

УДК 535.55

МОДЫ СЛАБОНАПРАВЛЯЮЩИХ ЦИРКУЛЯРНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН С КРУТИЛЬНЫМИ МЕХАНИЧЕСКИМИ НАПРЯЖЕНИЯМИ

Алексеев К. Н., Баршак Е. В., Викулин Д. В., Яворский М. А.

*Физико-технический институт, Крымский федеральный университет имени
В. И. Вернадского, Симферополь 295007, Россия
E-mail: lena.barshak@gmail.com

Данная статья представляет собой краткий обзор научных публикаций, посвященных изучению слабонаправляющих циркулярных оптических волокон с крутильными механическими напряжениями, возникающими вследствие скрутки волокна вокруг его оси. Приведены основные результаты исследований структуры фундаментальных мод, а также мод высших порядков с азимутальным числом $|l| \geq 1$. Приведен анализ спектра постоянных распространения мод волокна. В обзоре отдельно выделен вопрос о распространении оптических вихрей в таких волокнах.

Ключевые слова: идеальные оптические волокна, крутильные механические напряжения, оптические вихри, орбитальный угловой момент, полный угловой момент, передача информации.

PACS: 42.81

ВВЕДЕНИЕ

Волоконная оптика – классическое направление оптики, в настоящее время переживает новый бурный этап развития, открывающий перспективы как для новых фундаментальных исследований, так и для возникновения самых передовых технологий. Прежде всего это связано с осознанием того факта, что относительно недавно открытые оптические вихри (ОВ) [1] – особые решения волнового уравнения – принадлежат к семейству мод высших порядков некоторых типов оптических волокон [2–10]. Так, первый практический интерес к ОВ в волокнах был связан с возможностью создания сверхчувствительных датчиков физических величин [11–12]. В настоящее же время фокус внимания исследователей сместился, и следует отметить все возрастающий интерес к использованию высших мод оптических волокон в информационных технологиях. Действительно, известно, что ОВ переносят орбитальный угловой момент (ОУМ) [13–22], который в практически важных случаях определяется топологическим зарядом ОВ ℓ , при этом $\ell = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, что дает возможность использовать теоретически неограниченные степени свободы излучения, позволяя таким образом значительно повысить информационную пропускную способность канала связи, используя для кодирования данных «орбитальные» степени свободы излучения. Кроме того, важным преимуществом такого способа передачи информации является достижение принципиально нового уровня защиты данных [15], связанного с тем что передающаяся информация представляется в виде суперпозиции многих чистых состояний лазерного пучка с разными значениями ОУМ, возможность точного измерения которых зависит от юстировки приемника [13], а также от ограничения угловой апертуры пучка [15].

Естественно, для расширения сферы применения оптических волокон и улучшения их практических характеристик требуется всестороннее исследование влияния различных факторов на распространение света в волокнах. Это особенно критично в связи с «неустойчивостью» ОВ – их топологическая структура легко разрушается при распространении в обычных циркулярных волокнах под воздействием определенных внешних факторов. Тем не менее, перспективность ОВ побуждает искать новые возможные модификации оптических волноводов для их стабильной передачи. Среди таких возможных модификаций можно выделить хорошо известные в волоконной оптике крутильные механические напряжения (КМН), которые возникают вследствие скрутки волокна вокруг его оси. Важно отметить, что КМН могут наводиться в оптическом волокне в процессе его эксплуатации или изготовления, в том числе контролируемо для задания требуемых параметров и свойств образца. Кроме того, в работе [23] показано, что КМН в определенной степени присутствуют в любом реальном волокне, если оно подвергается скручиванию, поэтому всестороннее исследование действия КМН представляется закономерным важным шагом для целостного развития волоконной сингулярной оптики.

1. ВЛИЯНИЕ КРУТИЛЬНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ НА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ МОДЫ ЦИРКУЛЯРНОГО ВОЛОКНА

Вопрос о влиянии скрутки оптического волокна на распространение света в нем привлекал внимание ученых достаточно давно. В качестве основной модели оптического волновода с КМН рассматривали идеальное (циркулярное) волокно, подвергшееся однородной скрутке относительно своей оси. Отметим, что под циркулярным волокном принято подразумевать оптически изотропную диэлектрическую структуру круглого поперечного сечения, состоящую из сердцевины конечного радиуса и бесконечной оболочки (рис. 1).

