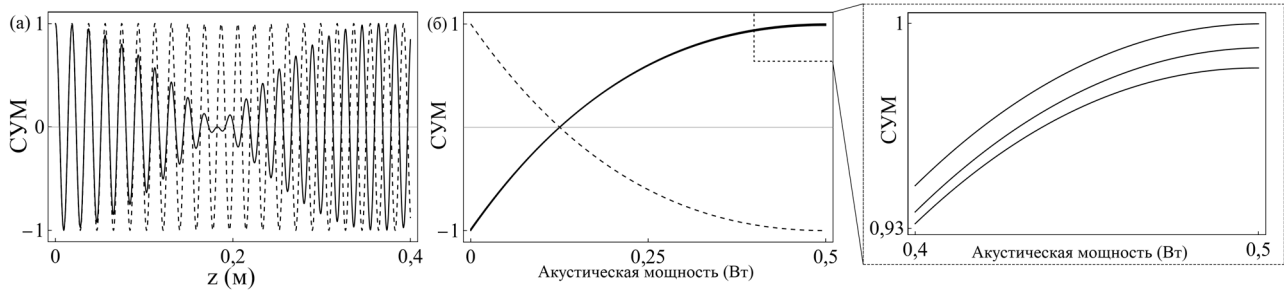


Рис. 3. График зависимости СУМ поля (37) от длины волокна и фиксированной мощности $P = 400$ мВт для $\ell = 1$ ОВ. Пунктирная линия соответствует эволюции без АОВ, сплошная – совместному действию анизотропии и АОВ. (б) График зависимости СУМ поля (37) от мощности при фиксированной длине волокна для мод с $\ell = 1, 4, 8$. Волокно имеет оптимальную для длины волны $\lambda = 633$ нм длину $L = 32,7$ см. Параметры волокна $V = 11,75$, $r_0 = 8$ мкм, $\Delta = 0,005$, $\delta\epsilon_{AN} = 5 \cdot 10^{-5}$

5. Акустооптическая конверсия векторных мод высших порядков

Наконец, рассмотрим эволюцию векторных полей высших порядков, которые являются собственными модами идеальных волокон без АОВ. Как известно, суперпозиции таких мод [29] являются циркулярно-поляризованными ОВ:

$$\begin{aligned} |\pm 1, \ell\rangle &= |HE_{\ell+1}^{ev}\rangle \pm i|HE_{\ell+1}^{od}\rangle, \\ |\mp 1, \ell\rangle &= |EH_{\ell-1}^{ev}\rangle \pm i|EH_{\ell-1}^{od}\rangle, \end{aligned} \quad (40)$$

где верхние и нижние знаки в соотношениях следует использовать одновременно. Семейство HE-мод имеет преобладающую над магнитной H_z продольную компоненту электрического поля E_z , в то время как в группе EH-мод преобладает продольная компонента магнитного поля H_z . Верхний индекс в (40) указывает на четность моды ("even" и "odd" – четная и нечетная соответственно), нижний – азимутальное модовое число.

Пусть на входном торце волокна возбуждается нечетная $|HE_{\ell+1}^{ev}\rangle$ – мода на некоторой частоте ω :

$$|\psi_{in}\rangle = |HE_{\ell+1}^{ev}\rangle e^{-i\omega t}. \quad (41)$$

Такое поле может быть представлено как суперпозиция линейно-поляризованных вихрей:

$$|\psi_{in}\rangle = \frac{1}{2}(|x, \ell\rangle + i|y, \ell\rangle + |x, -\ell\rangle - i|y, -\ell\rangle) e^{-i\omega t}. \quad (42)$$

Сшивая возбуждаемое на входном торце поле с собственными модами системы (22) и (24), а также пренебрегая общим фазовым множителем, в резонансе получим:

$$\begin{aligned} |\psi(z)\rangle &= [\cos(qz)|x, \ell\rangle + |x, -\ell\rangle] + i\sin(qz)(|y, \ell\rangle + |y, -\ell\rangle)e^{-i\Phi}e^{i\bar{\gamma}z} + \\ &+ [i\cos(qz)(|y, \ell\rangle - |y, -\ell\rangle) - \sin(qz)(|x, \ell\rangle - |x, -\ell\rangle)e^{i\Phi}e^{-i\bar{\gamma}z}. \end{aligned} \quad (43)$$

