

09

Лазерное возбуждение крутильных колебаний волоконных микросветоводов

© Ф.А. Егоров, В.Т. Потапов

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН,
Фрязино, Московская обл., Россия
E-mail: egorov-fedor@mail.ru

Поступило в Редакцию 23 апреля 2018 г.

В окончательной редакции 27 ноября 2018 г.

Принято к публикации 29 ноября 2018 г.

Проведен сравнительный анализ механизмов лазерного возбуждения крутильных колебаний волоконных микросветоводов, который показал, что эффект Садовского, проявляющийся в поляризационно-анизотропных микросветоводах, благодаря характерным особенностям представляет особый интерес. Оценки эффективности данного механизма возбуждения колебаний и поляризационной модуляции в предложенных типах кварцевых анизотропных микросветоводов указывают на возможности создания новых типов нелинейных поляризационных элементов, волоконных поляризационных устройств, управляемых оптическим излучением, и чувствительных элементов резонансных волоконно-оптических датчиков.

DOI: 10.21883/PJTF.2019.04.47341.17353

Лазерное возбуждение крутильных колебаний волоконных микросветоводов (МФ) [1] открывает новые возможности для управления состоянием поляризации излучения в МФ. Это позволяет создавать новые типы нелинейных поляризационных элементов с низким порогом нелинейности и чувствительных элементов резонансных волоконно-оптических датчиков (ВОД), использующих зависимость резонансной частоты крутильных колебаний МФ от внешних воздействий и параметров окружающей среды. Нелинейные поляризационные элементы представляют интерес в качестве внутррезонаторных пассивных поляризационных модуляторов в лазерах. Резонансные ВОД на основе МФ, не содержащие электрических цепей в зоне измерения, могут служить основой для разработки новых уникальных методов исследований механических (вязкоупругих) свойств биологических объектов на клеточном уровне [2]; прецизионных систем дистанционного контроля параметров взрывоопасных сред, перемещений и деформаций тел, находящихся в условиях сильных электромагнитных помех.

Механизмы лазерного возбуждения крутильных колебаний МФ могут быть связаны с поглощением или рассеянием циркулярно поляризованного излучения, действием электрического поля световой волны на поверхностные нескомпенсированные электрические заряды [3], передачей веществу орбитального или „спинового“ (эффект Садовского) углового момента оптического излучения. В нерегулярных, сложных МФ крутильные колебания могут возбуждаться также за счет параметрических эффектов (фототермического, электрострикции, фотопьезоэлектрического). Механизмы возбуждения колебаний существенно определяют (ограничивают) функциональные возможности, условия работы, области применения и методы создания устройств на основе

МФ. Это обуславливает актуальность сравнительного анализа указанных механизмов, выявления оптимального (с учетом тех или иных требований) и оценки его эффективности. Ограничиваясь рассмотрением одномодовых (в области спектра $\lambda \simeq 1.5 \mu\text{m}$) кварцевых МФ, заметим, что орбитальный угловой момент излучения в них равен нулю и не создает крутильного момента. В таких МФ при интенсивности излучения ниже порога оптической нелинейности можно пренебречь также и параметрическими эффектами (электрострикцией в поле световой волны).

Механизмы возбуждения, связанные с рассеянием поляризованного излучения и действием электрического поля световой волны на случайные поверхностные заряды, зависят от ряда факторов (распределения центров рассеяния, дефектов поверхности и др.), имеющих невоспроизводимый, случайный характер. Вследствие этого они зависят от технологических особенностей изготовления МФ, внешних воздействий на МФ, условий работы, что сильно усложняет создание устройств с прогнозируемыми характеристиками, ограничивает их функциональные возможности.