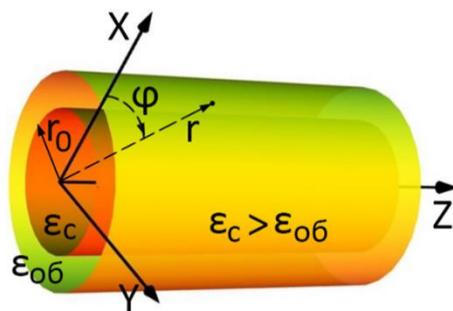


Рис. 1. Модель идеального (циркулярного) оптического волокна

Диэлектрическую проницаемость циркулярного волокна обычно представляют в следующем виде [24]:

$$\varepsilon_{\text{цв}}(r) = \varepsilon_c [1 - 2\Delta f(r)], \quad (1)$$

где функция $f(r)$ определяет распределение показателя преломления среды; $\Delta = (\varepsilon_c - \varepsilon_{\text{об}})/2\varepsilon_c$ – высота профиля диэлектрической проницаемости, для слабонаправляющих волокон $\Delta \ll 1$; ε_c и $\varepsilon_{\text{об}}$ – значения диэлектрической проницаемости в сердцевине и оболочке волокна, соответственно; предполагается цилиндрическая система координат (r, φ, z) .

В результате скрутки волокна, диэлектрическая проницаемость (1) преобразуется к следующему виду:

$$\hat{\varepsilon}_{\text{цв}}(r, \varphi) = \varepsilon_{\text{цв}}(r) \hat{1} + \hat{\varepsilon}_{\text{КМН}}(r, \varphi). \quad (2)$$

где $\hat{\varepsilon}_{\text{КМН}}(r, \varphi) = \delta\varepsilon_{\text{КМН}} R \begin{pmatrix} 0 & 0 & \sin \varphi \\ 0 & 0 & -\cos \varphi \\ \sin \varphi & -\cos \varphi & 0 \end{pmatrix}$ – малая тензорная поправка,

вызванная КМН, $\delta\varepsilon_{\text{КМН}} = qp_{44}\varepsilon_c^2 r_0$, $p_{44} \approx -0,075$ (для кварца), $q = 2\pi/H$, H – шаг скрутки, $R = r/r_0$, r_0 – радиус сердцевины волокна.

В пионерской работе Ульриха и Саймона [25] исследовалось влияние скрутки волокна на поляризацию света в простейшем одномодовом волокне. Было показано, что под воздействием скрутки посредством явления фотоупругости в изначально идеальном оптическом волокне возникает циркулярное двулучепреломление, в результате чего фундаментальные моды оказываются право- и левоциркулярно поляризованными полями, распространяющимися с разными фазовыми скоростями. Другими словами, КМН снимают вырождение основной моды по спиновому угловому моменту (СУМ). Такая структура собственных полей и их постоянных распространения приводит к появлению эффекта вращения плоскости поляризации линейно поляризованного света, возбужденного на входном торце, при его эволюции по скрученному волокну. Детектирование данного вращения и измерение величины теоретически предсказанного угла поворота легло в основу экспериментального подтверждения развитой теории [25, 26].

Еще одним важным достижением теории волокон с КМН является установление того факта, что для учета индуцированной скруткой циркулярной анизотропии, как видно из выражения (2) и слагаемого $\hat{\varepsilon}_{\text{КМН}}(r, \varphi)$, необходимо принимать во внимание продольную компоненту поля, которая для слабонаправляющих волокон значительно меньше поперечных составляющих, и которой поэтому обычно пренебрегают. Это, в известном смысле, придает данному эффекту постпараксиальный характер.

2. ВЛИЯНИЕ КРУТИЛЬНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ НА ВЫСШИЕ МОДЫ ЦИРКУЛЯРНОГО ВОЛОКНА

На сколько нам известно, впервые проблема мод высших порядков циркулярных волокон с КМН была поднята в работе [27], в которой автор использовал теорию связанных мод для описания влияния КМН на сердцевинные и оболочечные моды с произвольным значением азимутального числа. В частности, были установлены и проанализированы коэффициенты связи невозмущенных полей – мод циркулярного волокна. Кроме того, автор рассмотрел воздействие КМН на резонансную связь сердцевинных и оболочечных мод в так называемых длиннопериодических волоконных решетках. Однако наряду с неоспоримой важностью, существенным, даже критическим, недостатком данной работы является тот факт, что автором использовался некорректный вид векторного волнового уравнения, неподходящий для исследования оптических сред с тензорным показателем преломления, к числу которых относятся и волокна с КМН. Кроме того, в данной работе не был идентифицирован и физически проанализирован вид самих мод и их постоянных распространения скрученных волокон, что делает практически невозможным анализ распространения в них ОВ [28].