Здесь $q = Q/2$. Поскольку $Q(P)/\bar{\gamma} \ll 1$, вклад АОВ можно интерпретировать как модуляцию осцилляций, вызванных анизотропией материала. Пусть волокно имеет длину $z = L = 2\pi\bar{\beta}_\ell/E$, при которой $e^{\pm i\bar{\gamma}L} = 1$. Тогда, пренебрегая частотной зависимостью, поле (43) можно записать в виде:

$$|\psi(L)\rangle \approx \cos(qz)(|x, \ell\rangle + i|y, \ell\rangle + |x, -\ell\rangle - i|y, -\ell\rangle) + \sin(qz)(|x, -\ell\rangle + i|y, -\ell\rangle - |x, \ell\rangle + i|y, \ell\rangle), \quad (44)$$

или с учетом (35) и (40) так:

$$|\psi(z=L)\rangle = \cos\left(\frac{Q(P)}{2}L\right)|HE_{\ell+1}^{ev}\rangle - i\sin\left(\frac{Q(P)}{2}L\right)|EH_{\ell-1}^{od}\rangle. \quad (45)$$

Видно, что поле в волокне является суперпозицией $|HE_{\ell+1}^{ev}\rangle$ и $|EH_{\ell-1}^{od}\rangle$ векторных мод, при которой распределение энергии между состояниями определяется величиной АОВ $Q(P)$. Отметим, что при некоторой оптимальной акустической мощности P_1 , что $\sin(Q(P_1)L/2) = \pm 1$, вся энергия поля оказывается сосредоточенной в новом сгенерированном $|EH_{\ell-1}^{od}\rangle$ - состоянии. Кроме того, возможно плавное и непрерывное управление эффективностью модового преобразования путем простого варьирования акустической мощности (рис. 3).

Рассмотрим преобразование второй группы мод. Пусть на входном торце волокна возбуждается нечетная $|HE_{\ell+1}^{od}\rangle$ - мода на основной частоте ω :

$$|\psi_{in}\rangle = |HE_{\ell+1}^{od}\rangle e^{-i\omega t}. \quad (46)$$

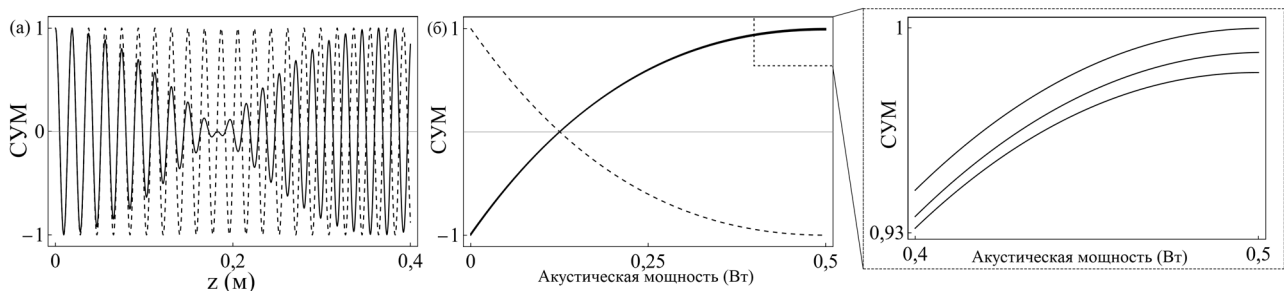


Рис. 4. Зависимость эффективности преобразования $|HE_{\ell+1}^{od}\rangle$ -моды в $|EH_{\ell-1}^{ev}\rangle$ от мощности акустической волны для мод с различными азимутальными числами. Пунктирная линия соответствует падающей на волокно $\ell = 1$ моде, сплошная – сгенерированной в результате волоконного АОВ. Вставка демонстрирует единый характер эволюции мод с различными азимутальными числами. Волокно имеет оптимальную для длины волны $\lambda = 633$ нм длину $L = 30$ см. Параметры волокна $V = 11,75$, $r_0 = 8$ мкм, $\Delta = 0,005$, $\delta\epsilon_{AN} = 5 \cdot 10^{-5}$

