PACS 42.65.Tg; 42.79.Nv

Оптические солитоны при распространении волн шепчущей галереи

В.П.Торчигин, С.В.Торчигин

Рассматриваются свойства солитонов, возникающих при распространении волн шепчущей галереи в однородном стеклянном цилиндре. Показано, что такие солитоны могут быть использованы для преобразования длины волны света.

***Ключевые слова**: самовоздействие, волны шепчущей галереи, преобразование световой частоты, распространение излучения, оптические солитоны.*

1. Введение

Волны шепчущей галереи (ШГ) известны главным образом как резонаторные моды сферических стеклянных микрорезонаторов. Имея диаметр около сотни микрометров, эти резонаторы обладают чрезвычайно высокой добротностью Q, которая может превышать 10^9 [1]. Такие же волны могут возбуждаться в стеклянных цилиндрах [2]. В этом случае они называются туннелирующими [3].Теоретически ШГ-волны имеют неизбежные радиационные потери [3]. Однако эти потери пренебрежимо малы для большинства практических применений [1], когда диаметр цилиндра больше 10 мкм. Рекордно высокая добротность сферических микрорезонаторов Q диаметром несколько десятков микрометров является хорошим подтверждением этому.

В отличие от обычных волноводных мод в стеклянных цилиндрах, используемых для передачи оптических солитонов, ШГ-волны обладают одним весьма необычным свойством: их групповая скорость может быть значительно уменьшена (вплоть до нуля) при распространении в цилиндре с постепенно уменьшающимся диаметром. Это позволяет получать оптические резонаторы для ШГ-волн в бочкообразных участках стеклянного цилиндра [4]. Оказывается, что для создания высокодобротного резонатора необходимо увеличить диаметр цилиндра всего на 0.01 % в области длиной несколько десятков микрометров. Этого же можно добиться, если вместо диаметра цилиндра увеличивать на 0.01 % показатель преломления стекла в области той же длины. При распространении вдоль оси цилиндра акустического импульса внутри него увеличивается показатель преломления стекла и таким образом вдоль цилиндра может перемещаться упоминавшийся оптический резонатор со скоростью акустической волны $v_a \simeq 6000$ м/с. Если в резонаторе находится световое излучение, то оно перемещается вместе с резонатором. При перемещении резонатора вдоль цилиндра, диаметр которого постепенно уменьшается (увеличивается), находящееся в резонаторе излучение сжимается (расширяется), что приводит к повышению (понижению) его частоты [5, 6]. Возможность изменения частоты ШГ-волны под действием акустического импульса была продемонстрирована экспериментально [7].

Весьма интересные явления возникают в стеклянном цилиндре при распространении в нем светового импульса в виде части ШГ-волны. Подобно тому, как при распространении обычного интенсивного светового импульса в стеклянном цилиндре возможно возникновение оптических солитонов, при распространении интенсивного ШГ-импульса возможно возникновение своеобразных ШГ-солитонов. Действительно, так же как и в обычном солитоне, внутри импульса за счет эффекта Керра увеличивается показатель преломления. При этом импульс оказывается в подвижном ШГ-резонаторе, образованном самим же импульсом. Такой самоограниченый световой импульс, или ШГ-солитон, имеет весьма интересные свойства, в частности скорость его распространения может быть достаточно малой. При этом кроме практически безынерционной керровской нелинейности, ответственной за возникновение обычных солитонов, в полной мере успевает проявить себя инерционная нелинейность, связанная с возникновением электрострикционного давления внутри светового импульса. Известно, что эта нелинейность в стекле по порядку величины сравнима с керровской [8]. Взаимосвязь указанных оптических и акустических эффектов рассматривается в настоящей статье.

2. Особенности распространения ШГ-волн в диэлектрическом цилиндре с изменяющимися вдоль оси диаметром и показателем преломления

Распространяющуюся в бесконечном диэлектрическом цилиндре ШГ-волну можно представить себе как часть плоской волны, многократно отражающейся от внутренней поверхности цилиндра за счет полного внутреннего отражения и вращающейся таким образом вокруг его оси (рис.1). Как известно, если диаметр волно-

В.П.Торчигин, С.В.Торчигин. Институт проблем информатики РАН, Россия, 119874 Москва, Нахимовский просп., 36/1

Поступила в редакцию 29 июля 2002 г., после доработки – 27 февраля 2003 г.