Существенный шаг в преодолении описанных проблем был сделан в работах [29, 30], где был предложен альтернативный метод исследования скрученных волокон, основанный на применении теории возмущений к векторному волновому уравнению, которое для тензора диэлектрической проницаемости (2), представимом как $\hat{\epsilon} = \bar{\epsilon} \cdot \hat{1} + \delta\hat{\epsilon}$, корректно записывается в виде:

$$\left(\Delta + k^2 \hat{\epsilon}(x, y, z)\right) \mathbf{E}(x, y, z) = -\nabla \left[(\mathbf{E} \cdot \nabla \ln \bar{\epsilon}) + qp_{44} \epsilon_c r \left(\sin \varphi \frac{\partial E_x}{\partial z} + \cos \varphi \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \right], \quad (3)$$

где $k = 2\pi / \lambda$ – волновой вектор в вакууме, λ – длина волны, $\mathbf{E}(x, y, z)$ – вектор напряженности электрического поля. Этот метод позволил установить непосредственный вид как фундаментальных мод, так и мод высших порядков с азимутальным числом $|\ell| \geq 1$ слабонаправляющих циркулярных оптических волокон с КМН с учетом спин-орбитального взаимодействия (СОВ). Было показано, что моды с азимутальным числом $|\ell| = 1$ циркулярного волокна с КМН представлены двумя ОВ с топологическими зарядами $\ell = \pm 1$ и стандартными азимутально поляризованной ТЕ и радиально поляризованной ТМ модами:

$$|1, 1\rangle, \quad |-1, -1\rangle, \quad |TE\rangle, \quad |TM\rangle, \quad (4)$$

где $|\sigma, \ell\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\ell\varphi} \text{col} \left(F_\ell(r), i\sigma F_\ell(r), \frac{i}{\beta_r} [rF'_\ell - \sigma\ell F_\ell(r)] e^{i\sigma\varphi} \right)$, первый индекс $\sigma = \pm 1$ определяет направление циркулярной поляризации, второй –

топологический заряд поля, $\ell = \pm|\ell| = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Для волокон со ступенчатым профилем показателя преломления $F_\ell(R) = \begin{cases} J_\ell(\tilde{U}R)/J_\ell(\tilde{U}), r \leq r_0 \\ K_\ell(\tilde{W}R)/K_\ell(\tilde{W}), r \geq r_0 \end{cases}$ [24], где J_ℓ – функция Бесселя 1-го рода ℓ -го порядка, а K_ℓ – модифицированная функция Бесселя 1-го рода ℓ -го порядка (модифицированная функция Ханкеля), $\tilde{U} = r_0(k^2\varepsilon_c - \tilde{\beta}_\ell^2)^{1/2}$, $\tilde{W}^2 = V^2 - \tilde{U}^2$, $V = kr_0(\varepsilon_c - \varepsilon_{06})^{1/2} = kr_0\sqrt{2\Delta\varepsilon_c}$ – волноводный параметр, $\tilde{\beta}_\ell$ – скалярная постоянная распространения. Постоянные распространения мод (4) (рис. 2), установленные в [30], представлены выражениями:

$$\beta_{1,2} = \beta_{\text{HE}|\ell+1} - Mgq, \quad \beta_3 = \beta_{\text{TE}}, \quad \beta_4 = \beta_{\text{TM}}, \quad (5)$$

где $\beta_{\text{HE}|\ell+1} = \tilde{\beta}_\ell + \frac{A_\ell}{2\tilde{\beta}_\ell}$, $\beta_{\text{TE}} = \tilde{\beta}_1$, $\beta_{\text{TM}} = \tilde{\beta}_1 + \frac{B_1}{\tilde{\beta}_1}$, $A_\ell = \frac{\Delta}{r_0^2 Q_\ell} (F'_\ell(1) - |\ell|)$ и $B_\ell = \frac{\Delta}{r_0^2 Q_\ell} (F'_\ell(1) + |\ell|)$ характеризуют СОВ, $Q_\ell = \int_0^\infty RF_\ell^2(R) dR$.