Существенный недостаток механизма, основанного на поглощении поляризованного по кругу излучения, заключается в том, что неизбежные флуктуации мощности возбуждающего излучения приводят из-за термо(-оптических, -упругих, -механических) эффектов к „дрейфу“ параметров МФ. Это, по существу, исключает возможность создания прецизионных устройств с высокостабильными характеристиками. Например, нестабильность резонансной частоты крутильных колебаний МФ из-за нагрева возбуждающим излучением практически нивелирует преимущества частотного метода измерений. Кроме того, в области спектра $\lambda \simeq 1.5\text{--}1.6 \mu\text{m}$, представляющей особый интерес, поглощение и рассея-

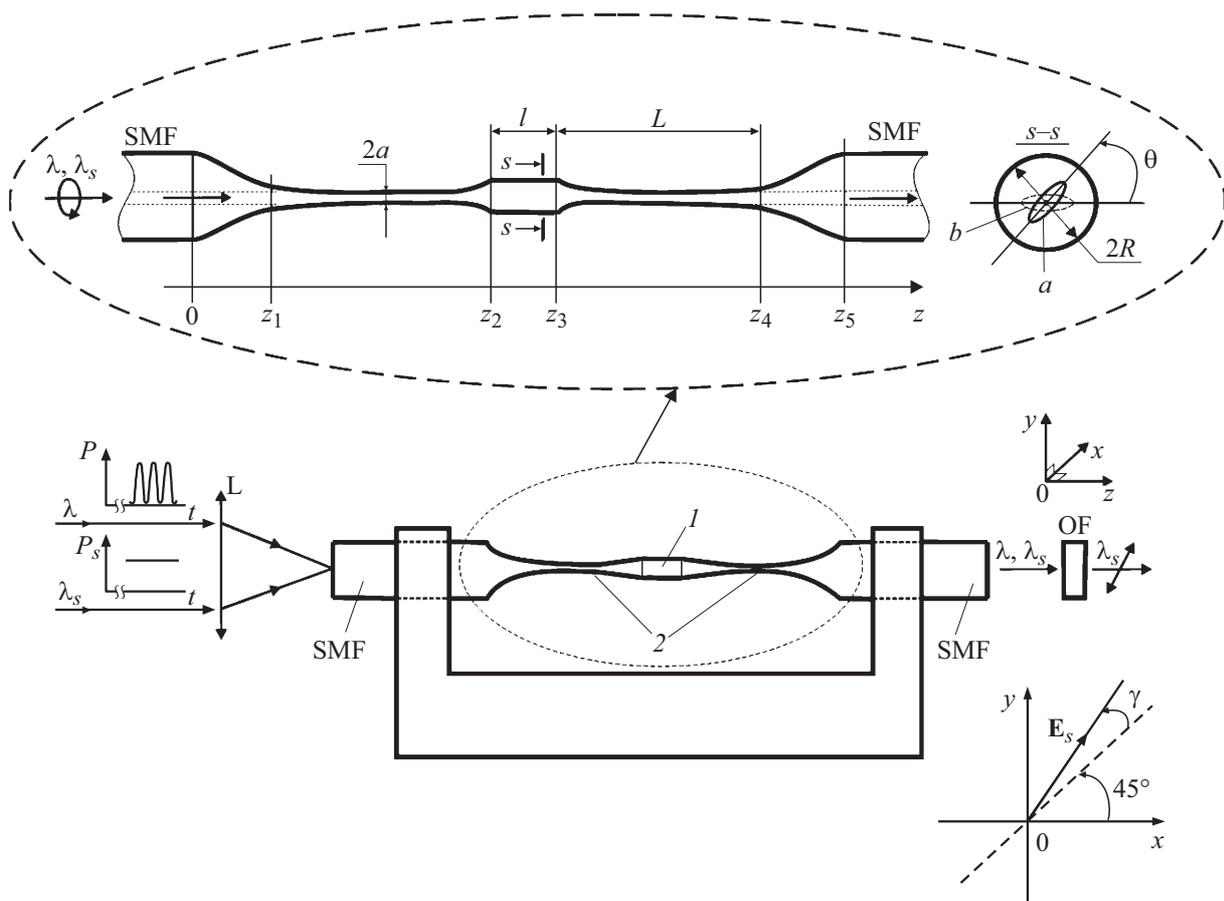


Схема волоконного поляризационно-анизотропного микросветовода. 1 — сегмент анизотропного микросветовода (z_2, z_3); 2 — волоконные биконические перетяжки $\{(0, z_2), (z_3, z_5)\}$; ($s-s$) — схема сечения анизотропного сегмента: a — положение сердцевины анизотропного сегмента при крутильных колебаниях, b — в состоянии равновесия (штриховая линия); OF — оптический фильтр; L — собирающая линза, SMF — одномодовый изотропный волоконный световод.