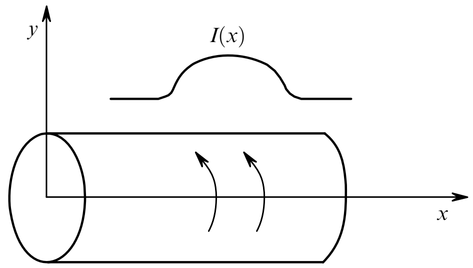

Рис.1. Направление координатных осей при распространении ШГ-солитона в стеклянном цилиндре.

вода изменяется вдоль его оси достаточно медленно, то мода распространяющейся по нему волны сохраняется, т. е. волноводная мода является адиабатическим инвариантом. Это означает, что целые числа r, a, которые характеризуют волноводную моду и равны числу радиальных и азимутальных вариаций, не изменяются. В этом случае поперечная компонента волнового вектора $k_\perp$ изменяется обратно пропорционально диаметру волновода $D(x)$, т. е.

$$k_\perp(x)D(x) = \mathrm{const}. \tag{1}$$

Заметим, что $k_\perp(x)$ не зависит ни от показателя преломления $n(x)$, ни от частоты световой волны ω и определяется только типом моды и диаметром поперечного сечения в точке x. Продольная компонента волнового вектора $k_\parallel$, обычно называется постоянной распространения и равна проекции волнового вектора на ось волновода. Продольная и поперечная компоненты связаны соотношением

$$k_\parallel^2 + k_\perp^2 = k^2. \tag{2}$$

При уменьшении диаметра поперечного сечения компонента $k_\perp$ увеличивается, однако модуль волнового вектора k остается неизменным, если частота световой волны неизменна. При этом, как следует из (2), компонента $k_\parallel$ уменьшается. Если при некотором радиусе поперечного сечения $r_1(x_1)$ компонента $k_\perp$ становится равной k, постоянная распространения $k_\parallel$ становится равной нулю. Точка $x = x_1$ называется точкой возврата. ШГ-волна не может распространяться там, где $r_1(x) < r_1(x_1)$, и, следовательно, $k_\parallel^2 < 0$. Такие области называются запредельными.

В отличие от сферы в рассматриваемых нами резонаторах уменьшение поперечного сечения происходит достаточно медленно. Как уже упоминалось, такие резонаторы тоже исследовались экспериментально [4]. Рассмотрим реальную ситуацию, когда изменение показателя преломления $\Delta n(x)$ очень мало ($\Delta n/n$ не более 10^{-4}). Принимая во внимание то, что $k = \omega n/c$, а также формулы (1), (2), имеем следующее выражение для постоянной распространения:

$$k_\parallel(x,\omega)^2 \simeq \left[\frac{\omega n(x)}{c}\right]^2 - k_\perp^2(x)$$

$$= \left[\frac{\omega n(0)}{c}\right]^2 \left\{ \left[\frac{n(x)}{n(0)}\right]^2 - \left[\frac{k_\perp(0)D(0)}{D(x)}\right]^2 \right\}, \tag{3}$$

где функции $n(x)$ и $D(x)$ описывают изменение показателя преломления и диаметра волновода вдоль оси x, совпадающей с осью волновода. Для случая $\Delta D/D \ll 1$, $\Delta n/n \ll 1$ и $\Delta\omega/\omega \ll 1$, где $\Delta D(x) = D(x) - D(0)$, $\Delta n(x) = n(x) - n(0)$, $\Delta\omega = \omega - \omega_0$, выражение (3) может быть переписано следующим образом:

$$k_\parallel(x,\omega) = \left\{ k_\parallel^2(0,\omega_0) + 2k^2(\omega_0) \right.$$

$$\left. \times \left[\frac{\Delta D(x)}{D(0)} + \frac{\Delta n(x)}{n(0)} + \frac{\Delta\omega}{\omega}\right] \right\}^{1/2}. \tag{4}$$

