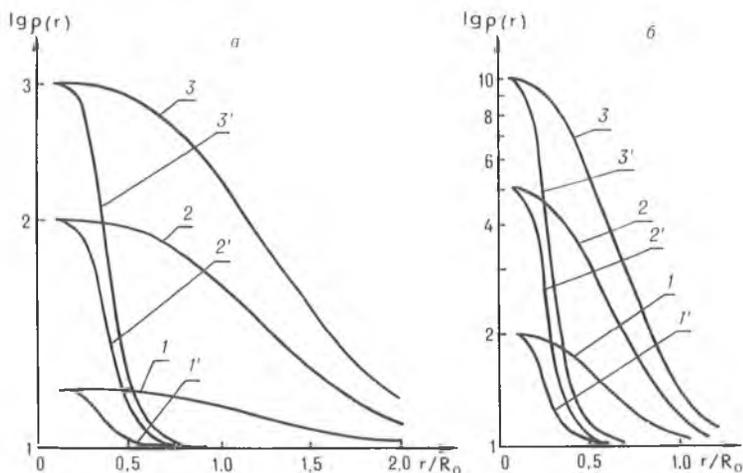


На рисунке приведены результаты расчетов по формулам (10), (11), демонстрирующие возрастание $\rho(r)$ в ограниченном интервале r с развитием насыщения, которое в рамках изложенного подхода можно интерпретировать как фотоиндуцируемое зарождение компактных групп центров в основном состоянии. Причем исходная упорядоченность системы оказывает существенное влияние на размер этих групп.



Вид функции парных корреляций $\rho(r/R_0)$ при различных интенсивностях J стационарного возбуждения. Значения использованных параметров:

а) $\gamma = 0.5$, $r_0 = 0.1R_0$, кривым 1, 2, 3 соответствует $J = 0.2, 1, 2$; б) $\gamma = 5$, $r_0 = 0.1R_0$, кривым 1, 2, 3 соответствует $J = 1, 4, 9$. Номера без штриха — случай неупорядоченного ансамбля, со штрихом — упорядоченного

1. Асенчик О. Д., Могильный В. В. // Оптика и спектроскопия. 1994. Т. 77. Вып. 2. С. 260.
2. Бурштейн А. И. // Успехи физ. наук. 1984. Т. 143. Вып. 4. С. 10.
3. Бодунов Е. Н. // Оптика и спектроскопия. 1993. Т. 74. Вып. 3. С. 518.
4. Klafter J., Blumen A., Shlesinger M. F. // Phys. Rev. A. 1987. V. 35. № 7. P. 3081.

Поступила в редакцию 14.11.94.

УДК 534. 42:534.8

Г. В. КУЛАК

СОЛИТОНЫ СВЯЗАННОГО СОСТОЯНИЯ В ПЛАНАРНЫХ И ВОЛОКОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ НИОБАТА ЛИТИЯ

The peculiarities of formation parametrically coupled solitary states, developing via codirectional acoustooptical interaction, of the orthogonally polarized optical modes of planar — and fiber-optic waveguides made on the bases lithium niobate crystals is considered. The influence of the acoustical attenuation and group duration of light pulses on the specific features of the acoustooptical diffraction are studied.

Для создания высокоскоростных оптических систем обработки информации предлагалось использовать последовательности пикосекундных оптических импульсов с малой скважностью [1]. Однако формирование таких последовательностей сверхкоротких импульсов является сложной технической задачей. В ряде работ предполагалось кодировать короткие оптические импульсы, следующие с большой скважностью, а затем осуществлять их уплотнение электронными методами. В этом случае возникает проблема жесткой синхронизации оптико-электронной системы (состоящей из большого числа оптических элементов) вследствие вероятности смещения разрядов разных чисел.

