

07:08

## Формирование акустооптических связанных состояний оптическими импульсами

© А.С. Щербаков, И.Б. Позднов

Санкт-Петербургский государственный технический университет

Поступило в Редакцию 4 ноября 1996 г.

В работе рассмотрен интересный аспект акустооптического взаимодействия — формирование связанных акустооптических состояний оптическими импульсами.

Проанализировано решение системы трех нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных, описывающих случай коллинеарного акустооптического взаимодействия. Рассмотрен конкретный пример такого решения в случае взаимодействия последовательности акустических импульсов с цифровой последовательностью оптических импульсов. Показано, что значения регистрируемой последовательности рассеянного света соответствуют логической операции "И" последовательностей акустических и оптических импульсов, т. е. происходит программируемая коммутация входного оптического цифрового сигнала последовательностью акустических импульсов. Эксперимент, представленный в работе, соответствует случаю наличия расстройки волновых векторов, но в целом подтверждает проведенные расчеты.

Таким образом, в работе продемонстрирована (экспериментально и теоретически) возможность осуществления оптоэлектронной программируемой коммутации цифровых оптических сигналов.

Теоретическое и экспериментальное изучение явления формирования акустооптических связанных состояний при непрерывной во времени амплитуде падающей оптической волны [1,2] позволило приступить к созданию нового класса оптоэлектронных устройств — цифровых модуляторов-конвертеров [3,4], на основе коллинеарного акустооптического взаимодействия. Однако акустооптические связанные состояния могут быть сформированы и при использовании оптических импульсов. В данной работе импульсный режим исследуется в случае как сильной, так и слабой связи, а также рассматривается возможность применения связанных состоя-

ний для акустооптической программируемой коммутации цифровых последовательностей оптических импульсов.

Коллинейное акустооптическое взаимодействие в оптически анизотропной среде описывается системой трех содержащих квадратичную нелинейность дифференциальных уравнений в частных производных:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{1}{V_0} \frac{\partial U}{\partial t} &= -\gamma_u a_p a_s^* \exp(i\Delta k x), \\ \frac{\partial a_s}{\partial x} + \frac{1}{c_s} \frac{\partial a_s}{\partial t} &= -\gamma_s a_p U^* \exp(i\Delta k x), \\ \frac{\partial a_p}{\partial x} + \frac{1}{c_p} \frac{\partial a_p}{\partial t} &= \gamma_p a_s U \exp(-i\Delta k x), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $U$ ,  $a_p$ ,  $a_s$  и  $V_0$ ,  $C_p$ ,  $C_s$  — комплексные амплитуды и групповые скорости акустической, а также падающей и рассеянной оптических волн;  $\gamma_u$ ,  $\gamma_p$ ,  $\gamma_s$  — константы акустооптического взаимодействия, определяемые свойствами среды [5];  $\Delta k$  — расстройка волновых векторов.

Рассмотрим сначала случай точного выполнения условия фазового синхронизма взаимодействующих волн, когда  $\Delta k = 0$ . Предполагая одинаковой скорость изменения огибающих и учитывая несоизмерность величин групповых скоростей акустической и оптических волн  $V_0 \ll c_p c_s$ , воспользуемся упрощенным по сравнению с [6,7] анализом и, как в [8,9], пренебрежем членами и частными производными по времени во втором и третьем уравнениях системы (1). Тогда подстановкой вида  $a_p = A_0 \cos \psi/2$ ,  $a_s = A_0 \gamma_s^{1/2} \gamma_p^{-1/2} \sin \psi/2$ ,  $U = -1/2(\gamma_s \gamma_p)^{-1/2} \partial \psi / \partial x$  и переходом в новую систему координат  $z = A_0(\gamma_s \gamma_u)^{1/2} x$ ,  $\tau = A_0(\gamma_s \gamma_u)^{1/2} (2V_0 t - x)$ , где  $A_0$  определяет пиковую амплитуду падающей оптической волны при  $x \rightarrow -\infty$ , система (1) сводится к уравнению sin-Гордона относительно переменной  $\psi$ . Ограничимся рассмотрением таких решений этого уравнения, которые в лабораторной системе координат  $(x, t)$  описываются стационарными локализованными импульсами огибающей. В частности, этому требованию отвечает односолитонное решение уравнения sin-Гордона [10]:

$$\psi = 4 \operatorname{arctg} \left[ \gamma \exp \left( \frac{z - \beta \tau}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right) \right], \quad (2)$$