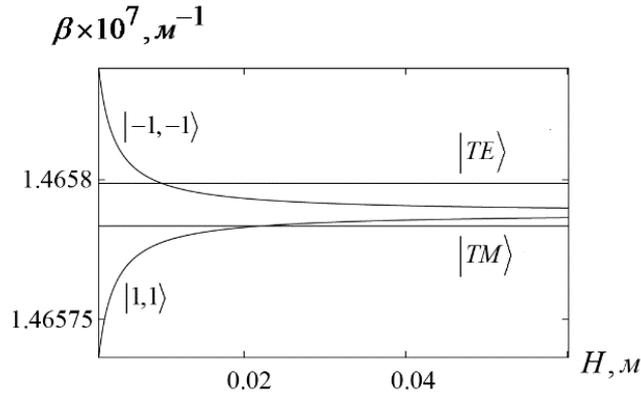


Рис. 2. Зависимость постоянных распространения (5) от шага скрутки для оптических волокон с КМН; волноводный параметр $V = 6,6$, $r_0 = 5\lambda_{\text{He-Ne}}$, $\Delta = 10^{-2}$, $p_{44} = -0,075$

Моды с азимутальным числом $|\ell| > 1$, как было установлено в [20], представляют собой четыре ОВ:

$$|\pm 1, |\ell|\rangle, \quad |\pm 1, -|\ell|\rangle. \quad (6)$$

Соответствующие постоянные распространения (рис. 3) имеют вид:

$$\beta_{1,2} = \beta_{\text{HE}_{|\ell|+1}} - Mgq, \quad \beta_{3,4} = \beta_{\text{HE}_{|\ell|-1}} - Mgq, \quad (7)$$

где $\beta_{\text{HE}_{|\ell|-1}} = \tilde{\beta}_\ell + \frac{B_\ell}{2\tilde{\beta}_\ell}$.

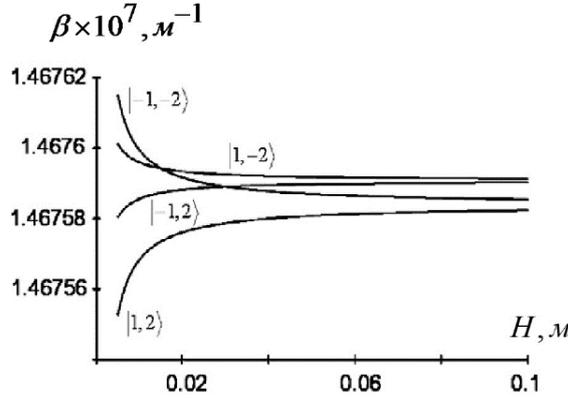


Рис. 3. Зависимость постоянных распространения (7) от шага скрутки для оптических волокон с КМН; $V = 6,6$, $r_0 = 5\lambda_{\text{He-Ne}}$, $\Delta = 10^{-2}$, $p_{44} = -0,075$

К наиболее значимому результату [30] можно отнести вывод о том, что циркулярно поляризованные ОВ с топологическим зарядом $\ell \geq 1$ в достаточно широком диапазоне параметров волокна (область наибольшего разнесения кривых на рис. 2, 3) являются устойчивыми к внешним возмущениям модами, а поправки к их постоянным распространения (5) и (7), обусловленные КМН, оказываются пропорциональными полному угловому моменту (ПУМ), $M = \sigma + \ell$, соответствующего ОВ.

Кроме того, в работе [30] было показано, что распространение по скрученному оптическому волокну линейно поляризованного ОВ с единичным топологическим зарядом, переносящего только ОУМ, сопровождается поворотом плоскости поляризации, как видно из выражения, описывающего эволюцию линейно поляризованного ОВ: $|LV(z)\rangle = e^{i(\tilde{\beta}-q)z} \begin{pmatrix} \cos qz \\ \sin qz \end{pmatrix} e^{i\varphi}$, в то время как при распространении так называемой СР моды, обладающей только СУМ, наблюдается поворот картины распределения интенсивности: $I_{\text{CP}}(z) \propto 2\cos^2(\varphi - qz)$.

Необходимо отметить, что авторы работы [30] ограничились рассмотрением скрученного волокна без учета связи между модами с разными азимутальными числами, в то время как результаты работы [27] свидетельствуют о том, что такое взаимодействие, будучи малым по величине, имеет место. Поскольку азимутальное число однозначно определяет как топологический заряд, так и ОУМ ОВ, то для

более точного описания распространения ОВ в циркулярных волокнах указанная межмодовая связь должна быть учтена.