Для ослабления требований к синхронизации оптической системы предложено использовать плотные кодовые посылки информационной емкостью 10^3 бит и уплотнение самих этих посылок [2]. В этом случае

информация поступает отдельными фрагментами, что дает возможность снабдить каждый фрагмент своим ключом и таким образом перейти к ассоциативному потоку данных. В качестве кодовых посылок (информационных пакетов) в [2] предложено использовать связанные солитонные состояния (ССС) в акустооптике, впервые исследованные в [3]. Известно, что при создании многоканальных систем ввода информации с уплотнением каналов требуется использовать комбинацию устройств формирования СССР и возможность их стыковки с одномодовыми волоконными световодами. Стыковка оптического волокна с акустооптическими (АО) устройствами является сложной технической задачей, связанной со значительными потерями оптической мощности.

Для решения этой задачи нами предлагается формировать пакеты медленных оптических солитонов при коллинеарном сонаправленном АО взаимодействии ТЕ- и ТМ-мод оптического волновода, сформированного на подложке Y-среза кристалла LiNbO_3 или при коллинеарном АО взаимодействии ортогонально поляризованных мод волоконного световода, сформированного из того же кристалла. Способ изготовления оптических волокон из кристаллов LiNbO_3 предложен в [4].

Затравочный акустический импульс поверхностных акустических волн (ПАВ) заданной формы предполагается формировать системой встречно-штыревых электродов, размещенных на поверхности подложки кристалла. Для эффективного трехволнового параметрического взаимодействия в волоконных световодах на основе кристаллов LiNbO_3 затравочный акустический импульс продольных ультразвуковых (УЗ) волн с аксиально-радиальным распределением УЗ деформаций может быть сформирован с использованием способа возбуждения продольных УЗ волн, предложенного в работе [5].

Для эффективного АО взаимодействия при X-Y-ориентации LiNbO_3 частота ПАВ $f = 498$ МГц и длина волны света $\lambda_0 = 0,6328$ мкм [6]. В этом случае распределение упругих деформаций в сечении волноводного слоя можно считать однородным. Несложно показать, что отношение поперечной (U_y) и продольной (U_x) составляющих поверхностной УЗ волны Рэлея удовлетворяет соотношению: $|U_y|/|U_x| \geq 10$ [7]. В таком случае для исследования АО взаимодействия в солитонном режиме можно ограничиться лишь одной (поперечной) составляющей упругих смещений импульса ПАВ и теорией параметрического усиления Крола [8].

В соответствии с теорией трехволнового параметрического взаимодействия [8] при условии медленности изменения амплитуд взаимодействующих волн $\lambda_0 \left| \frac{dE_0}{dx} \right| \ll |E_0|$, $\lambda_0 \left| \frac{dE_1}{dx} \right| \ll |E_1|$ на длине волны падающего света и ультразвука систему уравнений связанных волн запишем в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial x} + \frac{n_1}{c} \frac{\partial A_1}{\partial t} &= \frac{1}{2} p_{\text{эф}} \sigma_1 n_0^2 K k_0 U_2 A_0, \\ \frac{\partial A_0}{\partial x} + \frac{n_0}{c} \frac{\partial A_0}{\partial t} &= \frac{1}{2} p_{\text{эф}} \sigma_0 n_1^2 K k_1 U_2 A_1, \\ \frac{\partial U_2}{\partial x} + \frac{1}{v} \frac{\partial U_2}{\partial t} &= \left(\frac{p_{\text{эф}} \sigma n_1^2 n_0^2}{8\pi\rho v^2} \right) A_0 A_1, \end{aligned} \quad (1)$$

где $A_0(x, t)$, $A_1(x, t)$ — комплексная амплитуда падающей (дифрагированной) световой волны; $p_{\text{эф}}$ — эффективная фотоупругая постоянная; $\sigma_{0,1}$, σ — интегралы перекрытия; U_2 — амплитуда Y-составляющей смещения УЗ волны, ρ — плотность материала звукопровода; c — скорость света в вакууме; $n_0(n_1)$ — эффективные показатели преломления ТЕ-(ТМ-) моды соответственно; $k_0 = 2\pi n_0/\lambda_0$, $k_1 = 2\pi n_1/\lambda_0$, $K = |k_1 - k_0|$.