Из (4) видно, что относительные изменения диаметра $\Delta D(x)/D(0)$, показателя преломления $\Delta n(x)/n(0)$ и частоты света $\Delta\omega/\omega$ оказывают одинаковое влияние на постоянную распространения. Введя обозначение $\Delta k_\parallel(x,\omega) = k_\parallel(x,\omega) - k_\parallel(0,\omega_0)$, в случае

$$k_\parallel^2(0,\omega_0) \ll 2k^2(\omega_0)\left[\frac{\Delta D(x)}{D(0)} + \frac{\Delta n(x)}{n(0)} + \frac{\Delta\omega}{\omega}\right]$$

будем иметь

$$\frac{\Delta k_\parallel(x,\omega)}{k_\parallel(0,\omega_0)} = \frac{k^2(\omega_0)}{k_\parallel^2(\omega_0)}\left[\frac{\Delta D(x)}{D(0)} + \frac{\Delta n(x)}{n(0)} + \frac{\Delta\omega}{\omega}\right]. \tag{5}$$

Таким образом, относительное изменение постоянной распространения оказывается в $k^2(\omega_0)/k_\parallel^2(0,\omega_0)$ раз больше, чем относительные изменения первоначальных факторов. Для отчетливо выраженной ШГ-волны, у которой $k(\omega_0) \gg k_\parallel(0,\omega_0)$, мы получаем существенные изменения постоянной распространения путем небольших изменений диаметра волновода, его показателя преломления или частоты света.

3. Самофокусировка ШГ-волны вдоль оси цилиндра

Рассмотрим сначала эффекты, связанные с самовоздействием ШГ-волны, приводящие к изменению ее параметров вдоль оси x бесконечного диэлектрического цилиндра с квадратичной нелинейностью (рис.1). Такой цилиндр можно рассматривать как волновод, внутри которого распространяется ШГ-волна. Известно, что распространение волны в любом волноводе описывается одномерным волновым уравнением

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + k_\parallel^2 u = 0, \tag{6}$$

причем

$$\lambda = \frac{2\pi}{k}, \quad \lambda_{\mathrm{w}} = \frac{2\pi}{k_\parallel} \tag{7}$$

– длины волн света в стекле и вдоль волновода соответственно. В общем случае, если показатель преломления n есть функция x, параметры k и $k_\parallel$ также являются функциями x. Однако $k_\perp$ определяется только поперечным сечением волновода (диаметром цилиндра) и не зависит от x. Распределение поля в поперечном сечении волновода для любой моды не зависит от λ_{w} и совпадает с распределением поля этой моды при поперечном резонансе [9], когда поле вдоль оси световода неизменно, т. е. $\lambda_{\mathrm{w}} = \infty$.

Пусть в цилиндре вращается бесконечная ШГ-волна, волновой вектор которой перпендикулярен оси цилиндра и, следовательно, $\lambda_w = \infty$. Ограничим теперь указанную волну областью $-\eta^{-1}/2 < x < \eta^{-1}/2$, так что ширина вращающегося кольцевого пояса равна η^{-1}. В этом случае из-за оптического эффекта Керра показатель преломления в данной области оказывается увеличенным на $\Delta n = n_2 E^2$, где E – амплитуда напряженности поля световой волны, n_2 – константа, характеризующая нелинейность керровской среды. Известно, что область с увеличенным показателем преломления может играть роль волновода. В рассматриваемом случае такой волновод является замкнутым, т. е. представляет собой кольцевой резонатор, ширина которого равна η^{-1}. Распределение интенсивности световой волны вдоль ширины такого резонатора отличается от прямоугольного. Это приводит к тому, что распределение приращения показателя преломления за счет эффекта Керра также отличается от прямоугольного и $\Delta n(x) = n_2 E^2(x)$. Таким образом, необходимо найти профиль показателя преломления $\Delta n(x)$, для которого распространяющаяся световая волна имеет профиль интенсивности $I(x)$, обеспечивающий формирование профиля $\Delta n(x) = n_2 E^2(x)$.

