

УДК 535 375.5:621.375.8

## АКУСТОЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СОЛИТОНЫ В ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

*Г. Н. Бурлак, В. В. Гримальский, Н. Я. Коцаренко*

Показано, что при параллельном акустооптическом взаимодействии в оптических волоконных световодах возможно существование двух типов связанных акустоэлектромагнитных солитонов огибающих, распространяющихся со скоростями, меньшими или большими скорости звука. Установлены граничные и начальные режимы, соответствующие их возбуждению. Модуляция амплитуд электромагнитных волн позволяет управлять движением солитонов.

В последнее время значительное внимание уделяется солитонам — нелинейным уединенным волнам, которые весьма перспективны для цели создания устройств формирования и управления сверхкороткими радиоимпульсами. Однако даже при наличии подходящей нелинейности и дисперсии реально немногие среды пригодны для образования солитонов, в основном, из-за малых длин или поперечных неустойчивостей. Благоприятной средой в этом отношении служат оптические волоконные световоды, где ввиду большой длины и малого поглощения накопление нелинейных эффектов становится существенным даже при невысоких мощностях лазерной накачки, меньших порога самофокусировки [1]. В оптических волокнах уже возбуждены электромагнитные солитоны, описываемые решениями нелинейного уравнения Шредингера [2, 3]. В то же время солитонные режимы могут иметь место и в трехволновых резонансных системах при учете лишь низшей — квадратичной — нелинейности [4]. Отметим, что трехволновые взаимодействия с участием фоновой подсистемы, такие, как вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) и вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна (ВРМБ), уже наблюдались в оптических волокнах. Хорошо изучено ВРМБ назад в одномодовых [5] и многомодовых [6, 7] волоконных световодах, проявляющееся в усилении стокова излучения, направленного противоположно накачке. Однако возбуждение акустооптических солитонов в обратной геометрии рассеяния затруднительно из-за сильного затухания звука.

В то же время в оптических волоконных световодах уже в одномодовом режиме разрешено ВРМБ вперед (по аналогии с рассеянием на малые брэгговские углы в анизотропных кристаллах [8]). В настоящей работе показано, что при ВРМБ вперед в оптических волокнах возможно существование двух типов связанных акустоэлектромагнитных солитонов огибающих, характеризующихся скоростями, меньшими и большими скорости звука соответственно. Аналитическое и численное исследование показывает, что для возбуждения данных солитонов требуются различные начальные и граничные режимы. При этом модуляция амплитуд электромагнитных волн на входе в область взаимодействия позволяет управлять динамикой солитонов.

При параллельном акустооптическом взаимодействии длина волны звука сравнима с радиусом световедущей жилы. Поэтому распространение акустической волны необходимо рассматривать с учетом полного набора отдельных нормальных мод. То же относится и к электромагнитным волнам. Далее предполагаем выполненными условия фазового синхронизма:

$$\omega_1 = \omega_2 + \Omega, \quad k_1 = k_2 + K, \quad (1)$$

где  $\omega_{1,2}$ ,  $\Omega$  — частоты электромагнитных мод и звука,  $k_{1,2}$ ,  $K$  — их волновые векторы. Из (1) следует, что по порядку величины  $\Omega \simeq \omega_{1,2}(s/c)\Delta n$ , где  $s$ ,  $c$  — скорости звука и света,  $\Delta n = n_c - n_0$  — разность показателей преломления сердцевины и оболочки световода. Таким образом, при ВРМБ вперед частота звука в  $(2n/\Delta n)$  раз меньше, чем при рассеянии назад, что обуславливает уменьшение затухания в  $\sim (n/\Delta n)^2$  раз.

Далее для определенности ограничимся рассмотрением взаимодействия симметричных ( $\partial/\partial\varphi=0$ ) ТЕ- и ТМ-мод с чисто поперечной акустической волной  $\mathbf{u} = \{0, u_\varphi, 0\}$  [9]. Возможна также связь двухкомпонентной акустической волны  $\mathbf{u} = \{u_r, 0, u_z\}$  со световыми модами одного типа (ТЕ или ТМ). В самом общем случае взаимодействующие моды несимметричны и имеют все три компоненты.