Интегралы перекрытия $\sigma_{0,1}$, σ даются соотношениями:

$$\begin{aligned} \sigma_{0,1} &= \int_{-\infty}^{+\infty} V(y) |e_0| |e_1| dy / \int_{-\infty}^{+\infty} |e_{0,1}|^2 dy, \\ \sigma &= \int_{-\infty}^{+\infty} V(y) |e_0| |e_1| dy / \int_{-\infty}^{+\infty} |V(y)|^2 dy, \end{aligned} \quad (2)$$

где $V(y)$ — функция пространственного распределения упругих смеще-

ний в волноводной структуре; $e_0(y)$ ($e_1(y)$) — функция пространственного распределения амплитуды ТЕ-(ТМ-) моды в отсутствие УЗ возмущения.

Для решения системы уравнений (1) используем граничные условия вида:

$$U_2(x=0, t) = U_0 f(t), \quad A_0(x=0, t) = A, \quad A_1(x=0, t) = 0, \quad (3)$$

где $U_0 = \sqrt{P_a}$ — постоянная, причем P_a — мощность ПАВ; $f(t)$ — функция, определяющая форму падающего импульса ПАВ; A — амплитуда оптической накачки на входной грани звукопровода $x=0$.

С использованием результатов работы [3] и граничных условий (3) амплитуды дифрагированных волн запишем в виде:

$$U_2 = U_0 \left(\frac{v}{v_s} \right) \operatorname{sech} Q, \quad A_0 = A \operatorname{th} Q, \quad A_1 = \left(\frac{q_2}{q_3} \right) A \operatorname{sech} Q,$$

где

$$Q = (v_s t - x) (L_u^{-1} - L_s^{-1}) + \ln \left(\frac{L_u}{L_s} \right),$$

причем

$$v_s = L_s / T_s, \quad L_u = (q_2 q_3 U_0^2 / 4)^{-1/2},$$

$$L_s = (q_1 q_2 U_0^2 + q_2 q_3 A^2 / 4)^{-1/2} \quad (q_1 = \frac{1}{2} p_{эф} \sigma_1 n_0^2 K k_0, \quad q_2 = \frac{1}{2} p_{эф} \sigma_0 n_1^2 K k_1,$$

$$q_3 = p_{эф} \sigma n_1^2 n_0^2 / 8 \pi v^2).$$

Форма затравочного импульса ПАВ определяется соотношением: $f(t) = \operatorname{sech}(vt/L_u)$.

Исследование влияния УЗ затухания и группового запаздывания световых импульсов проведем в приближении заданного акустического поля. Экспоненциальное затухание УЗ волны определяется выражением: $U = U_2^0 \exp(-\alpha x)$, где α — коэффициент затухания ультразвука.

Рассмотрим АО взаимодействие светового импульса гауссовой формы с УЗ импульсом прямоугольной формы. При этом $U_2^0 = U$ для $|t| \leq \frac{\tau_a}{2}$,

где U — амплитуда импульса, τ_a — его длительность.

Эффективность АО взаимодействия η находим из соотношения:

$$\eta = \frac{\int_{-r_a/2}^{r_a/2} |A_1|^2 dt}{\int_{-r_a/2}^{r_a/2} |A_0|^2 dt + \int_{-r_a/2}^{r_a/2} |A_1|^2 dt}.$$

На рис. 1 представлена зависимость эффективности дифракции от акустической мощности P_a для различных коэффициентов затухания УЗ волны α .

Изменение во времени амплитудного профиля дифрагированного импульса $|A_1(t)|$ для различных величин безразмерного параметра $\delta = \tau_3 / \tau$ (τ_3 — групповое запаздывание дифрагированных импульсов света) показано на рис. 2. Из рисунка следует, что при отсутствии группового запаздывания ($\tau_3 = 0$) дифрагированный импульс сохраняет форму падающего (гауссового). При наличии группового запаздывания амплитуда дифрагированного импульса уменьшается, а его форма изменяется (импульс уширяется). Значительное изменение формы дифрагированного импульса наблюдается при $\tau_3 \geq \tau$.

