

07

Параметрические колебания микронаносветоводов

© Ф.А. Егоров, В.Т. Потапов

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

Поступило в Редакцию 2 сентября 2010 г.

Исследована статическая и динамическая неустойчивость прямолинейной формы микронаносветоводов, обусловленная распространяющимся светом, получены оценки пороговых значений мощности света. Отмечены возможные области применения рассмотренных явлений.

Микронаносветоводы (МНС) с поперечными размерами, не превышающими длину волны света ($a/\lambda \leq 1$), обладают многими уникальными свойствами, позволяющими создавать волоконно-оптические элементы и устройства нового поколения с расширенными функциональными возможностями [1]. МНС могут изготавливаться из разных диэлектрических и полупроводниковых материалов, обеспечивающих широкий спектр свойств и режимов функционирования оптоволоконных элементов. В зависимости от оптических свойств материала, формы, размеров МНС возможны разные режимы распространения излучения: при $V \leq 2$ основная часть направляемой моды распространяется за пределами наносветовода, а при $V \gg 2$ излучение сосредоточено в пределах световода ($V = 2\pi a NA/\lambda$ — характеристический параметр; NA — числовая апертура МНС). В поле световой волны при $V \leq 2$ и асимметричном распределении интенсивности со значительным поперечным градиентом, на световод действует пондеромоторная сила [2], вызывающая изгибные колебания МНС, имеющие резонансный характер при частотах модуляции света f , близких к собственным частотам Ω мод поперечных колебаний МНС ($f \cong \Omega$). В фотонно-кристаллических МНС резонансные частоты оптически возбуждаемых колебаний могут достигать $\Omega = 2$ GHz [3]. Подобные МНС открывают возможности для создания нового класса оптически управляемых оптоволоконных элементов. Указанный механизм возбуждения коле-

баний в отличие от фототермических эффектов [4], основанных на поглощении света, является безынерционным, не приводит к оптическому нагреву колебательного звена и изменению его параметров. В данной работе показана возможность реализации другого механизма оптического возбуждения колебаний наносветоводов модулированным излучением, распространяющимся полностью в пределах однородного прозрачного МНС ($V \gg 2$), когда механизмы, указанные выше, являются неэффективными. В данном случае раскачка колебаний происходит в условиях параметрического резонанса, обусловленного динамической неустойчивостью МНС при распространении в нем модулированного по интенсивности излучения, при этом максимальная амплитуда колебаний достигается в условиях главного параметрического резонанса $f = 2\Omega$. Благодаря зависимости резонансной частоты от различных внешних воздействий и параметров окружающей среды указанные МНС могут применяться, например, в частотных волоконно-оптических датчиках (ВОД) физических величин [5]. На рисунке показаны участок волоконного световода с наносветоводной секцией простейшего типа и схема, с помощью которой возможно возбуждение и регистрация параметрических колебаний. Для повышения чувствительности схемы МНС помещен в резонатор Фабри–Перо, образованный полупрозрачными отражателями $R_{1,2}$. Такой МНС можно сформировать методом перетяжки стандартного световода SMF-28 в сканирующем пламени [1], позволяющим в широких пределах варьировать размеры МНС. Рассматриваемый элемент представляет собой колебательную систему с распределенными параметрами в виде упругого стержня с жестко закрепленными концами. При статических изгибах и поперечных колебаниях МНС участки с изгибом, в которых происходит изменение импульса света, подвергаются действию поперечных сил со стороны распространяющегося излучения. Распределение возникающих сил можно определить, используя методы расчета пондеромоторных эффектов в волноводах [6], однако, ограничившись приближенным рассмотрением, воспользуемся определенной аналогией между волоконным световодом с излучением и трубопроводом с протекающей в нем жидкостью. Анализ условий, на которых основано уравнение движения трубопровода с протекающей жидкостью [7], позволяет заключить, что при сохранении мощности излучения вдоль МНС и совпадении направления импульса излучения с осью световода данное уравнение описывает также движение МНС с распространяющимся излучением. При радиусе изгиба наносветовода $R \gg R_{cr} \cong 3aV^2/4NA^2W^3$ искажения в распределении модового поля в