где множитель  $(1 - \beta^2)^{1/2}$  определяет лоренцово сокращение пространственного размера импульса, когда он движется со скоростью  $\beta$  в системе координат  $(z, \tau)$ ;  $|\beta| < 1$ ,  $\gamma$  — произвольная постоянная, определяющая пространственный сдвиг центра солитона при его формировании; положим  $\gamma = 1$ . Осуществляя обратный переход к исходным полевым переменным в лабораторной системе координат, получим выражение для амплитуды акустической волны

$$U = -U_0 \operatorname{sech} \left[ U_0 (\gamma_s \gamma_p)^{1/2} (x - Vt) \right], \quad (3)$$

где  $U_0$  — пиковая амплитуда акустического импульса;  $V = V_0 (1 - A_0^2 \gamma_u U_0^{-2} \gamma_p^{-1})$  — скорость сильносвязанного состояния в лабораторной системе координат. Из выражения 3 видно, что пространственный размер связанного состояния  $x_0$  и пиковая амплитуда акустического импульса  $U_0$  связаны характерным для солитонов соотношением  $x_0 U_0 = (\gamma_s \gamma_p)^{-1/2}$  — постоянная, определяемая только свойствами анизотропной среды. При этом выражения для амплитуд падающей и рассеянной оптических волн принимают вид

$$a_p = -A_0 \operatorname{th} [x_0^{-1} (x - Vt)], \quad a_s = A_0 \sqrt{\frac{\gamma_s}{\gamma_p}} \operatorname{sech} [x_0^{-1} (x - Vt)]. \quad (4)$$

Выражения (3) и (4) описывают акустооптическое сильносвязанное состояние, скорость распространения и пространственный размер которого полностью определяются пиковыми амплитудами взаимодействующих волн.

Формирование акустооптического связанного состояния возможно только при одновременном наличии в области взаимодействия акустической и падающей оптической волн, каждая из которых может быть равноправно рассмотрена как управляющий–включающий взаимодействие параметр. Это позволяет использовать эффект формирования акустооптического связанного состояния оптическими импульсами для программируемой коммутации входного оптического цифрового сигнала, роль которого играет падающая оптическая волна, электронным цифровым сигналом, возбуждающим в среде двоичную последовательность акустических импульсов. Пусть в среде распространяется последовательность акустических импуль-

сов

$$U(x \cdot t) = U_0 \sum_{k=0}^{N-1} b_k \operatorname{sech} [(V_0 \tau)^{-1}(x - V_0(t - kT))], \quad (5)$$

где  $N$  — количество разрядов в двоичном числе, которое определяет последовательность коммутации;  $b_k \in \{0, 1\}$ ;  $\tau$  — длительность импульсов;  $T$  — период следования импульсов, который выбирается таким образом, чтобы площадь перекрытия соседних  $\operatorname{sech}$ -образных огибающих была достаточно мала. Пусть в момент времени  $t_0$  в среду подается цифровая последовательность оптических импульсов той же разрядности  $N$  с прямоугольной огибающей, интенсивность которой имеет вид

$$I_{in} = A_0^2 \sum_{l=0}^{N-1} d_l \theta(t - t_0 - lT) \theta(lT + t_0 + T - t), \quad \theta(x) = \begin{cases} 0, & x < 0; \\ 1, & x \geq 0, \end{cases} \quad (6)$$

где длительность оптических импульсов взята равной периоду  $T$ . В силу выполнения условия  $V_0 \ll C_p, C_s$  пространственный размер каждого оптического импульса много больше пространственного размера всей акустической последовательности. При этом использованная выше редукция системы (1) эквивалентна пренебрежению переходными процессами с характерными временами порядка  $TV_0 c_{s,p}^{-1} \lesssim 10^{-10}$  с. Таким образом, можно считать, что в каждый момент времени акустическая последовательность взаимодействует только с одним оптическим импульсом, интенсивность которого при входе в среду определяется соответствующим значением  $d_l$ . Как правило, в эксперименте выполняется условие  $\gamma_s \gamma_u A_0^2 \ll \gamma_s \gamma_p U_0^2$ , при котором  $V = V_0$ . В соответствии с исходной акустической последовательностью (5) и последовательностью входных оптических импульсов (6) в среде формируется последовательность акустооптических связанных состояний, рассеянная оптическая компонента которых описывается соотношением

$$a_s^2 = A_0^2 \frac{\gamma_s}{\gamma_p} \sum_{l=0}^{N-1} d_l \theta(t - t_0 - lT) \theta(lT + T + t_0 - t) \times \sum_{k=0}^{N-1} b_k \operatorname{sech}^2 [(V_0 \tau)^{-1}(x - V_0(t - kT))]. \quad (7)$$