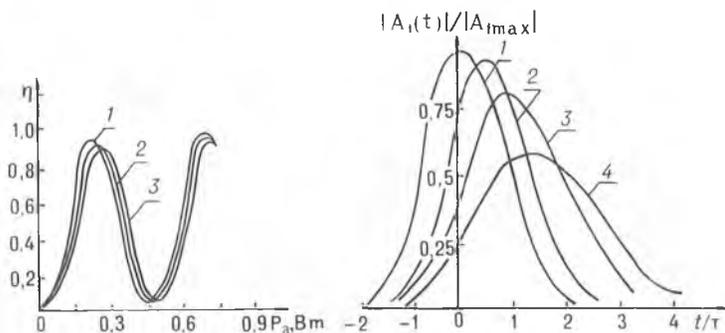


Рис. 1. Зависимость эффективности АО взаимодействия η от акустической мощности P_a при различных значениях коэффициента затухания ультразвука

α : 1—0; 2—0,5; 3—1 (дБ/см) (Длина АО взаимодействия $l = 2$ см, длительность падающего оптического импульса $\tau = 2$ нс; длительность акустического импульса $\tau_a = 3$ мкс)

Рис. 2. Зависимость нормированной амплитуды дифрагированного импульса $|A_1(t)|/|A_{1max}|$ от времени (форма обгибающей дифрагированного импульса) при различных значениях безразмерного параметра δ :

1—0; 2—0,5; 3—1; 4—1,5; ($\alpha = 0$ (дБ/см), $P_a = 0,5$ Вт, $l = 2$ см)

1. Белокурова О. И., Щербаков А. С. //Вычислит. техника, автоматика и радиоэлектроника. Л., 190. С. 54.
2. Белокурова О. И., Щербаков А. С. //Письма в ЖТФ. 1989. Т. 10. С. 1.
3. Бурлак Г. Н., Коцаренко Н. Я. //Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. С. 1.
4. Zong H., Hon Y., Quon N. //Chin. Ceram. Soc. 1991. V. 19. P. 151.
5. Jep S., Goto N. //J. Lightwave Technol. 1989. V.7. P. 2018.
6. Ohmachi Y., Noda J. //IEEE J. of Quantum Electron. 1977. V. QE-13. P. 43.
7. Викторов И. А. Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике. М., 1966.
8. Такер Д., Рэмптон В. Гиперзвук в физике твердого тела. М., 1975.

Поступила в редакцию 21.11.94.

УДК 621. 039

Ю. И. ДУДЧИК, Ф. Ф. КОМАРОВ, Я. А. КОНСТАНТИНОВ

ОСОБЕННОСТИ МАЛОУГЛОВОГО ВЫХОДА ФЛУОРЕСЦЕНТНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ МИШЕНЕЙ

Calculation procedure and results of experimental investigations for the glancing angle X-ray fluorescence of thinfilm targets are presented.

При полном внешнем отражении рентгеновского излучения от гладкой поверхности в материале отражателя формируется экспоненциально затухающая электромагнитная волна, глубина проникновения которой в вещество составляет величину в несколько нанометров. Эта волна поглощается атомами вещества, которые испускают фотоны характеристического рентгеновского излучения. Указанные особенности отражения рентгеновских лучей использованы в методе анализа поверхности и тонких пленок, известном как рентгеновская флуоресценция скользящего падения [1]. В указанном методе измеряется интенсивность рентгеновской флуоресценции атомов как функция угла падения θ возбуждающего излучения на поверхность, где θ — скользящий угол. Возможности этого метода могут быть значительно расширены путем измерения угловой зависимости выхода рентгеновской флуоресценции атомов в направлении малых скользящих углов, по порядку величины совпадающих с критическим углом полного внешнего отражения, что и сделано в работах [2,3], которые фактически дали начало новому методу анализа поверхности с использованием рентгеновских лучей.

При постановке эксперимента в описанной схеме интенсивность рентгеновской флуоресценции атомов приповерхностных слоев суще-