Непосредственным вычислением несложно получить выражение, описывающее эволюцию поля в режиме резонанса:

$$|\psi(z)\rangle = [\cos(qz)(|x, \ell\rangle - |x, -\ell\rangle) - \sin(qz)(|y, \ell\rangle - |y, -\ell\rangle)e^{-i\Phi}]e^{i\tilde{\gamma}z} + [\cos(qz)(|y, \ell\rangle + |y, -\ell\rangle) + i\sin(qz)(|x, \ell\rangle + |x, -\ell\rangle)e^{i\Phi}]e^{-i\tilde{\gamma}z}. \quad (47)$$

Аналогично, при оптимальной длине волокна $z = L = 2\pi\tilde{\beta}_\ell/E$ и с учетом (40) выражение (47) может быть записано в виде:

$$|\psi(P)\rangle = \cos\left(\frac{Q(P)L}{2}\right)|HE_{\ell+1}^{od}\rangle - \sin\left(\frac{Q(P)L}{2}\right)|EH_{\ell-1}^{ev}\rangle. \quad (48)$$

Из полученного уравнения видно, что поле в волокне есть суперпозиция $|HE_{\ell+1}^{od}\rangle$ - и $|EH_{\ell-1}^{ev}\rangle$ - мод, при этом распределение энергии между состояниями определяется акустооптическим интегралом перекрытия $Q(P)$. При определенной акустической мощности P_1 , такой что $\sin(Q(P_1)L/2) = \pm 1$, вся энергия поля оказывается сосредоточенной в сгенерированной $|EH_{\ell-1}^{ev}\rangle$ - моде. Таким образом, индуцируемой крутильной акустической волной в анизотропных циркулярных волокнах АОВ обеспечивает взаимную конверсию стандартных волоконных HE - и EH -мод, при которой происходит изменения как типа моды ($HE \rightarrow EH$ - или $EH \rightarrow HE$), так и её четности («even»→«odd» или «odd»→«even»). Из приведенных на рис. 4 графиков следует, что в системе с определенными параметрами волокна и акустической волны моды с различными значениями азимутального числа ℓ трансформируются практически одинаковым образом. Такой характер трансформации в совокупности с ортогональностью мод по ℓ позволяет реализовать одновременное единообразное преобразование характеристик падающих мод с различными азимутальными числами. В волокне с параметрами $V = 11,75$, $r_0 = 8$ мкм, $\Delta = 0,005$, $\delta\epsilon_{AN} = 5 \cdot 10^{-5}$, $L = 30$ см данные преобразования мод могут быть экспериментально реализованы при акустической мощности $P = 150$ мВт. Отметим, что такое заключение справедливо для рассмотренных выше преобразований линейно- и циркулярно-поляризованных ОВ. Заметим, что возможно плавное и непрерывное управление эффективностью преобразования мод путем простого изменения мощности акустической волны, аналогичное рассмотренному выше случаю преобразования $|HE_{\ell+1}^{od}\rangle$ - моды в $|EH_{\ell-1}^{ev}\rangle$, что может найти применение в новых акустооптических устройствах, осуществляющих динамический, полностью волоконный контроль параметров векторных мод.

Заключение

В данной работе мы исследовали эволюцию оптических мод высших порядков в многомодовом анизотропном циркулярном оптическом волокне с бегущей крутильной акустической волной основного порядка. Установлена структура резонансных мод и спектра постоянных распространения путем применения резонансной теории возмущений к волновому уравнению. Изучена взаимная акустооптическая конверсия ортогонально-линейно-поляризованных оптических вихрей произвольного топологического заряда. Теоретически продемонстрирован эффект акустически управляемой инверсии знака спинового углового момента оптического вихря произвольного топологического заряда. Показана возможность реализации акустически управляемого преобразования векторных волоконных мод высших порядков, сопровождаемого изменением типа ($HE \rightarrow EH$ - или $EH \rightarrow HE$) и четности (четная $ev \rightarrow$ нечетная od или нечетная $od \rightarrow$ четная ev) возбуждаемого в волокне поля. Выявлена способность волоконной системы осуществлять параллельные эффективные преобразования мод высших порядков с различными значениями азимутального числа.