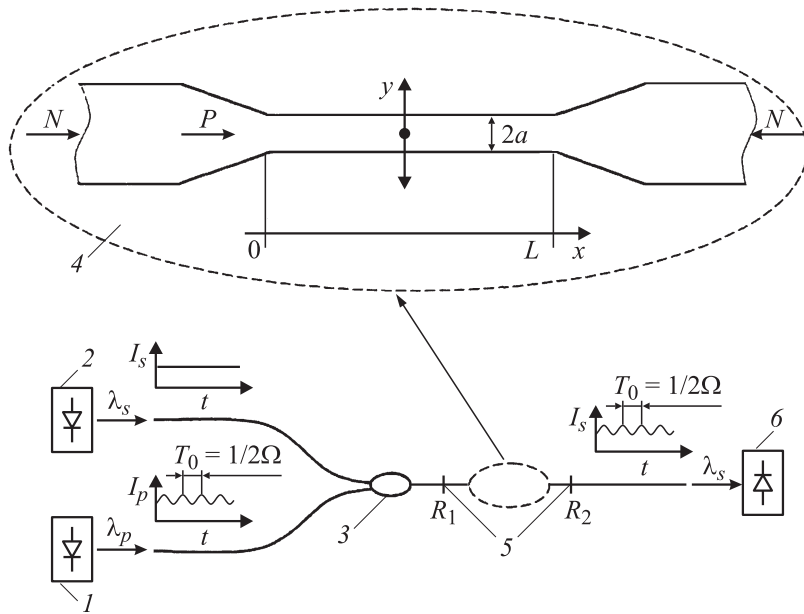


Схема возбуждения параметрических колебаний МНС: 1 — источник модулированного по интенсивности возбуждающего света (λ_p); 2 — источник непрерывного когерентного пробного излучения (λ_s); 3 — волоконно-оптический мультиплексор; 4 — участок волокна с наносветоводной секцией; 5 — внутриволоконные отражатели; 6 — фотоприемное устройство.

изогнутом участке незначительны [8], поэтому направления импульса излучения и оси наносветовода совпадают; кроме того, дополнительными потерями, обусловленными изгибом МНС, можно пренебречь (W — параметр, характеризующий распределение поля в оболочке световода [8]), поэтому полные потери мощности определяются погонными потерями $10^{-2}L$ dB [1]. Для кварцевого МНС с параметрами $a = 500$ nm, $NA = 1$, $\lambda = 600$ nm имеем $R_{cr} = 12$ μ m. Ограничившись рассмотрением начального этапа возбуждения основного типа колебаний МНС, можно показать, что при $L \geq 2\sqrt{2}a/NA$ и амплитуде колебаний $A \leq a$ условие $R \gg R_{cr}$ выполнено с запасом. В МНС с размерами $L \leq 10$ mm, $a \geq 300$ nm потери мощности не превышают 3%

и в соответствии с предложенной моделью уравнение движения МНС имеет вид [9]

$$\rho_s s \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + \frac{2P}{c^2} \frac{\partial^2 y}{\partial t \partial x} + \left(N + \frac{P}{c} \right) \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} + EJ \frac{\partial^{IV} y}{\partial x^{IV}} = 0 \quad (1)$$

с граничными условиями $y|_{x=0,L} = 0$, $y'|_{x=0,L} = 0$, где $y(x, t)$ — поперечные смещения осевой линии МНС; $s = \pi a^2$, $J = \pi a^4/4$; E , ρ — модуль Юнга и плотность материала МНС; c — скорость света в наносветоводе; P — мощность излучения в МНС. Полная плотность $\rho_s = \rho + \rho_r$, где $\rho_r = P/sc^3$ — эквивалентная плотность света ($\rho_r \ll \rho$), N — приложенная продольная сила сжатия (растяжения) МНС, $N^* = N + P/c$ — эффективная продольная сила.

При постоянной мощности излучения из уравнения (1) следует, что в статическом режиме при достижении критического значения силы $N_{cr}^* = 4\pi^2 E J/L^2$ имеет место эйлерова неустойчивость [10] прямолинейной формы равновесия МНС, при этом критическое значение приложенной силы $N_{cr} = N_{cr}^* - P/c$ зависит от мощности излучения. При значениях $P \geq P_{cr} = c N_{cr}^*$ даже при отсутствии приложенных сил ($N = 0$) прямолинейная форма МНС неустойчива, что аналогично потере устойчивости трубопровода при закритических значениях потока. Частота поперечных колебаний трубопровода зависит от расхода жидкости [9], и по аналогии можно заключить, что собственная частота МНС зависит наряду с продольной силой также от мощности излучения $\Omega = \Omega(N, P)$.