ние излучения в кварцевом световоде минимальные, что снижает эффективность соответствующих механизмов.

MF (как и всякий волоконный световод) в действительности всегда обладает некоторым двулучепреломлением (хотя бы „остаточным“), которое благодаря эффекту Садовского [4] приводит к возникновению в MF крутящего момента, не связанного с поглощением излучения и не зависящего от особенностей структуры анизотропного MF. Таким образом, с точки зрения возбуждения крутильных колебаний MF и создания на их основе прецизионных, высокостабильных устройств эффект Садовского представляет особый интерес. Оценки эффективности этого механизма получены с помощью упрощенной модели взаимодействия поляризационно-анизотропного микросветовода (РАМФ) с лазерным излучением, распространяющимся в РАМФ (см. рисунок). Предложенный РАМФ представляет собой составную волоконную структуру, включающую „изотропные“ волоконные биконические перетяжки и сегмент (z_2, z_3) анизотропного микросветовода между ними. Указанная волоконная структура в отношении пространственного распределения двулучепреломления представляет собой

упрощенную модель реальных MF, в которых максимум двулучепреломления достигается в их центре. Указанные РАМФ представляют значительный самостоятельный интерес в качестве возбуждаемого светом крутильного маятника — нового класса чувствительных элементов резонансных ВОД. Заметим, что как составные части волоконной структуры, так и РАМФ в целом могут быть изготовлены полностью в рамках существующих технологий волоконной оптики [5–7], обеспечивающих достаточно низкие полные потери в РАМФ (не более 0.5 dB) и позволяющих варьировать параметры РАМФ (R, l, I) в широких пределах.

Лазерное возбуждение крутильных колебаний в РАМФ рассмотрено в рамках модели упругого неоднородного стержня с внешним распределенным крутящим моментом [8], обусловленным в данном случае лазерным излучением в РАМФ:

$$j(z) \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial z} \left[G(z) I(z) \frac{\partial \theta}{\partial z} \right] = M(z, t), \quad (1)$$

где $J(z)$ — погонный момент инерции элемента РАМФ (с координатой z); $\theta(z, t)$ — угловое отклонение (пово-

рот) из положения равновесия сечения РАМФ с координатой z в момент времени t ; $G(z)$, $I(z) = \pi a^4(z)/4$ — соответственно модуль сдвига и момент поперечного сечения ($a(z)$ — радиус сечения); $M(z, t)$ — погонная плотность крутящего момента, обусловленного эффектом Садовского [4]. Полагаем, что излучение на входе РАМФ является циркулярно поляризованным, что не ограничивает общности рассмотрения, так как произвольное состояние поляризации можно представить в виде суперпозиции циркулярных компонент с противоположной ориентацией. Предполагая колебания РАМФ малыми, считаем, что „исходное“ двулучепреломление в анизотропном сегменте (z_2, z_3) значительно сильнее наведенного, обусловленного деформацией кручения. Это существенно упрощает расчет крутящего момента в анизотропном микросветоводе в условиях крутильных колебаний и позволяет рассматривать анизотропный сегмент в качестве фазовой пластины с неизменными характеристиками (приближение „твердого тела“). В частности, фазовой пластине в четверть волны ($\lambda/4$), переводящей круговую поляризацию в линейную, соответствует длина сегмента $l_{\lambda/4} = \lambda/4(n_x - n_y)$, где n_x (n_y) — показатели преломления для „медленной“ („быстрой“) осей анизотропии сегмента. Например, в кварцевых РАМФ с параметрами $n_{x,y} \simeq 1.46$, $(n_x - n_y) \simeq 10^{-4} - 10^{-3}$ ($\lambda = 1.5 \mu\text{m}$) [9] имеем $l_{\lambda/4} = 0.4 - 4 \text{ mm}$. Радиус биконических перетяжек определяется условием одномодовости: $a \lesssim 0.38\lambda(n_{x,y}^2 - 1)^{-1/2}$. Длина перетяжки (L) определяется исходя из заданного диапазона собственных частот (ω) крутильных колебаний РАМФ (крутильной жесткости перетяжек $C \approx \pi a^4 G/L$).