Математически подобная задача рассматривается при анализе формирования и распространения двумерного солитона вдоль оси z, в котором поле вдоль координаты y неизменно [10]. С учетом дифракционной расходимости и самофокусировки в керровской среде распространение двумерной волны в направлении оси z описывается следующим уравнением [10]:

$$-2\mathrm{i}k_0 \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + 2k_0^2 \frac{n_2}{n_0} |u^2| u = 0, \tag{8}$$

где $k_0 = \omega n_0/c$; n_0 – показатель преломления среды для волн малой интенсивности. Показано [10], что решением уравнения (8) является волна

$$u(x,z) = \left(\frac{n_0}{k_0^2 n_2}\right)^{1/2} \eta \frac{\exp[-\mathrm{i}\eta^2 z/(2k_0)]}{\cosh(\eta x)}. \tag{9}$$

Постоянная распространения этой волны вдоль оси z

$$k_z = k_0\left(1 + \frac{\eta^2}{2k_0^2}\right), \tag{10}$$

откуда следует, что $k_z^2 = k_0^2 + \eta^2$ при $\eta^2 \ll k_0^2$, т. е. k_z зависит от ширины пучка η^{-1}. Кроме того, появляется перпендикулярная составляющая волнового вектора, которую можно найти из уравнения (8). Подставляя вместо $\partial u/\partial z$ величину $-\mathrm{i}\eta^2 u/(2k_0)$, полученную путем дифференцирования (9), имеем $\partial^2 u/\partial x^2|_{x=0} = -\eta^2 u$. С другой стороны, по определению

$$\left.\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right|_{x=0} = -k_x^2(0) u.$$

Сравнивая эти выражения, получаем

$$k_x(0) = \eta. \tag{11}$$

Модуль волнового вектора $k(x)$ волны, зависящий, вообще говоря, от показателя преломления среды, в которой волна распространяется, определяется следующим образом:

$$k(x) = k_0\left[1 + \frac{\Delta n(x)}{n}\right]. \tag{12}$$

С другой стороны, из общего соотношения

$$k^2(x) = k_x^2(x) + k_z^2(x), \tag{13}$$

принимая во внимание (10) и (11), имеем

$$k^2(0) = k_x^2(0) + k_z^2(0) = k_0^2\left(1 + 2\frac{\eta^2}{k_0^2}\right). \tag{14}$$

Сравнивая (12) и (14), получаем

$$\frac{\Delta n(0)}{n} = \frac{\eta^2}{k_0^2}. \tag{15}$$

При смещении вдоль оси x компонента k_z остается без изменения, а k_x убывает. Действительно, выражение (10) с учетом того, что $\Delta n(x)/n \sim u^2(x)$, а также выражений (15), (14), может быть записано в виде

$$k^2(x) = k_0^2\left(1 + \frac{2\eta^2}{k_0^2}\cosh^{-2} x\right). \tag{16}$$

Так как $k_z = k_0[1 + \eta^2/(2k_0^2)]$, то $k_x^2(x) = \eta^2(2\cosh^{-2} x - 1)$. Из этого следует, что $k_x^2(x_0) = 0$ при некотором $x = x_0$ и $k_x^2(x) < 0$ при $x > x_0$. Точки $x = \pm x_0$ являются точками возврата и в соответствии с ВКБ-методом [9] для фазового интеграла должно выполняться следующее условие:

$$\int_{-x_0}^{0} k_x(x)\mathrm{d}x = \frac{\pi}{2}. \tag{17}$$

Между точками $-x_0$ и x_0 имеем $k_\perp^2 > 0$, и волна может распространяться. При $|x| > x_0$ имеем $k_x^2(x_0) < 0$, и волна экспоненциально ослабевает без изменения фазы. Однако при отражении от точки возврата волна приобретает дополнительный сдвиг, равный $\pi/2$.