Благодарности

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации, соглашение № 075-02-2025-1543 (формулирование модели, определение резонансных мод), соглашение № FZEG-2026-0011 (исследование конверсии векторных мод высших порядков).

References

- [1] Berwick M, Pannell CN, Russell PSJ, Jackson DA. Demonstration of birefringent optical fibre frequency shifter employing torsional acoustic waves. *Electron Lett* 1991; 27(9): 713-715. doi:10.1049/el:19910444.
- [2] Berwick M, Jackson DA. Coaxial optical-fiber frequency shifter. *Opt Lett* 1992; 17(4): 270-272. doi:10.1364/OL.17.000270.
- [3] Lee KJ, Park HC, Park HS, Kim BY. Highly efficient all-fiber tunable polarization filter using torsional acoustic wave. *Opt Express* 2007; 15(19): 12362-12367. doi:10.1364/OE.15.012362.
- [4] Lee KJ, Hong KS, Park HC, Kim BY. Polarization coupling in a highly birefringent photonic crystal fiber by torsional acoustic wave. *Opt Express* 2008; 16(7): 4631-4638. doi:10.1364/OE.16.004631.
- [5] Engan HE-. Analysis of polarization-mode coupling by acoustic torsional waves in optical fibers. *J Opt Soc Am A* 1996; 13(1): 112-118. doi:10.1364/JOSAA.13.000112.
- [6] Lee KJ, Hwang IK, Park HC, Kim BY. Sidelobe suppression in all-fiber acousto-optic tunable filter using torsional acoustic wave. *Opt Express* 2010; 18(12): 12059-12064. doi:10.1364/OE.18.012059.
- [7] Ko J, Lee KJ, Kim BY. Spectral shaping of an all-fiber torsional acousto-optic tunable filter. *Appl Opt* 2014; 53(36): 8499-8506. doi:10.1364/AO.53.008499.
- [8] Vikulin DV, Alexeyev CN, Vikulina IS, Yavorsky MA. Inversion of circular polarization in anisotropic fibers with a torsional acoustic wave. *Computer Optics* 2025; 49(3): 383-390. doi:10.18287/2412-6179-CO-1566.
- [9] Lee KJ, Hwang IK, Park HC, Kim BY. Polarization-independent all-fiber acousto-optic tunable filter using torsional acoustic wave. *IEEE Photon Technol Lett* 2010; 22(8): 523-525. doi:10.1109/LPT.2010.2041920.
- [10] Song DR, Jun CS, Lim SD, Kim BY. Effect of metal coating in all-fiber acousto-optic tunable filter using torsional wave. *Opt Express* 2014; 22(25): 30873-30881. doi:10.1364/OE.22.030873.
- [11] Yun SH, Hwang IK, Kim BY. All-fiber tunable filter and laser based on two-mode fiber. *Opt Lett* 1996; 21(1): 27-29. doi:10.1364/OL.21.000027.
- [12] Machikhin AS, Pozhar VE, Viskovatykh AV, Burmak LI. Acousto-optical tunable filter for combined wideband, spectral, and optical coHERence microscopy. *Appl Opt* 2015; 54(25): 7508-7513. doi:10.1364/AO.54.007508.
- [13] Lee KJ, Hwang IK, Park HC, Nam KH, Kim BY. Analyses of unintentional intensity modulation in all-fiber acousto-optic tunable filters. *Opt Express* 2010; 18(5): 3985-3992. doi:10.1364/OE.18.003985.
- [14] Lee KJ, Hwang IK, Park HC, Kim BY. Polarization-coupling all-fiber acousto-optic tunable filter insensitive to fiber bend and physical contact. *Opt Express* 2009; 17(8): 6096-6100. doi:10.1364/OE.17.006096.
- [15] Richardson DJ, Fini JM, Nelson LE. Space-division multiplexing in optical fibres. *Nat Photonics* 2013; 7(5): 354-362. doi:10.1038/nphoton.2013.94.
- [16] Su Y, HE- Y, CHE-n H, Li X, Li G. Perspective on mode-division multiplexing. *Appl Phys Lett* 2021; 118(20): 200501. doi:10.1063/5.0046071.
- [17] Sillard P, Bigot-Astruc M, Molin D. Few-mode fibers for mode-division-multiplexed systems. *J Lightwave Technol* 2014; 32(16): 2824-2829. doi:10.1109/JLT.2014.2312845.
- [18] Sillard P, Molin D, Bigot-Astruc M, et al. Low-differential-mode-group-delay 9-LP-mode fiber. *J Lightwave Technol* 2016; 34(2): 425-430. doi:10.1109/JLT.2015.2507345.
- [19] Wang L, Nejad RM, Corsi A, et al. Linearly polarized vector modes: enabling MIMO-free mode-division multiplexing. *Opt Express* 2017; 25(10): 11736-11749. doi:10.1364/OE.25.011736.
- [20] Liu J, Li SM, Zhu L, et al. Direct fiber vector eigenmode multiplexing transmission seeded by integrated optical vortex emitters. *Light Sci Appl* 2018; 7(3): 17148. doi:10.1038/lsa.2017.148.
- [21] Padgett MJ. Orbital angular momentum 25 years on. *Opt Express* 2017; 25(10): 11265-11274. doi:10.1364/OE.25.011265.
- [22] Wang J. Advances in communications using optical vortices. *Photon Res* 2016; 4(5): B14-B28. doi:10.1364/PRJ.4.000B14.
- [23] SHE-n Y, Wang X, Xie Z, Min C, Fu X, Liu Q, et al. Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities. *Light Sci Appl* 2019; 8(1): 90. doi:10.1038/s41377-019-0194-2.
- [24] Franke-Arnold S, Barnett SM, Yao E, Leach J, Courtial J, Padgett M. Uncertainty principle for angular position and angular momentum. *New J Phys* 2004; 6: 103. doi:10.1088/1367-2630/6/1/103.
- [25] Nelson DF, Lax M. New symmetry for acousto-optic scattering. *Phys Rev Lett* 1970; 24(8): 379-382. doi:10.1103/PhysRevLett.24.379.
- [26] Alexeyev CN, Volyar AV, Yavorsky MA. Fiber optical vortices. In: CHE-n LI, ed. *Lasers, optics and electro-optics research trends*. New York: Nova PublisHE-rs; 2007. pp. 131-223.
- [27] Alexeyev CN, Barshak EV, Volyar AV, Yavorsky MA. Perturbation tHE-ory approach for tHE- wave equation in fibre acousto-optics. *J Opt* 2010; 12(11): 115708. doi:10.1088/2040-8978/12/11/115708.
- [28] Snyder AW, Love JD. *Optical waveguide tHE-ory*. London/New York: Chapman and Hall; 1983.
- [29] Alexeyev CN, Lapin BA, Yavorsky MA. Optical vortices and topological phase in strongly anisotropic coiled few-mode optical fibers. *J Opt Soc Am B* 2007; 24(10): 2666-2675. doi:10.1364/JOSAB.24.002666. [web:300]