Таким образом, в работе [31] был рассмотрен вопрос об определении структуры и их постоянных распространения слабонаправляющего циркулярного волокна с КМН со ступенчатым профилем показателя преломления с учетом связи мод с разными азимутальными числами. Решение векторного волнового уравнения посредством теории возмущений позволило установить, что влияние КМН приводит к гибридизации только между модами идеального волокна с одинаковым значением проекции ПУМ на направление распространения. Полученные поля с ПУМ, отличным от нуля, представляют собой суперпозицию двух ортогонально поляризованных ОВ со сдвинутым на ± 2 топологическим зарядом, но с равными значениями ПУМ:

$$\begin{aligned} |\Psi_{M,1}\rangle &= \cos \gamma_M |1, M-1\rangle + \sin \gamma_M |-1, M+1\rangle, \\ |\Psi_{M,2}\rangle &= \sin \gamma_M |1, M-1\rangle + \cos \gamma_M |-1, M+1\rangle, \end{aligned} \quad (8)$$

где $\operatorname{tg} 2\gamma_M = |I_M|/|\zeta|$, $I_M \propto 4qg$ характеризует величину связи мод невозмущенного волокна, а $\zeta \propto \Delta \bar{\beta}^2$ – разность соответствующих постоянных распространения, $0 \leq \gamma_M < \frac{\pi}{4}$. Указывается, что кроме ПУМ сохраняются также ОУМ и СУМ мод по отдельности, что позволяет предполагать возможность использования рассматриваемых волокон как носителей устойчивого углового момента. Параметр γ_M характеризует распределение энергии между соответствующими парциальными ОВ в модах (8). Постоянные распространения мод (8) имеют вид:

$$\begin{aligned} \beta_{M,1} &= \left(\nu + \zeta \sqrt{1 + (I_M/\zeta)^2} \right)^{1/2} \\ \beta_{M,2} &= \left(\nu - \zeta \sqrt{1 + (I_M/\zeta)^2} \right)^{1/2}, \end{aligned} \quad (9)$$

где $\nu \propto \tilde{\beta}^2 + (A_1 + B_1)/2 - 2Mgq$. В предельном случае слабой связи ($\gamma_M \rightarrow 0$) поля (8) переходят к модам (4) и (6), а соответствующие постоянные распространения (9) описываются выражениями (5) и (7) с точностью до обусловленной взаимодействием мод с разными азимутальными числами малой поправки, которая, однако, может значительно превышать поправку к скалярной постоянной распространения $\tilde{\beta}_\ell$ за счет СОВ. Поскольку производная постоянных распространения по волновому вектору определяет групповую скорость мод, то даже малая поправка к спектру, как справедливо отмечается в [31], может оказаться существенной.

Кроме того, в работе [31] исследовалась важная задача волоконной оптики, а именно, изучение возможностей передачи угловых моментов ОВ, что играет ключевую роль при разработке оптоволоконных систем связи на основе принципа

кодирования информации в значениях ОУМ. Было показано, что при возбуждении волокна циркулярно поляризованным ОВ $|\sigma, \ell\rangle$ поле в волокне представляет собой суперпозицию падающего ОВ и нового ОВ $|\sigma, \ell + 2\sigma\rangle$, имеющего противоположный знак циркулярной поляризации и топологический заряд, сдвинутый на 2σ относительно топологического заряда входного пучка. Выражения для z -компоненты ОУМ $L_z = \ell + 2\sigma \sin^2(\delta\beta z) \sin^2(2\gamma_M)$, где $\delta\beta$ – разность постоянных распространений мод (8), и СУМ $S_z = \sigma - 2\sigma \sin^2(\delta\beta z) \sin^2(2\gamma_M)$ полученного поля показывают, что некоторая часть СУМ падающего на волокно ОВ $|\sigma, \ell\rangle$ преобразуется в ОУМ распространяющегося по волокну поля $|\Psi(z)\rangle$, причем знак ОУМ возникающего поля определяется знаком циркулярной поляризации входного пучка. Таким образом, делается вывод о том, что КМН в циркулярных волокнах индуцируют определенное СОВ в дополнение к стандартному протекающему из неоднородности среды СОВ.

На рисунке 4 показана зависимость ОУМ и СУМ поля в циркулярном волокне с КМН, возбуждаемого пучком с нулевым ОУМ, от шага скрутки волокна.

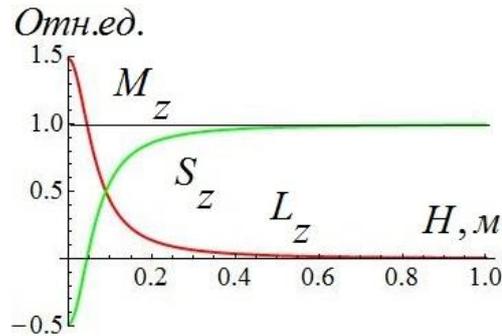


Рис. 4. Зависимость ОУМ и СУМ поля в циркулярном волокне с КМН, возбуждаемого пучком с нулевым ОУМ, от шага скрутки волокна. Параметры

$$\text{волокна: } V = 26,3, \quad r_0 = 200\lambda_{\text{He-Ne}}, \quad \Delta = 10^{-4}, \quad p_{44} = -0,075$$