Как известно, двумерные солитоны характеризуются так называемым интегралом площадей

$$J = \left(\frac{n_0}{n_2}\right)^{1/2} \int_{-\infty}^{\infty} |u(x)| \mathrm{d}x. \tag{18}$$

Показано [10], что в солитоне $J = 2\pi$ и не зависит от начальной функции $u(x)$ при $z = 0$. Если при $z = 0$ пучок не является солитоном, но его интеграл площадей удовлетворяет условию $\pi < J < 3\pi$, то в конечном счете пучок становится солитоном с $J = 2\pi$. Неравновесный пучок, распространяющийся в созданном им волноводе, приобретает в итоге профиль, при котором распределение поля в волноводе оказывается как раз таким, которое необходимо для формирования указанного волновода. Этот профиль является устойчивым. Переход к нему происходит для всех пучков, которые не очень сильно отличаются от устойчивого, т. е. для которых справедливо приведенное выше условие.

Применим теперь известные результаты, полученные для двумерных пространственных солитонов, распространяющихся в бесконечной керровской среде, для рассматриваемого случая. Переход к нему выполним в несколько последовательных этапов. На первом этапе изменим условия распространения пространственного солитона. Вместо бесконечной вдоль оси y волны рассмотрим распространение фрагмента этой волны в бесконечном планарном волноводе, который образован двумя плоскими идеальными зеркалами, перпендикулярными оси y, в предположении, что напряженность поля световой волны параллельна оси y. В этом случае распределение поля между зеркалами совпадает с его распределением в бесконечной среде и, следовательно, профиль амплитуды волны вдоль оси x соответствует рассмотренному двумерному солитону. На втором этапе свернем планарный световод в цилиндрический слой, так чтобы ось цилиндра была параллельна оси x. Тогда волна начинает вращаться в цилиндрическом слое вдоль оси цилиндра. На третьем этапе заполним весь цилиндр стеклом и уберем внутреннее зеркало. При этом ограничение волны вдоль радиуса по направлению к центру осуществляется не зеркалом, а за счет кривизны световода. На четвертом этапе уберем внешнее зеркало. Здесь ограничение волны вдоль радиуса по направлению от центра осуществляется за счет полного внутреннего отражения от границы стекло – воздух. На каждом этапе изменялись условия ограничения волны в направлении, перпендикулярном оси x. Однако при этом оставались неизменными условия самоограничения волны вдоль оси x. Во всех случаях интенсивная волна увеличивает внутри себя показатель преломления, создавая тем самым волновод, который ограничивает ее дифракционную расходимость.

Распространяясь в цилиндре по азимутальному направлению, ШГ-волна возвращается к тому месту, где она уже была. В этом случае набег фазы при обходе волной цилиндра должен быть кратен 2π, т. е. должно выполняться следующее условие:

$$\pi D_0 k_z = 2\pi a, \text{ или } D_0 k_z/2 = a, \qquad (19)$$

где a – целое число, равное азимутальному индексу; D_0 – диаметр цилиндра. Таким образом, солитоны с нулевой групповой скоростью вдоль оси цилиндра x (рассматривается волна, симметричная относительно $x = 0$) и заданной интенсивностью (т. е. при фиксированных η и k_z) могут существовать только при определенных частотах света. Неизбежное уменьшение k_z из-за уменьшения n при затухании волны компенсируется увеличением k_z за счет увеличения частоты несущей ШГ-солитона при уменьшении n. Известно, что при распространении света в среде с уменьшающимся во времени показателем преломления частота света возрастает [11]. Легко видеть, что относительное изменение частоты несущей в ШГ-солитоне равно относительному изменению показателя преломления при уменьшении интенсивности света.