Сведения об авторах

Викулин Дмитрий Вячеславович, 1996 года рождения, кандидат физико-математических наук, учился в Крымском федеральном университете им. В.И. Вернадского. Работает в должности доцента кафедры системного анализа и информатизации в Физико-техническом институте Крымского федерального университета. Область научных интересов: волоконная оптика, волоконная акустооптика, сингулярная оптика. E-mail: vikulindmitriy@mail.ru

Яворский Даниил Ярославович, 2007 года рождения, с 2024 года обучается в Физико-техническом институте Крымского федерального университета им. В.И. Вернадского по специальности «Физика». Область научных интересов: волоконная сингулярная оптика. E-mail: stargazer@internet.ru

Лапин Борис Петрович, 1986 года рождения, кандидат физико-математических наук, доцент; в 2009 году окончил Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского по специальности «Физика», работает в должности доцента на кафедре общей физики в Физико-техническом институте Крымского федерального университета. Область научных интересов: волоконная сингулярная оптика. E-mail: lapinboris@gmail.com

Алексеев Константин Николаевич, доктор физико-математических наук, профессор, 1960 года рождения; в 1982 году окончил Симферопольский государственный университет по специальности «Физика», работает профессором на кафедре теоретической физики в Физико-техническом институте Крымского федерального университета. Область научных интересов: волоконная сингулярная оптика. E-mail: c.alexeyev@yandex.ru

Яворский Максим Александрович, 1982 года рождения, в 2004 году окончил Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского по специальности «Физика», доктор физико-математических наук, профессор. Работает заместителем директора по научной и инновационной деятельности Физико-технического института КФУ им. В.И. Вернадского. Область научных интересов: волоконная оптика, акустооптика, сингулярная оптика. E-mail: mayavorsky@yahoo.com

Поступила в редакцию 04 августа 2025 г.