Условия синхронизма (1) могут быть выполнены для многих наборов световых и акустических мод одновременно. Однако ввиду конкуренции таких процессов наиболее эффективным будет взаимодействие, характеризующееся максимальным интегралом перекрытия поперечных профилей мод (при условии одинакового затухания). Для данных мод можно ограничиться трехволновым приближением, которое описывается укороченными уравнениями для медленно меняющихся амплитуд вида (фазы волн предполагаются установившимися)

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_1}{\partial z} + \frac{1}{v_{1,2}} \frac{\partial E_1}{\partial t} &= -\beta_1 E_2 U, & \frac{\partial E_2}{\partial z} + \frac{1}{v_2} \frac{\partial E_2}{\partial t} &= \beta_2 E_1 U, \\ \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{1}{v_3} \frac{\partial U}{\partial t} &= \beta_3 E_1 E_2. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $E_{1,2}$ ,  $U$  — амплитуды,  $v_{1,2}$ ,  $v_3$  — групповые скорости световых мод и звука,  $v_{1,2} = c/n_{1,2}$ ,  $\beta_{1,2} = a_1 S K k_{1,2} / 4n_{1,2}^2$ ,  $\beta_3 = a_1 S / 16\pi v_3^2$ ,  $S$  — интеграл перекрытия, явный вид которого ввиду громоздкости не приводится,  $a_1$  — фотоупругая постоянная.

Численный счет показывает, что в кварцевом волоконном световоде с  $\Delta n \simeq 3 \cdot 10^{-2}$  оптимальный интеграл перекрытия для мод невысоких номеров равен  $S \simeq 0,3$  при взаимодействии ТЕ<sub>2</sub>-моды с ТМ<sub>3</sub>-модой и поперечной акустической волной,  $\omega_1 \simeq 4 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ . Интеграл перекрытия мод можно повысить, используя взаимодействие основных мод в двухлучепреломляющем световоде с несимметричной акустической волной [10].

Укороченные уравнения (2) допускают два типа автомодельных решений со скоростями, меньшими групповой скорости света в оптическом волокне:

$$E_1 = -E_0 \operatorname{th} Q_1 g, \quad Q_1 = E_0 \left( \frac{\beta_3 \beta_2}{p_2 p_3} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

$$E_2 = E_0 \left( \frac{\beta_2 p_1}{\beta_1 p_2} \right)^{1/2} \operatorname{sech} Q_1 g, \quad U = E_0 \left( \frac{\beta_3 p_1}{\beta_1 p_3} \right)^{1/2} \operatorname{sech} Q_1 g$$

и

$$E_1 = E_0 \left( \frac{\beta_1 p_2}{\beta_1 p_1} \right)^{1/2} \operatorname{sech} Q_2 g, \quad E_2 = E_0 \operatorname{th} Q_2 g, \quad (4)$$

$$Q_2 = E_0 \left( -\frac{\beta_3 \beta_1}{p_1 p_3} \right)^{1/2}, \quad U = E_0 \left( -\frac{\beta_3 p_2}{\beta_2 p_3} \right)^{1/2} \operatorname{sech} Q_2 g,$$

где  $v$  — скорость распространения данного возбуждения,  $p_i = 1 - v/v_i$  ( $v_3 = s$ ),  $g = z - vt$ . Ввиду малости  $\Omega \ll \omega_{1,2}$  и  $s \ll v_{1,2}$  далее считаем  $k_{1,2} = k$ ,  $v_{1,2} = v_c$  и  $\beta_{1,2} = \beta_c$ . Нетрудно видеть, что в (3)  $v < s$ , а в (4)  $s < v < v_c$ , т. е. скорость данных возбуждений не превышает скорости света в оптическом волокне. Решения (3) и (4) отвечают односолитон-

ному режиму, так как в принятом приближении система укороченных уравнений (2) сводится к уравнению sine-Gordon [9], которое, как известно, обладает солитонными решениями.