Рассмотрим теперь случай, когда групповая скорость ШГ-волны отлична от нуля. В двумерном солитонном аналоге это соответствует распространению волны под некоторым углом θ к оси z. Тогда выражение (9) принимает следующий вид [10]:

$$u(x,z) = \left(\frac{n_0}{k_0^2 n_2}\right)^{1/2} \times \eta \, \frac{\exp\left[-\mathrm{i}\left(\eta^2 - \xi^2\right)z/(2k_0) + \mathrm{i}\xi x\right]}{\cosh(\eta x)}, \qquad (20)$$

где $\xi = \theta k_0$. При этом азимутальная составляющая постоянной распространения k_z уменьшается на величину $\xi^2/(2k_0)$ по сравнению с таковой в случае $\theta = 0$, и условие (19) может быть выполнено для любой частоты путем соответствующего выбора ξ^2 (или угла θ, который определяет групповую скорость $c\theta/n$). В результате получаем, что в отличие от свободного пространства, где двумерная волна может распространяться под любым углом θ, ШГ-волна в цилиндре может распространяться только под определенными углами. Каждому такому углу соответствует свое a и своя волноводная мода. Фактически мы имеем солитон, который может двигаться с разными скоростями.

Сходство в уравнениях, описывающих распространение солитонов в цилиндрическом световоде и самофокусировку двумерных пучков в нелинейной среде, отмечается многими авторами. При этом действие дисперсии в световоде, приводящее к расширению передаваемого импульса света, аналогично действию дифракции при распространении пространственно ограниченного пучка в свободном пространстве, приводящему к расширению пучка. Для рассматриваемого случая различие в этих типах солитонов сводится к разным углам θ.

К анализу свойств ШГ-солитонов можно подойти несколько иначе, используя методы анализа свойств обычных солитонов в световолокнах. Известно, что солитон образуется в результате действия двух конкурирующих процессов: нелинейного сжатия, которое пропорционально интенсивности света, и дисперсионного расплывания, пропорционального дисперсии групповых скоростей. При переходе от обычного солитона к ШГ-солитону интенсивность света в солитоне возрастает обратно пропорционально групповой скорости $v_g = (c/n)(k_\parallel/k)$. С другой стороны, дисперсия групповой скорости

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\omega}\left(\frac{c}{n}\frac{k_\parallel}{k}\right) \simeq \frac{n}{c}\frac{k}{k_\parallel}$$

также обратно пропорциональна групповой скорости. Сравнивая эти выражения, можно убедиться, что при переходе от обычного солитона к ШГ-солитону баланс между конкурирующими процессами сохраняется.

4. Свойства ШГ-солитонов с групповой скоростью, сравнимой со скоростью звука в стекле

При относительно малой скорости ШГ-солитона кроме практически безынерционного эффекта Керра успевает проявить себя в полной мере электрострикционный эффект, связанный с возникновением дополнительного давления внутри световой волны. Хотя сам электрострикционный эффект является практически безынерционным, его действие, оказывающее влияние на условия распространения света, происходит с задержкой. Оно заключается в увеличении плотности стекла под действием электрострикционного давления, что сопровождается увеличением показателя преломления n. Время, необходимое для увеличения n, определяется выражением $\tau \simeq l/v_a$, где l – размер области, в которой возникает электрострикционное давление.

Пусть ШГ-солитон распространяется в цилиндре с постепенно увеличивающимся диаметром и его первоначальная скорость v_g меньше v_a. При увеличении диаметра цилиндра D в соответствии с (5) продольная компонента $k_\parallel$ увеличивается, и при некотором D становится справедливым соотношение $v_g > v_a$. Акустический импульс самостоятельно не может перемещаться со скоростью v_g. С другой стороны, ШГ-солитон не может распространяться самостоятельно, оторвавшись от акустического импульса, т. к. этот импульс участвует в создании области с увеличенным показателем преломления, которая ограничивает ШГ-солитон. В результате скорость ШГ-солитона не превышает v_a. При этом происходит уменьшение энергии ШГ-солитона [5, 11], и он передает часть ее акустическому импульсу. Уменьшение энергии ШГ-солитона сопровождается уменьшением его частоты и, как следует из (5), уменьшением постоянной распространения $k_{\|}$, что, в свою очередь, влечет за собой снижение групповой скорости ШГ-солитона. Необходимо лишь обеспечить не слишком резкое изменение диаметра цилиндра, чтобы изменения частоты солитона успевали отследить изменения диаметра цилиндра. Как показано в [5], при распространении солитона в цилиндре с постепенно увеличивающимся диаметром форма солитона становится несимметричной. Излучение оказывается сосредоточенным в той части подвижного резонатора, в которой происходит увеличение показателя преломления во времени.