Окончательный вариант – 13 ноября 2025 г.

Higher-order vector mode conversion in anisotropic circular optical fibers with torsional acoustic wave

D.V. Vikulin¹, D.Y. Yavorsky¹, B.P. Lapin¹, C.N. Alexeyev¹ and M.A. Yavorsky¹

¹ V.I. Vernadsky Crimean Federal University

Prospekt Vernadskogo 4, Simferopol, 295007, Republic of Crimea, Russia

Abstract

In this paper, we study acousto-optic conversion of higher-order optical modes in a circular anisotropic optical fiber with a propagating fundamental torsional acoustic wave. Analytical expressions for the- resonant optical eigenmodes and their propagation constants are obtained for the first time. Mutual conversion of linearly polarized optical vortices is theoretically shown, taking into account the optical frequency shift. The effect of sign inversion of the spin angular momentum of the- circularly polarized optical vortex is established. Mutual conversion of higher-order vector HE- and EH- modes accompanied by a change in the mode type and its parity is demonstrated. A practically important property of the fiber system to implement effective parallel conversions of modes with different azimuthal numbers is revealed.

Keywords: optical fiber, acousto-optic interaction, torsional acoustic wave, optical vortices, vector modes.

Citation: Vikulin DV, Yavorsky DY, Lapin BP, Alexeyev CN and Yavorsky MA. Higher-order vector mode conversion in anisotropic circular optical fibers with torsional acoustic wave. *Computer Optics* 2026; 50(4): 1792. DOI: 10.18287/COJ1792

Acknowledgements: This work was funded by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation under agreement No. 075-02-2025-1543 (model formulation, determination of resonant modes) and agreement No. FZEG-2026-0011 (research into the conversion of higher-order vector modes).

Author's information

Dmitriy Vyacheslavovich Vikulin (b. 1996), PhD, graduated from V.I. Vernadsky Crimean Federal University in 2017, majoring in Physics. Currently he is an associate professor of System Analysis and Informatization department at the Physical-Technical Institute of V.I. Vernadsky Crimean Federal University. Research interests are fiber optics, fiber acousto-optics, singular optics. E-mail: vikulindmitriy@mail.ru

Daniil Yaroslavovich Yavorsky (b. 2007), since 2024, he has been studying at the Physics and Technology Institute of the V.I. Vernadsky Crimean Federal University, specialty in Physics. Research interests: singular fiber optics. E-mail: stargazer@internet.ru

Boris Petrovich Lapin (b. 1986) PhD, graduated from V.I. Vernadsky Taurida National University (specialty "Physics") in 2009, currently an associate professor at the Physical Technical Institute of the Crimean Federal University. Research interests: singular fiber optics. E-mail: lapinboris@gmail.com

Constantine Nikolayevich Alexeyev (b. 1960), Doctor of Physical and Mathematical Sciences, professor, graduated from Simferopol State University in 1982 with a degree in Physics, currently a professor at the Theoretical Physics department at the Physical-Technical Institute of the Crimean Federal University. Research interests: singular fiber optics. E-mail: c.alexeyev@yandex.ru

Maxim Alexandrovich Yavorsky (b. 1982) graduated from V.I. Vernadsky Taurida National University in 2004, majoring in Physics, doctor of Physical and Mathematical Sciences, professor. Currently he works as the vice director in science at the Physical-Technical Institute of V.I. Vernadsky Crimean Federal University. Research interests are fiber optics, acousto-optics, singular optics. E-mail: maxyavorsky@yahoo.com

Received on August 04, 2025.

The final version – November 13, 2025.