Видно, что, начиная с определенного шага скрутки (на рис. 4 $H > 0,4$ м), межмодовая связь и, следовательно, спин-орбитальная конверсия углового момента слабо выражена, таким образом ОУМ падающего пучка сохраняется с высокой степенью точности. Такое поведение характерно для падающих ОВ с произвольным топологическим зарядом, что позволяет сделать заключение о теоретической возможности использования циркулярного волокна с КМН для устойчивой передачи информации в значениях ОУМ. Стоит отметить, что, так как ПУМ входного ОВ оказывается неизменным при произвольном соотношении параметров волокна, то существует принципиальная возможность передачи данных,

закодированных в значениях ПУМ оптического пучка, с использованием циркулярного волокна с КМН.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были кратко рассмотрены основные результаты проведенных исследований о структуре мод в циркулярных оптических волокнах с КМН. Эти работы заложили теоретический фундамент для дальнейших экспериментальных исследований структуры мод оптических волокон с КМН и изучения распространения в них ОБ.

Список литературы

1. Topological charge and angular momentum of light carrying optical vortices / M. S. Soskin, V. N. Gorshkov, M. V. Vasnetsov, J. T. Malos, N. R. Heckenberg // *Physical Review A*. 1998. Vol. 56. P. 4064–4075.
2. Оптика сингулярностей поля маломодового волокна. II. Оптические вихри / А. В. Волярь, Т. А. Фадеева // *Оптика и Спектроскопия*. 1998. Т. 85. С. 295–303.
3. Спин-орбитальное взаимодействие в поле оптического вихря маломодового волокна / А. В. Волярь, В. З. Жилайтис, В. Г. Шведов // *Письма в Журнал Технической Физики*. 1998. Т. 24. С. 87–93.
4. Optical vortices in low-mode fibers : 1. Angular momentum of field / A. V. Volyar, T. A. Fadeyeva // *Optics and Spectroscopy*. 1999. Vol. 86. P. 242–250.
5. Вихревая природа мод оптического волокна : I. Структура собственных мод / А. В. Волярь, Т. А. Фадеева // *Письма в Журнал Технической Физики*. 1996. Т. 22. С. 57–62.
6. Вихревая природа мод оптического волокна : II. Распространение оптических вихрей / А. В. Волярь, Т. А. Фадеева // *Письма в Журнал Технической Физики*. 1996. Т. 22. С. 63–67.
7. Вихревая природа мод оптического волокна : III. Возбуждение направляемых вихрей / А. В. Волярь, Т. А. Фадеева // *Письма в Журнал Технической Физики*. 1996. Т. 22. С. 69–74.
8. Optical vortices and the flow of their angular momentum in a multimode fiber / C. N. Alexeyev, T. A. Fadeyeva, A. V. Volyar, M. S. Soskin // *Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics*. 1998. Vol. 1. P. 1–8.
9. Fiber optical vortices / C. N. Alexeyev, A. V. Volyar, M. A. Yavorsky. – *Lasers, Optics and Electro-Optics Research Trends*, ed. L. I. Chen. New York : Nova Publishers, 2007. P. 131–223.
10. Spin-orbit interaction of a photon in an inhomogeneous medium / V. S. Liberman, B. Ya. Zel'dovich // *Physical Review A*. 1992. Vol. 46. P. 5199–5207.
11. Fiber-optical interferometric sensors of physical values with a singular reference beam / A. N. Alexeyev, A. V. Volyar, Ya. V. Izdebskaya, M. S. Soskin // *Proceedings of SPIE*. 2000. Vol. 4403. P. 264–266.
12. Распознавание образа интерференционной спирали в волоконно-оптическом датчике на основе оптических вихрей / Т. А. Фадеева, А. В. Волярь, А. Н. Алексеев // *Письма в Журнал Технической Физики*. 2004. Т. 30. С. 8–14.
13. Free-space information transfer using light beams carrying orbital angular momentum / G. Gibson, J. Courtial, M. Padgett, M. Vasnetsov, V. Pas'ko, S. Barnett, S. Franke-Arnold // *Optics Express*. 2004. Vol. 12. P. 5448–5456.
14. Generation of total angular momentum eigenstates in remote qubits / A. Maser, U. Schilling, T. Bastin, E. Solano, C. Thiel, J. von Zanthier // *Physical Review A*. 2009. Vol. 79. 033833.
15. Uncertainty principle for angular position and angular momentum / S. Franke-Arnold, S. Barnett, E. Yao, J. Leach, J. Courtial, M. Padgett // *New Journal of Physics*. 2004. Vol. 6. 103.
16. Observation of the orbital angular momentum spectrum of a light beam / M. V. Vasnetsov, J. P. Torres, D. V. Petrov, L. Torner // *Optics Letters*. 2003. Vol. 28. P. 2285–2287.