Если  $t_0$  соответствует моменту времени, когда передний фронт первого акустического импульса, соответствующего первому разряду, достигает выходной границы среды, т. е. точки наблюдения  $x = L$ , где  $L$  — длина среды взаимодействия, то в этой точке регистрируются цифровые оптические последовательности вида

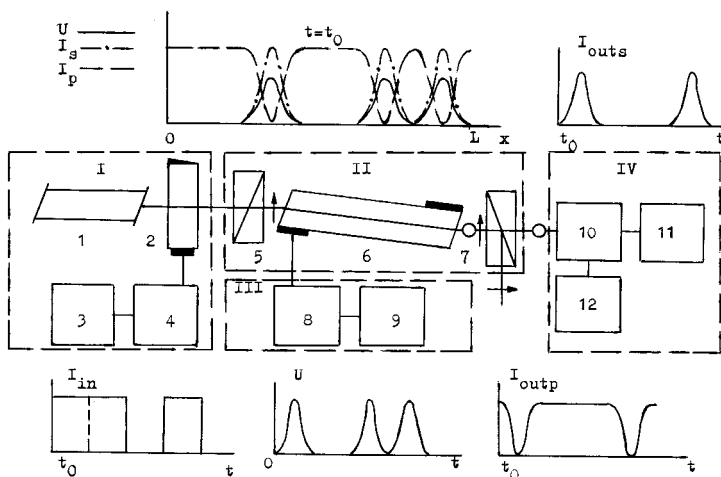
$$I_{outS} = A_0^2 \frac{\gamma_s}{\gamma_p} \sum_{k=0}^{N-1} g_k \operatorname{sech}^2 [(V_0 \tau)^{-1} (L - V_0(t - kT))],$$

$$I_{outp} = A_0^2 - I_{outS}.$$

При этом значении  $k$ -го разряда числа  $g$  определяется логической операцией "И", выполненной в  $k$ -х разрядах чисел  $b$  и  $d$ :  $g_k = b_k \wedge d_k$ . В результате взаимодействия цифровых акустической и оптической последовательностей происходит программируемая коммутация входного оптического цифрового сигнала заранее введенной в среду последовательностью акустических импульсов. Эффективность коммутации определяется эффективностью формирования связанного состояния [2] и равна в рассмотренном случае  $\eta = \gamma_s \gamma_p^{-1}$ . Численные оценки для акустооптической ячейки на основе  $\alpha$ -кварца показали, что для коммутации оптического цифрового сигнала с длительностью импульсов 4 мкс необходима плотность акустической мощности 100 Вт/см<sup>2</sup>. Достижение столь высоких уровней плотности акустической мощности в эксперименте представляет определенные трудности. Однако существует возможность значительно снизить уровень необходимой плотности акустической мощности, если обратиться к формированию акустооптических слабосвязанных состояний с расстройкой волновых векторов [2]; принципы функционирования коммутатора при этом сохраняются. В случае слабой связи для формирования связанных состояний в среде необходимо возбуждать последовательность импульсов той же разрядности  $N$ , но, в отличие от (5), прямоугольной формы:

$$U(x, t) = U_c \sum_{k=0}^{N-1} b_k \theta [x - V_0(t - kT)] \theta [V_0(t - kT - \tau_c) - x],$$

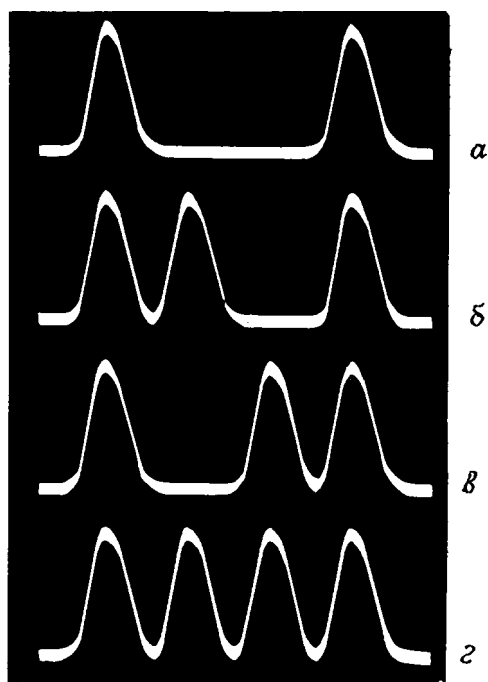
где длительность прямоугольных импульсов  $\tau_c$  связана с их пиковой амплитудой  $U_c$  и расстройкой волновых векторов  $\Delta k$  условием