При колебаниях РАМФ деформация кручения в биконических перетяжках приводит к возникновению в них наведенного двулучепреломления. Это приводит к различию состояний поляризации на входе РАМФ ($z = 0$) и анизотропного сегмента ($z = z_2$). Как известно [10], скручивание кварцевого волоконного световода (на угол θ) приводит к повороту плоскости поляризации в противоположном направлении на значительно меньший угол: $(-0.07)\theta$. Таким образом, в условиях малых колебаний $\theta \ll 1$ при расчете крутящего момента в анизотропном сегменте искажением круговой поляризации излучения на его входе можно пренебречь (при $\theta \approx 0.1 \text{ rad}$ погрешность не превышает 5%). С близкой точностью (6%) можно пренебречь потерями мощности излучения в РАМФ и с точностью 3% крутящим моментом в биконических перетяжках, возникающим из-за наведенной анизотропии. В итоге с достаточной для оценок точностью функция распределения погонной плотности крутящего момента в РАМФ имеет вид

$$M(z, t) = \begin{cases} 0, & 0 < z \leq z_2, \\ \frac{1}{2c}(n_x^2 - n_y^2)p(t) \sin\left(\frac{2\pi(n_x - n_y)z}{\lambda}\right), & z_2 < z \leq z_3, \\ 0, & z_3 < z \leq z_5, \end{cases} \quad (2)$$

где $p(t)$ — мощность лазерного излучения в РАМФ, c — скорость света в вакууме.

РАМФ характеризуется широким набором мод собственных крутильных колебаний. С точки зрения создания резонансных ВОД и эффективных поляризационных модуляторов особый интерес представляют резонансные колебания на собственной частоте основной моды крутильных колебаний. Поиск приближенного решения уравнения (1) в виде $\theta(z, t) \approx \theta(t)\theta(z)$, где $\theta(z)$ — форма основной моды собственных крутильных колебаний ($\theta(z_2 + l/2) = 1$), с учетом (2) и соотношений $R \gg a$, $L \gg l$, характерных для РАМФ, приводит к уравнению вынужденных крутильных колебаний анизотропного сегмента

$$\ddot{\theta} + \frac{\omega}{Q}\dot{\theta} + \omega^2\theta = Kp(t), \quad (3)$$

где $K = (n_x + n_y)\lambda/4\pi J_0 c$; $\omega = (C/J_0)^{1/2}$; $J_0 \approx \pi R^4 l \rho/4$ (ρ — плотность материала). Дополнительное слагаемое $\omega\dot{\theta}/Q$ в (3) учитывает затухание колебаний, связанное с вязкостью окружающей среды и внутренним сопротивлением в материале РАМФ (Q — механическая добротность). При гармонической модуляции мощности $p(t) = p_0(1 + \cos(\Omega t))$, $\Omega \approx \omega$, решение уравнения (3) имеет вид