Основным эффектом, препятствующим наблюдению данных солитонов, может быть обратное ВРМБ. Последнее не будет проявляться, если длина системы  $L$  и интенсивность накачки  $I_0$  удовлетворяют неравенству  $GI_0L \leq 20$  [11], где  $G = a_2^2 \omega^2 / 4\rho s_l^2 c^3 \Gamma$ ,  $\Gamma$  — затухание гиперзвука ( $\Gamma \approx 5 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$ ),  $s_l$  — скорость продольной акустической волны. С другой стороны, солитоны (3) и (4) возникают в существенно нелинейном режиме коллинеарного рассеяния, когда, помимо волны накачки, в систему инжектируется звук или холостая электромагнитная волна. Поэтому длина  $L$  должна в несколько раз превосходить полуширину солитона  $L \approx 5Q^{-1}$  и быть не больше длины затухания звука  $L \leq \Gamma^{-1}(n/\Delta n)^2$ . Учитывая соотношения (3), (4), получаем в случае рассеяния на сдвиговой акустической волне со скоростью  $s_t$ , что реально наблюдение солитонов возможно в диапазоне скоростей:

$$\left| \frac{v}{s_t} - 1 \right| \leq \left( \frac{a_1 S s_t}{a_2 s_t} \right)^2 \frac{2n}{\Delta n}. \quad (5)$$

Для волоконного световода с параметрами  $\Delta n \approx 3 \cdot 10^{-2}$ ,  $s_t \approx 3,75 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ ,  $R_c \approx 3 \text{ мкм}$  и при  $\omega_{1,2} \approx 4 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ ,  $\Omega \approx 1,5 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$  получаем, что  $v \approx (1 \div 10) s_t$ . Для возбуждения солитонов полуширины  $\sim 10 \text{ см}$  с  $v \approx 0,8 s_t$  требуются интенсивности накачки  $\sim 5 \text{ МВт/см}^2$ , для  $v \approx 10 s_t$  —  $50 \text{ МВт/см}^2$ , что для выбранных параметров меньше порога наблюдения обратного ВРМБ (длина  $L \leq 1 \text{ м}$ ).

Установим, при каких граничных или начальных условиях формируются солитоны вида (3) или (4). В работе [9] показано, что решение (3) формируется при подаче на вход световода немодулированной волны накачки  $E_1(z=0, t) = E_0$ , а также импульса звука определенного вида. При этом входной сигнал на частоте  $\omega_2$  отсутствует.

Представляет интерес возможность формирования данного солитона двумя электромагнитными радиоимпульсами общего вида при отсутствии звука на входе. Заметим, что аналитическое решение такой задачи принципиально возможно при помощи аппарата обратной задачи рассеяния [4]. Однако получение явных зависимостей наталкивается на значительные математические трудности. Поэтому система (2) интегрировалась численно. При этом использовались следующие безразмерные переменные:  $A_{1,2} = \tilde{E}_{1,2}/E_0$ ,  $A_3 = (\beta_c U^2 / \beta_3 E_0^2)^{1/2}$ ,  $\xi = z/l_n$ ,  $\tau = ts/l_n$ ,  $l_n = (\beta_c \beta_3 E_0^2)^{-1/2}$  — пространственный масштаб нелинейности ( $Q^{-1} = l_n(v/s - 1)^{1/2}$ ). Рис. 1 иллюстрирует возбуждение солитона импульсом волны  $A_2(0, \tau) = 0,2 \text{ sech } 2\tau$  при  $A_1(0, \tau) = 1$ ,  $A_3(0, \tau) = 0$  и нулевых начальных условиях. Видно, что к моменту  $\tau \approx 8$  солитон сформирован и распространяется с постоянной скоростью  $v \approx 0,8 s$  без изменения формы на фоне осцилляторных несолитонных добавок. Амплитуда и скорость импульсов с хорошей точностью отвечают выражениям (3).