Если первоначально ШГ-солитон движется вдоль цилиндра со скоростью $v_g > v_a$, то он теряет часть энергии, которая содержится в созданной им акустической волне. При этом чем меньше v_g, тем большая часть энергии теряется, т. к. имеется больше времени для возбуждения акустической волны на каждом участке цилиндра. В этом случае ШГ-солитон оставляет после себя акустическую волну с энергией, в $(c/n)^2/v_g^2$ раз большей энергии обычного солитона. В результате во столько же раз повышается скорость, с которой уменьшается частота света в ШГ-солитоне. При уменьшении частоты уменьшается $k_{\|}$ и групповая скорость v_g. Это способствует дальнейшему уменьшению энергии ШГ-солитона и его групповой скорости. В итоге скорость солитона становится равной скорости звука, а солитон превращается в заполненный светом ШГ-резонатор, движущийся со скоростью звука. Свойства таких наполненных светом ШГ-резонаторов рассмотрены в [5, 6, 11].

5. О возможном участии ШГ-солитонов в генерации суперконтинуума

Свойства ШГ-солитонов могут быть использованы для объяснения процессов, происходящих при генерации суперконтинуума в конусном световоде [12–14]. Мощные короткие световые импульсы подавались в обычное световолокно, диаметр которого постепенно уменьшался от $d_0 = 125$ мкм до $d_2 = 2$ мкм (d_0 и d_2 – первоначальный и конечный диаметры). Длина участка с минимальным диаметром составляла около 90 мм. Условия генерации суперконтинуума во многом сходны с рассмотренными выше условиями генерации ШГ-солитонов. Действительно, в обоих случаях используются интенсивные световые импульсы, которые подвержены эффектам самовоздействия.

При генерации суперконтинуума применялся одномодовый световод с постепенно уменьшающимся диаметром. При некотором диаметре сердцевины, который уменьшается пропорционально внешнему диаметру световода, сердцевина не может больше удерживать излучение. Оно выходит из сердцевины и начинает ограничиваться поверхностью раздела оболочка – воздух. Таким образом, световой импульс начинает распространяться в тех же условиях, что и рассмотренные выше ШГ-солитоны. Пусть диаметр световода, при котором это происходит, равен d_1, где $d_0 > d_1 > d_2$. Трудно себе представить, что при уменьшении диаметра световода полностью сохраняется его симметрия относительно оси. В этом случае при выходе излучения из сердцевины с неизбежностью появится азимутальная составляющая. Как следует из (1), она обратно пропорциональна диаметру световода. Следовательно, при значительном уменьшении диаметра световода, например в 30 раз (от $d_1 = 60$ мкм до $d_2 = 2$ мкм), может появиться интенсивная ШГ-волна, групповая скорость которой намного меньше скорости света. За счет рассмотренных выше эффектов из такой волны могут сформироваться ШГ-солитоны, длина волны которых при распространении их в область световода с уменьшающимся диаметром может сильно уменьшаться. После прохождения через область с минимальным диаметром длина волны таких ШГ-солитонов начинает увеличиваться.

Если считать, что генерация суперконтинуума имеет место при периодической последовательности световых импульсов, то следует принять во внимание, что каждый ШГ-солитон может подвергаться воздействию со стороны более ранних акустических импульсов. Например, можно предположить, что имеются какие-то отраженные акустические импульсы. Тогда рассмотренный процесс происходит на фоне дополнительных акустических волн (что-то напоминающее волнение на море). В этом случае акустический импульс сжатия, сопровождающий ШГ-солитон, проходя через движущийся навстречу ему акустический импульс растяжения, теряет свои ограничительные свойства, и находящееся в ШГ-солитоне излучение перестает им ограничиваться, а следовательно, изменять свою длину волны. Такое разрушение ШГ-солитона может произойти на любом этапе преобразования частоты света. Поэтому на выходе световода получается спектр, содержащий составляющие, которые как больше, так и меньше исходной частоты. Вызывает удивление ширина этого спектра, превышающая две октавы. Не прибегая к допущению о возникновении ШГ-волн с гораздо меньшей групповой скоростью, трудно себе представить, что за время около 0.5 нс, в течение которого обычная световая волна проходит участок длиной 90 мм, можно изменить частоту света в два раза. Для этого скорость изменения относительного показателя преломления $(\mathrm{d}n/\mathrm{d}t)/n$ должна составлять $\sim 2 \times 10^9$ с$^{-1}$. Если предположить, что предельно допустимое изменение $\Delta n/n = 10^{-4}$, то оно должно происходить за 50 фс. Это существенно меньше постоянной времени для керровской нелинейности.