$$\theta(t) = \bar{\theta} + \theta_0(\Omega) \cos(\Omega t + \varphi),$$

где $\bar{\theta} = Kp_0/\omega^2$ — статический угол поворота, $\theta_0(\Omega)$ — амплитудно-частотная характеристика вынужденных крутильных колебаний с амплитудой в резонансе: $\theta_0(\Omega \approx \omega) \approx Q\bar{\theta}$. Например, при $p_0 = 1 \text{ mW}$ в РАМФ с параметрами $R = 1.5 \mu\text{m}$, $l_{\lambda/4} = 1 \text{ mm}$, $a = 0.3 \mu\text{m}$, $L = 5 \text{ mm}$, $f = 23 \text{ kHz}$, $J_0 = 8 \cdot 10^{-24} \text{ kg} \cdot \text{m}^2$, $C = 1.5 \cdot 10^{-13} \text{ H} \cdot \text{m}$, $Q = 2 \cdot 10^4$ [3] амплитуда резонансных колебаний составляет $\theta_0(\omega) \approx 0.14 \text{ rad}$, что почти на три порядка превышает уровень флуктуационных („тепловых“) колебаний при температуре $T = 300 \text{ K}$: $\langle \theta \rangle_{fl} \simeq (2kT/C)^{1/2} \approx 2.4 \cdot 10^{-4} \text{ rad}$ (k — постоянная Больцмана).

Анализ поляризационного состояния излучения в РАМФ, учитывающий наведенную анизотропию в перетяжках $\{(0, z_2), (z_3, z_5)\}$, может быть выполнен с помощью метода матриц Джонса. Он показывает, что при малых, низкочастотных крутильных колебаниях ($\theta_0 \ll 1$, $f \ll c/2L$) пробное, поляризованное по кругу непрерывное излучение ($p_s \ll p_0$, $\lambda_s \approx \lambda$) с помощью РАМФ преобразуется в поляризационно-модулированное (см. рисунок) с плоскостью линейной поляризации, качающейся вокруг оси РАМФ на угол $\gamma(t) = \gamma_0(\Omega) \cos(\Omega t + \varphi)$, где амплитуда колебаний плоскости поляризации $\gamma_0(\Omega) \approx \theta_0(\Omega)$, $\varphi \approx \arctg(\Omega^2/Q(\omega^2 - \Omega^2))$.

Таким образом, в работе показано, что эффект Садовского является достаточно эффективным механизмом лазерного возбуждения крутильных колебаний кварцевых анизотропных микросветоводов, который с учетом его характерных особенностей открывает возможности создания высокоточных волоконных поляризационных

устройств и резонансных ВОД в полностью волоконном исполнении, что расширяет области их применения.

Список литературы

- [1] *Fenton E., Khan A., Patterson B., Solano P., Rolston S.L., Orozco L.A., Fatemi F.K.* Torsional modes of a nanofiber: polarimetric excitation and read out // Proc.of Frontier in optics 2016. N.Y.: Rochester, 2016. P. FTu3I.6.
- [2] *Gardel M., Oakes P.* Measuring cell mechanics. Morgan & Claypool Publ., 2015. 76 p.
- [3] *Wuttke C., Cole G.D., Rauschenbeutel A.* // Phys. Rev. A. 2013. V. 88. P. 061801R.
- [4] *Валитов Р.А., Хижняк Н.А., Жилков В.С.* Пондеромоторное действие электромагнитного поля (теория и приложения) / Под. ред. Р.А. Валитова. М.: Сов. радио, 1975. 232 с.
- [5] *Jung Y., Brambilla G., Richardson D.J.* // OECC 2010 Technical Digest. IEEE, 2010. P. 790–791.
- [6] *Chang C.D., Chuo S.M., Wang L.A.* // Proc. SPIE. 2011. V. 7753. P. 775367.
- [7] *Yarin A., Pourdeyhimi B., Ramakrishna S.* Fundamentals and applications of micro- and nanofibers. Cambridge University Press, 2013. <https://doi.org/10.1017/CBO9781107446830>
- [8] *Бабаков И.М.* Теория колебаний. М.: Наука, 1968. 560 с.
- [9] *Андреев А.Г., Буреев С.В., Ероньян М.А.* // Опт. журн. 2012. Т. 79. № 9. С. 107–109.
- [10] *Budinski V., Donlagic D.* // Sensors. 2017. V. 17. N 3. P. 443 (1–29).