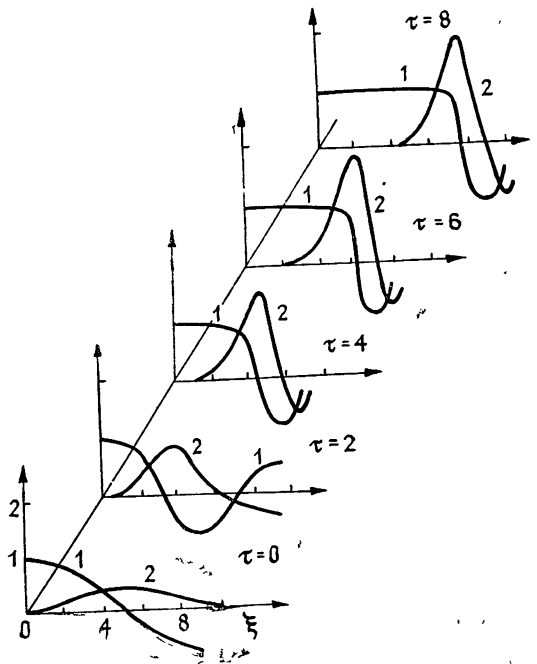
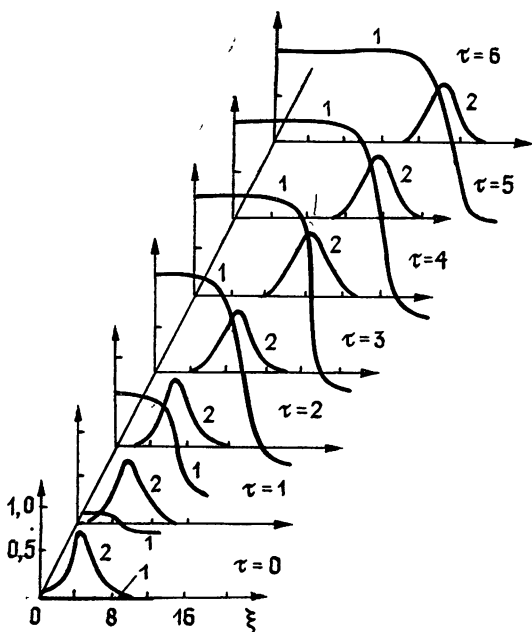


Рис. 1. Динамика формирования дозвукового солитона (3) двумя электромагнитными волнами. 1— $A_1$ , 2— $A_3$ .

Более подробно исследуем решение (4), соответствующее сверхзвуковому возбуждению. Здесь для создания солитона необходимо на входе световода задавать постоянную по амплитуде электромагнитную волну  $E_2(0, t) = E_0$ , а также импульс звука. Солитон (4) также образуется путем предварительного ввода импульса звука в световод и последующего включения лазерной накачки на частоте  $\omega_2$ .

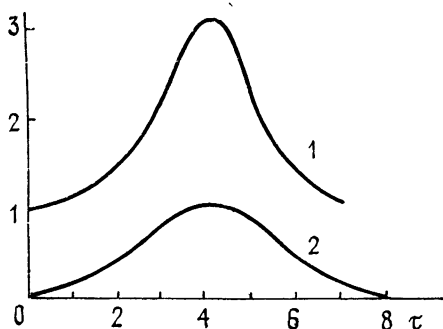


На рис. 2 показана типичная картина установления солитонного режима для заданных  $A_3(\xi, 0) = 0,75 / (1 + 0,4(\xi - 4)^2)$ ,  $A_{1,3}(0, \tau) = 0$ ,  $A_2(0, \tau) = 0,5 \times (1 + \text{th}^2(\tau - 2))$ . Форма импульсов, отвечающая решению (4), устанавливается к моменту  $\tau \approx 5$ , при этом скорость солитона  $v \approx 3$  s. В общем случае параметры солитонов (3) и (4) определяются площадью и крутизной фронтов входного акустического импульса.

Рис. 2. Динамика формирования сверхзвукового солитона (4) из введенного в световод до включения накачки акустического импульса: 1— $A_2$ , 2— $A_3$ .

Поскольку скорость в (4) меньше скорости света, то посредством модуляции лазерной накачки можно управлять движением солитона. На рис. 3 представлена зависимость скорости акустического импульса, предварительно введенного в световод,  $A_3(\xi, 0) = 0,75 / (1 + 0,4(\xi - 4)^2)$ , взаимодействующего с лазерной накачкой,  $A_2(0, \tau) = \text{sech}(\tau - 4)$ , при нулевой входной амплитуде  $A_1$ . Видно, что скорость импульса, равная до включения накачки скорости звука, при пиковом значении импульса накачки ( $\tau = 4$ ) вырастает в три раза и затем уменьшается до прежней величины. Таким образом можно управлять динамикой солитонов.