В случае модулированной мощности $P(t)$ уравнение (1) описывает колебательную систему с параметрическим возбуждением, в которой возможен параметрический резонанс, приводящий к раскачке колебаний МНС. Полагая $P(t) = \bar{P}(1 + m \cos \omega t)$, где \bar{P} — средняя мощность, m — глубина модуляции, $\omega = 2\pi f$ ($|f/2\Omega - 1| \ll 1$), и используя метод Бубнова–Галеркина [10], получим, что при условии $\Omega \ll c/L$ в уравнении (1) вкладом второго слагаемого можно пренебречь. В результате получим уравнение, описывающее параметрические колебания:

$$\ddot{T} + \frac{\Omega}{Q} \dot{T} + \Omega^2 \left(1 - \frac{\bar{P}}{P_*} (1 + m \cos(\omega t)) \right) T = 0, \quad (2)$$

где $P_* = EJc \int_0^L \varphi \frac{d^4 \varphi}{dx^4} dx / \int_0^L \varphi \frac{d^2 \varphi}{dx^2} dx$; $\varphi(x)$ — форма колебаний МНС, $y(x, t) = \varphi(x)T(x)$. Дополнительное второе слагаемое в уравнении (2)

учитывает демпфирование колебаний МНС, характеризующегося добротностью Q . Пренебрегая различием форм изгиба МНС при собственных колебаниях и эйлеровой неустойчивости, получим $P_* = cN_{cr}^*$. В системе, описываемой уравнением (2), при $f = 2\Omega$ и значениях коэффициента возбуждения $\mu = \bar{P}m/2(P_* - \bar{P})$, превышающих пороговое значение $\mu_{cr} = Q^{-1}(1 - \bar{P}/P_*)^{1/2}$, наблюдается главный параметрический резонанс, когда амплитуда колебаний ограничивается лишь нелинейными свойствами системы [10]. Таким образом, при условиях $\bar{P} > \bar{P}_{cr} \cong 2\pi^3 c E a^4 / m Q L^2$ и $f \approx 2\Omega$ возбуждаются резонансные колебания МНС с частотой $f/2 \approx \Omega$. Добротность наноразмерного колебательного звена зависит от параметров окружающей среды [11]: при нормальных условиях $Q \cong 10 - 10^2$, в вакууме $Q \geq 10^4$. Для вакуумированного МНС с размерами $a = 500$ nm, $L = 3$ mm получим $\bar{P}_{cr}/s \cong 1$ mW. При этом интенсивность излучения в МНС $I = \bar{P}_{cr} \cong 4 \cdot 10^9$ W/m² существенно ниже порога, ограничивающего интенсивность света в кварцевых световодах [12]. Рассмотренный механизм колебаний является универсальным и практически безынерционным, не накладывает жестких ограничений на свойства материала МНС. Отметим, что в ленточных и полимерных МНС [1], из-за малой толщины и сравнительно малого модуля упругости материала, поперечная жесткость (EJ) значительно меньше, чем в рассматриваемых кварцевых наносветоводах, поэтому в подобных МНС эффекты статической и динамической неустойчивости, обусловленные прохождением света, могут проявляться при $\bar{P} \ll 1$ mW. Значительные оптические мощности ($\bar{P} \gg 1$ mW) имеют место, например, в наносветоводных лазерах [13] или в оптически нелинейных МНС в режиме генерации суперконтинуума [14]. В волоконных лазерах на основе наносветоводов возможны неустойчивости, обусловленные также другим механизмом — продольными деформациями резонатора лазера вследствие давления света на зеркала. Продольные деформации наносветоводного резонатора лазера оценим как $\varepsilon = \Delta L/L \cong 2\bar{P}/cEs$ (полагаем $R_{1,2} \cong 1$). Эти деформации могут привести к неустойчивой генерации лазера, связанной с возбуждением продольных колебаний МНС с резонансными Ω^* [15]. Возможны также комбинированные продольно-поперечные резонансы ($\Omega \cong \Omega^*$), дополнительно усложняющие поведение МНС. Таким образом, в ряде случаев оптические свойства МНС следует определять в результате решения самосогласованной задачи с учетом возникающих колебаний. Для стандартных световодов (SMF-28) поперечная жесткость на восемь порядков превышает значения, характерные для

МНС, поэтому в обычных световодах указанные эффекты практически не проявляются.