Справедливость рассмотренного подхода к объяснению генерации суперконтинуума может быть проверена в двух дополнительных экспериментах. В первом вместо периодической последовательности импульсов с частотой повторения 76 МГц [12] используется последовательность с гораздо меньшей частотой повторения, например 1 кГц. В этом случае возмущения, вызванные предыдущим импульсом, успевают затухнуть к следующему импульсу. Тогда спектр выходного сигнала может быть значительно сдвинут, но его ширина должна быть много меньше двух октав, т. к. исчезают условия для разрушения ШГ-солитонов. Во втором эксперименте используется только сужающаяся часть световода с минимальным диаметром. Здесь сдвиг длины волны выходного излучения в сторону коротких длин волн должен быть существенно больше, чем в сторону длинных.

Разумеется, ШГ-солитоны могут распространяться не только в однородных стеклянных цилиндрах, но и в световодах с сердцевиной. Однако в этом случае диаметр сердцевины должен быть несколько больше, чем в обычных одномодовых световодах. Кроме того, весьма важным оказывается параметр, характеризующий то, насколько резко происходит изменение показателя преломления при переходе от сердцевины к оболочке. Эти вопросы требуют отдельного рассмотрения.

Таким образом, ШГ-солитоны, в отличие от обычных солитонов, обладают рядом весьма интересных свойств, связанных с тем, что их скорость может изменяться от нуля до скорости обычного солитона. Это свойство позволяет использовать ШГ-солитоны при преобразовании длины волны света.

Авторы выражают благодарность Международному научно-техническому центру за финансовую поддержку проекта № 1043 «Генераторы, усилители и преобразователи частоты света с акустической накачкой».

1. Ораевский А.Н. *Квантовая электроника*, **32** (5), 377 (2002).
2. Birks T.A., Knight J.C., Dimmick T.E. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **12**, 182 (2000) .
3. Snyder A.W., Love J.D. *Optical Waveguide Theory* (London, New York: Chapman and Hall, 1983).
4. Karakantzas G., Dimmick T.E., Birks T.A., Le Roux R., Russell P.St.J. *Opt. Lett.*, **26**, 1137 (2001).
5. Torchigin V.P., Torchigin A.V. *Pure and Appl. Opt.*, **7**, 763 (1998).
6. Torchigin A.V., Torchigin S.V. *J. Opt. A: Pure and Appl. Opt.*, **4**, 37 (2002).
7. Богатырев В.А., Вовченко В.И., Красюк И.К., Обоев В.А., Семенов А.Ю., Сычугов В.А., Торчигин В.П. *Квантовая электроника*, **32** (6), 471 (2002).
8. Buckland E.L., Boyd R.W. *Opt. Lett.*, **22**, 676 (1997) .
9. *Волноводная оптоэлектроника.* Под ред. Т.Тамира (М.: Мир, 1991).
10. Хаус Х. *Волны и поля в оптоэлектронике* (М.: Мир, 1988).
11. Торчигин В.П. *ЖТФ*, **66** (4), 128 (1996).
12. Birks T.A., Wadsworth W.J., Russel P.St.J. *Opt. Lett.*, **25**, 1415 (2000).
13. Дианов Е.М., Крюков П.Г. *Квантовая электроника*, **31**, 877 (2001).
14. Akimov D.A., Ivanov A.A., Alfimov M.V., et al. *Appl. Phys. B*, **74**, 307 (2002).