Рис. 3. Зависимость скорости центра солитона (4) от времени при модуляции амплитуды волны накачки на входе: 1 — скорость солитона, 2 —  $A_2(0, \tau) = \text{sech}(\tau - 4)$ .



Исследовалась также возможность создания солитона (4) при подаче на вход двух световых импульсов на частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . Расчеты показали, что солитон (4) возбуждался лишь в тех случаях, когда амплитуда низкочастотной световой волны была близка к кинку, т. е. на границе задавалась волна с «перебросом» фазы на  $\pi$ . При этом скорость импульса установившейся формы изменялась в пределах от  $\xi$

до  $v_c$ . Если же на границе задавались короткий импульс волны на частоте  $\omega_1$  и немодулированная амплитуда волны на частоте  $\omega_2$ , то солитон не возбуждался. Отметим также, что решение (4) имеет место и для ВКР вперед, при котором солитонные режимы исследовались экспериментально [12].

В случае обратного ВРМБ также возможен солитонный режим распространения в направлении, противоположном групповой скорости накачки. При этом амплитуда накачки имеет вид кинка, стоксовой волны и звука — импульсов [13]. Однако для реализации солитона требуются длительность импульсов меньше времени жизни акустических фононов ( $\leq 5$  нс) и, следовательно, весьма высокие интенсивности света ( $\geq 500$  Мвт/см<sup>2</sup> в импульсе стоксовой волны), причем «затра- вочный» импульс стоксовой волны должен вводиться с конца светово- да, противоположного входу накачки.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дианов Е. М., Карасик А. Я., Прохоров А. М., Серкин В. Н. — Изв. АН СССР Сер. физ., 1984, 48, № 8, с. 1458.
2. Mollenauer L. F., Stolen R. H., Gordon J. P. — Phys. Rev. Lett., 1980, 45, № 13, p. 1095.
3. Дианов Е. М., Карасик А. Я., Мамышев П. В. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, № 4, с. 148.
4. Захаров В. Е., Манаков С. В., Новиков С. П., Питаевский Л. П. Теория солитонов. Метод обратной задачи. — М.: Наука, 1980 — 320 с.
5. Cotter D. — J. Opt. Comm., 1983, 4, № 14 p. 10
6. Басиев Т. Т., Дианов Е. М., Карасик А. Я. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1982, 36, № 3, с. 85.
7. Петров М. П., Кузин Е. А. — ФТТ, 1983, 25, № 2, с. 334.
8. Старунов В. С., Фабелинский И. Л. — УФН, 1969, 98, № 3, с. 441.
9. Бурлак Г. Н., Коцаренко Н. Я. — Письма в ЖТФ, 1984, 10, № 11, с. 674.
10. Saissy A., Botineau J., Ostrovsky D. — Rev. Phys. Appl., 1984, 19, № 1, p. 33.
11. Зельдович Б. Я., Пилипецкий Н. Ф., Шкунов В. В. Обращение волнового фронта. — М.: Наука, 1985. — 248 с.
12. Drühl K., Wenzel R. G., Carlstein J. L. — Phys. Rev. Lett., 1983, 51, № 13, p. 1171.
13. Горбунов В. А. — Опт. и спектр., 1983, 55, № 6, с. 985.

Киевский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
20 марта 1985 г.,  
после переработки  
5 декабря 1985 г.

#### ACOUSTOELECTROMAGNETIC SOLITONS IN OPTICAL FIBER WAVEGUIDES

*G. N. Burlak, V. V. Grimalskij, N. Ya. Kotsarenko*

It is shown that under collinear acoustooptic interaction in optical fiber waveguides the existence it is possible of two types of coupled acoustoelectromagnetic envelope solitons with velocities smaller or greater than velocity of sound. The initial and boundary regimes that correspond to excitation of solitons are determined. The modulation of amplitudes of electromagnetic waves allows to control the dynamics of solitons.