В уравнении (2) $\Omega = \Omega(N, \bar{P}) = \Omega_0(1 - N^*/N_{cr}^*)^{1/2}$. Обусловленное светом изменение собственной частоты $\Delta\Omega/\Omega_0 \cong L^2\bar{P}/8\pi^2 E_{sc}$. Следовательно, при прецизионных измерениях резонансной частоты МНС возникает ограничение на допустимый уровень флуктуаций средней мощности излучения в наносветоводе. С другой стороны, зависимость $\Omega(\bar{P})$ дает возможность управлять резонансной частотой путем регуляции средней мощности излучения в МНС. Амплитуда и частота колебаний МНС могут определяться с помощью интерференционных схем (см. рисунок), позволяющих создавать ВОД на основе МНС в цельноволокном исполнении, технологичном для изготовления и обеспечивающем высокие эксплуатационные характеристики. В заключение отметим, что значительный интерес представляет исследование динамики излучения в консольных МНС, перспективных для создания ВОД вибраций нового поколения [16]. В этом случае, по аналогии с поведением консольно закрепленного упругого трубопровода в условиях следящей нагрузки [17], возможны автоколебания МНС.

Список литературы

- [1] *Brambilla G., Xu F., Horak P., Jung Y. et al.* // *Advances in Optics and Photonics*. 2009. V. 1. (1). P. 107–161.
- [2] *Li Mo, Pernice W.H.P., Xiong C., Bach-Jones T. et al.* // *Nature*. 2008. V. 456. P. 480–484.
- [3] *Wiederhecker G.S., Brenn A., Fragnito H.L., Russell P.St.J.* // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 100. P. 2003903.
- [4] *Ляшнев Л.М.* Лазерное термооптическое возбуждение звука. М.: Наука, 1989. 240 с.
- [5] *Егоров Ф.А., Никитов С.А., Потапов В.Т.* // *Радиотехника и электроника*. 2005. Т. 50. № 6. С. 736–739.
- [6] *Валитов Р.А., Хижняк Н.А., Жилков В.С., Валитов Р.Р.* Пондеромоторное действие электромагнитного поля / Под ред. Р.А. Валитова. М.: Сов. радио, 1975. 232 с.
- [7] *Светлицкий В.А.* Механика трубопроводов и шлангов. М.: Машиностроение, 1982. 279 с.
- [8] *Снайдер А., Лав Д.* Теория оптических волноводов: Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1987. 656 с.

- [9] *Нестеров С.В., Акуленко Л.Д., Коровин Л.И.* // ДАН. 2009. Т. 427. № 6. С. 781–784.
- [10] *Болотин В.В.* Динамическая устойчивость упругих систем. М.: Гостехтеоретиздат, 1956. 600 с.
- [11] *Scott S., Verbridge, Rob Ilic, Craighead H.G., Parpia M. Jeevak* // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93. P. 013101.
- [12] *Бирюков А.С., Дианов Е.М.* // Квантовая электроника. 2007. Т. 37. № 4. С. 379–382.
- [13] *Ding Ye, Yang Q., Guo Xin, Wang S. et al.* // Opt. Express. 2009. V. 17. N 24. P. 21813.
- [14] *Luan F., George A.K., Knight J.C.* // Opt. Express. 2007. V. 15. N 3. P. 829–833.
- [15] *Braginsky V.B., Strigin S.E., Vyatchanin S.P.* // Phys. Lett. A. V. 287. P. 331–338.
- [16] *Li Mo, Pernice W.H.P., Tang H.X.* // Nature nanotechnology. 2009. V. 4. P. 377–382.
- [17] *Майлыбаев А.А.* Многопараметрические задачи теории устойчивости: Автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук. СПб., 2008. 30 с.