17. Management of the angular momentum of light: preparation of photons in multidimensional vector states of angular momentum / G. Molina-Terriza, J. P. Torres, L. Torner // *Physical Review Letters*. 2002. Vol. 88. 013601.
18. Mixed vortex states of light as information carriers / Z. Bouchal, R. Chelechovsky // *New Journal of Physics*. 2004. Vol. 6. P. 131–145.
19. Increasing Shannon dimensionality by hyperentanglement of spin and fractional orbital angular momentum / L. Chen, W. She // *Optics Letters*. 2009. Vol. 34. P. 1855–1857.
20. Control of orbital angular momentum of light with optical fibers / N. Bozinovic, S. Golowich, P. Kristensen, S. Ramachandran // *Optics Letters*. 2012. Vol. 37. P. 2451–2453.
21. Terabit-scale orbital angular momentum mode division multiplexing in fibers / N. Bozinovic, Y. Yue, Y. Ren, M. Tur, P. Kristensen, H. Huang, A. E. Willner, S. Ramachandran // *Science*. 2013. Vol. 340. P. 1545–1548.
22. OAM states generation/detection based on the multimode interference effect in a ring core fiber / J. Zhou // *Optics Express*. 2015. Vol. 23. P. 10247–58.
23. Effects of residual stress on polarization mode dispersion of fibers made with different types of spinning / M.-J. Li, X. Chen, D. A. Nolan // *Opt. Lett.* 2013. Vol. 29. P. 448–450.
24. А. Снайдер, Дж. Лав. Теория оптических волноводов. М. : Радио и связь, 1987. 656 с.
25. Polarization optics of twisted single-mode fibres / R. Ulrich, A. Simon // *Applied Optics*. 1979. Vol. 18. P. 2241–2251.
26. Birefringence and polarization mode-dispersion in spun single-mode fibers / A. J. Barlow, J. J. Ramskov-Hansen, D. N. Payne // *Applied Optics*. 1981. Vol. 20. P. 2962–2968.
27. Propagation and coupling of hybrid modes in twisted fibers / O. V. Ivanov // *Journal of Optical Society of America*. 2005. Vol. 22. P. 716–723.
28. Скрученные оптические волокна, поддерживающие распространения оптических вихрей / К. Н. Алексеев, М. А. Яворский // *Оптика и спектроскопия*. 2005. Т. 98. С. 59–66.
29. Структура и спектр фундаментальной моды скрученных идеальных волокон / К. Н. Алексеев, М. А. Яворский // *Ученые записки Таврического национального университета имени В. И. Вернадского. Серия : Физика*. 2007. Т. 20. С. 26–33.
30. Optical vortices in twisted optical fibres with torsional stress / C. N. Alexeyev, A. V. Volyar, M. A. Yavorsky // *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*. 2008. Vol. 10. P. 095007.
31. Angular momentum conservation and coupled vortex modes in twisted optical fibres with torsional stress / C. N. Alexeyev, E. V. Borshak, A. V. Volyar, M. A. Yavorsky // *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.* 2009. Vol. 11 № 9. 094011.

MODES OF WEAKLY GUIDING CIRCULAR OPTICAL FIBERS WITH TORSIONAL MECHANICAL STRESSES

Alexeyev C. N., Barshak E. V., Vikulin D. V., Yavorsky M. A.

Physics and Technology Institute, V. I. Vernadsky Crimean Federal University, Simferopol 295007, Russia

**E-mail: lena.barshak@gmail.com*

The present work is devoted to a brief review of the studies on weakly guiding optical fibers with torsional mechanical stresses arising from twisting the fiber around its axis. The structure of the fundamental and high-order modes with an azimuthal number $|\ell| \geq 1$ are considered. The analysis of the corresponding propagation constants is given. In the present work one also highlighted separately the question of the propagation of optical vortices in such fibers.

Keywords: ideal optical fibers, torsional mechanical stresses, optical vortices, orbital angular momentum, total angular momentum, communication.