**Рис. 1.** Динамика формирования цифровых оптических последовательностей и схема эксперимента:  $U$  — последовательность акустических импульсов в среде;  $I_{in}$  — входная последовательность оптических импульсов;  $I_{outp}$ – $I_{outs}$  — последовательности, соответствующие прошедшей и рассеянной оптическим волнам на выходной границе среды при  $X = L$ .  $I$  — блок формирования входного оптического сигнала (1 — ОКГ, 2 — акустооптический модулятор, 3 — РЧ генератор, 4 — генератор цифровых последовательностей),  $II$  — коммутатор (5 — поляризатор, 6 — коллинеарная акустооптическая ячейка, 7 — анализатор),  $III$  — блок формирования электронного цифрового сигнала (8 — РЧ генератор, 9 — генератор цифровых последовательностей),  $IV$  — блок регистрации выходного сигнала коммутатора (10 — ФЭУ, 11 — осциллограф, 12 — источник питания ФЭУ).

локализации [2]. Выходные сигналы коммутатора на основе акустооптических слабосвязанных состояний описываются выражениями

$$I_{outs} = A_0^2 \eta \sum_{k=0}^{N-1} g_k \theta [L - V_0(t - kT)] \theta [V_0(t - kT - \tau_c) - L] \times \sin^2 \{ (\tau_c V_0)^{-1} \pi [L - V_0(t - kT)] \}, \quad I_{outp} = A_0^2 - I_{outs}.$$



**Рис. 2.** Примеры осциллограмм цифровых оптических последовательностей на выходе коммутатора ( $b \wedge d = g$ ):  $a$  —  $1011 \wedge 1101 = 1001$ ,  $б$  —  $1111 \wedge 1101 = 1101$ ,  $в$  —  $1011 \wedge 1111 = 1011$ ,  $г$  —  $1111 \wedge 1111 = 1111$ .

Эффективность коммутации  $\eta$  в этом случае определяется уже эффективностью формирования слабосвязанных состояний [2]. Наличие расстройки волновых векторов позволяет осуществить экспериментальное исследование коммутатора на основе акустооптических связанных состояний. Схема эксперимента с макетом коммутатора и временные диаграммы представлены на рис. 1. В экспериментах изучалось формирование акустооптических слабосвязанных состояний оптическими импульсами и исследовался процесс оптоэлектронной программируемой коммутации 4-разрядных оптических сигналов на длине волны 0.63 мкм с длительностью импульсов 4 мкс электронными (акустическими) импульсами с той же длительностью.

В коммутаторе была использована коллинеарная акустооптическая ячейка, выполненная из  $\alpha$ -кварца с временной апертурой 20 мкс ( $L = 9$  см). На рис. 2 приведены осциллограммы сигнала  $I_{out_s}$  в  $RZ$ -коде, соответствующие различным значениям  $b$  и  $d$ , в одном из выходных каналов коммутатора. Эффективность процесса коммутации составляла 4% при плотности акустической мощности 1 Вт/см<sup>2</sup> на несущей частоте 54 МГц при частотной расстройке 0.25 МГц.

Таким образом, исследовано формирование акустооптических связанных состояний оптическими импульсами в случае как сильной, так и слабой связи. Экспериментально показана возможность локализации оптической компоненты связанного состояния под действием входных оптических импульсов и использования этого эффекта для оптоэлектронной программируемой коммутации цифровых оптических сигналов.

## Список литературы

- [1] Белокурова О.И., Щербачков А.С. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 18. С. 1–5.
- [2] Щербачков А.С., Позднов И.Б. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 17. С. 12–18.
- [3] Щербачков А.С., Позднов И.Б. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. В. 4. С. 31–35.
- [4] Shcherbakov A.S., Pozdnov I.B. // Photonics and Optoelectronics. 1994. V. 2. N 2. P. 87–93.
- [5] Балажский В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 280 с.
- [6] Додд Р., Эйлбек Дж., Гиббон Дж., Моррис Х. Солитоны и нелинейные волновые уравнения. М.: Мир, 1988. 694 с.
- [7] Shcherbakov A.S., Belokurova O.I. // Proc. SPIE. 1992. V. 1807 (Photonic Switching). P. 368–381.
- [8] Бурлак Г.Н., Коцаренко Н.Я. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. С. 674.
- [9] Белокурова О.И., Щербачков А.С. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 16. С. 29–34.
- [10] Лэм Дж. Введение в теорию солитонов. М.: Мир, 1983. 294 с.