References

1. M. S. Soskin, V. N. Gorshkov, M. V. Vasnetsov, J. T. Malos, N. R. Heckenberg, *Physical Review A* **56** 4064–4075 (1998).
2. A. V. Volyar, T. A. Fadeyeva, *Opt. Spectrosc.* **85** 295–303 (1998).
3. A. Volyar, V. Z. Zhilaitis, V. G. Shvedov, *Pis'ma v Zhurnal Tekhnicheskoy Fiziki* **24** 87–93 (1998).
4. A. V. Volyar, T. A. Fadeyeva, *Opt. and Spectrosc.* **86** 242–250 (1999).
5. A. V. Volyar, T. A. Fadeyeva, *Pis'ma v Zhurnal Tekhnicheskoy Fiziki* **22** 57–62 (1996).
6. A. V. Volyar, T. A. Fadeyeva, *Pis'ma v Zhurnal Tekhnicheskoy Fiziki* **22** 63–67 (1996).
7. A. V. Volyar, T. A. Fadeyeva, *Pis'ma v Zhurnal Tekhnicheskoy Fiziki* **22** 69–74 (1996).
8. C. N. Alexeyev, T. A. Fadeyeva, A. V. Volyar, M. S. Soskin, *Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics* **1** 1–8 (1998).
9. C. N. Alexeyev, A. V. Volyar, M. A. Yavorsky, *Fiber optical vortices* (New York : Nova Publishers, 2007) 131–223.
10. V. S. Liberman, B. Ya. Zel'dovich, *Phys. Rev. A* **46** 5199–5207 (1992).
11. A. N. Alexeyev, A. V. Volyar, Ya. V. Izdebskaya, M. S. Soskin, *Proceedings of SPIE* **4403** 264–266 (2000).
12. T. A. Fadeeva, A. V. Volyar, A. N. Alekseev, *Pis'ma v Zhurnal Tekhnicheskoy Fiziki* **30** 8–14 (2004).
13. G. Gibson, J. Courtial, M. Padgett, M. Vasnetsov, V. Pas'ko, S. Barnett, S. Franke-Arnold, *Optics Express* **12** 5448–5456 (2004).
14. A. Maser, U. Schilling, T. Bastin, E. Solano, C. Thiel, J. von Zanthier, *Physical Review A* **79** 033833 (2009).
15. S. Franke-Arnold, S. Barnett, E. Yao, J. Leach, J. Courtial, M. Padgett, *New Journal of Physics* **6** 103 (2004).
16. M. V. Vasnetsov, J. P. Torres, D. V. Petrov, L. Torner, *Optics Letters* **28** 2285–2287 (2003).
17. G. Molina-Terriza, J. P. Torres, L. Torner, *Physical Review Letters* **88** 013601 (2002).
18. Z. Bouchal, R. Chelechovsky, *New Journal of Physics* **6** 131–145 (2004).
19. L. Chen, W. She, *Optics Letters* **34** 1855–1857 (2009).
20. N. Bozinovic, S. Golowich, P. Kristensen, S. Ramachandran, *Optics Letters* **37** 2451–2453 (2012).
21. N. Bozinovic, Y. Yue, Y. Ren, M. Tur, P. Kristensen, H. Huang, A. E. Willner, S. Ramachandran, *Science* **340** 1545–1548 (2013).
22. J. Zhou, *Optics Express* **23** 10247–58 (2015).
23. M.-J. Li, X. Chen, D. A. Nolan, *Opt. Lett.* **29** 448–450 (2013).
24. A. W. Snyder, J. D. Love, *Optical Waveguide Theory* (London : Chapman and Hall, 1983)
25. R. Ulrich, A. Simon, *Applied Optics* **18** 2241–2251 (1979).
26. A. J. Barlow, J. J. Ramskov-Hansen, D. N. Payne, *Applied Optics* **20** 2962–2968 (1981).
27. O. V. Ivanov, *Journal of Optical Society of America* **22** 716–723 (2005).
28. C. N. Alexeyev, M. A. Yavorsky, *Opt. Spectrosc.* **98** 59–66 (2005).
29. K. N. Alekseev, M. A. Yavorskij, *Uchenye zapiski Tavricheskogo natsional'nogo universiteta imeni V. I. Vernadskogo. Seriya : Fizika* **20** 26–33 (2007) [in Russian].
30. C. N. Alexeyev, A. V. Volyar, M. A. Yavorsky, *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics* **10** 095007 (2008).
31. C. N. Alexeyev, E. V. Borshak, A. V. Volyar, M. A. Yavorsky, *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.* **11** 094011 (2009).

Поступила в редакцию 10.03.2018 г. Принята к публикации 26.04.2018 г.
 Received March 10, 2018. Accepted for publication April 26, 2018