

МЕДЛЕННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СОЛИТОНЫ СВЯЗАННОГО СОСТОЯНИЯ В КРИСТАЛЛАХ

О.И. Белокурова, А.С. Щербakov

В средах с квадратичной нелинейностью возможны когерентные трехволновые взаимодействия с образованием параметрически связанных нестационарных состояний. В [1] теоретически рассматриваются оптически связанные солитоны, которые различают по типу дисперсии среды, влияющей на характер распространения световых волновых пакетов. В [2] изучается возможность существования связанных состояний при взаимодействии радиочастотных электромагнитных волн с акустическим импульсом в волоконном световоде. Данное сообщение посвящено определению условий формирования медленных оптических солитонов, параметрически связанных с фоновым ансамблем.

Пусть в оптически анизотропную среду коллинеарно вводятся непрерывная линейно поляризованная оптическая накачка с амплитудой a_{HO} и акустический затравочный импульс $u(0, t) = u_0 f(t)$, где $f(t)$ описывает форму импульса и определяется из условия стационарности профиля распространяющегося в среде оптического импульса. Если выполнены условия фазового синхронизма $\Omega = \omega_H - \omega_p$, $K = k_H - k_p/\Omega$, ω_H, ω_p и K, k_H, k_p — круговые частоты и волновые числа соответственно гиперзвуковой волны, оптической накачки и рассеянного света, то при достаточной мощности в затравочном импульсе на первой половине его пространственной длины происходит полная инверсия поляризации падающего света, а на второй половине развивается обратный процесс. В результате в рассеянной световой волне формируется импульс ортогональной поляризации с амплитудой a_p , распространяющийся с гиперзвуковой

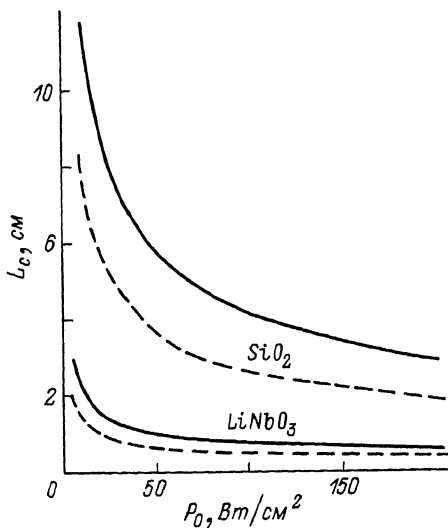


Рис. 1. Зависимость размера области локализации оптических солитонов связанного состояния от начальной плотности мощности гиперзвукового импульса; сплошные линии - $\delta \ll 1$, штриховые - $\delta \sim 1$.

скоростью. Такое параметрическое трехволновое взаимодействие может быть описано следующей системой укороченных уравнений:

$$\frac{\partial a_H}{\partial x} + \frac{n_H}{c} \frac{\partial a_H}{\partial t} = \frac{1}{2} \rho n_p^2 K k_H a_p u,$$

$$\frac{\partial a_p}{\partial x} + \frac{n_p}{c} \frac{\partial a_p}{\partial t} = -\frac{1}{2} \rho n_H^2 K k_p a_H u^*.$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{v} \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\rho n_H^2 n_p^2}{8\pi \rho v^2} a_H a_p^*, \quad (1)$$

где x, t - лабораторная система координат, u - амплитуда гиперзвуковой волны, n_H и n_p - показатели преломления ортогонально поляризованных оптических волн, ρ - плотность кристалла, ρ - эффективная фотоупругая постоянная, v и c - скорости гиперзвука и света. Поскольку $v \ll c$, то в масштабе времени изменения амплитуды гиперзвуковой волны можно пренебречь производными $\frac{n}{c} \frac{\partial a}{\partial t}$, тогда система (1) сводится к нелинейному эволюционному уравнению *sin*-Гордона, которое имеет устойчивое решение со стационарным профилем [3]. Сравнивая полученное на основе этого решения выражение для амплитуды гиперзвукового импульса на границе среды

$$u(0, t) = \frac{a_{H0} n_H}{v \sqrt{\pi \rho} K k_H} \frac{U}{\sqrt{1-U^2}} \operatorname{sech} \left[t a_{H0} \rho n_H^2 n_p \sqrt{\frac{K k_p}{4\pi \rho}} \frac{U}{\sqrt{1-U^2}} \right]$$

с граничным условием, можно определить постоянную U и вид функции $f(t)$, необходимый для реализации указанного решения:

$$U = \left[1 + \frac{n_H^2 a_{H0}^2}{\pi \rho v^2 K k_H \alpha_0^2} \right]^{-1/2}; \quad f(t) = \operatorname{sech} \left(\frac{1}{2} t v \alpha_0 \rho n_H n_p K \sqrt{k_H k_p} \right).$$

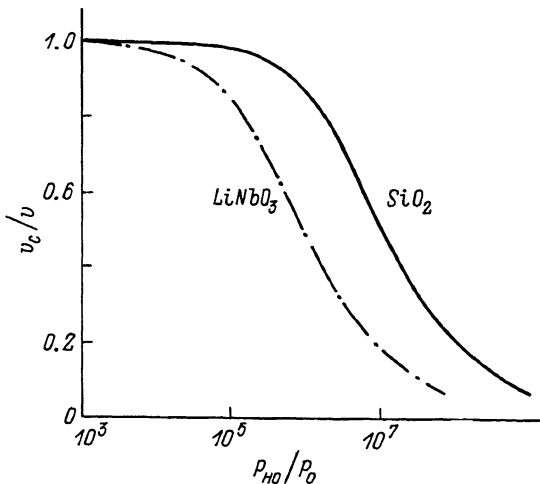


Рис. 2. Зависимость скорости солитонов связанного состояния от отношения начальных плотностей мощности оптической накачки и гиперзвукового импульса.

На расстоянии $z_{\varphi} > 4U [\epsilon_0 \rho n_H n_p K \sqrt{k_H - k_p}]^{-1}$ от входной грани кристалла через время $t_{\varphi} > 2(1+U) [\epsilon_0 \nu \rho n_H n_p K \sqrt{k_H k_p}]^{-1}$ формируется *sech*-образные импульсы как в гиперзвуковой так и в рассеянной оптической волне:

$$u = \frac{u_0}{2} (1+U^{-1}) \operatorname{sech} \theta; \quad \alpha_p = \alpha_{H0} \frac{n_H}{n_p} \sqrt{\frac{k_p}{k_H}} \operatorname{sech} \theta,$$

$$\text{где } \theta = \frac{1}{4} \epsilon_0 \rho n_H n_p K \sqrt{k_H k_p} [2\nu t - (1+U^{-1})z] - \ln U. \quad (2)$$

При этом в амплитудном распределении волны накачки в области взаимодействия образуется стационарный ступенчатый профиль $a_H = a_{H0} \tanh \theta$, который в эксперименте, когда регистрируется не амплитуда, а интенсивность излучения, может быть идентифицирован как „темновой” солитон. Длительность оптических связанных солитонов не меняется в процессе взаимодействия и однозначно связана с мощностью затравочного импульса:

$$\rho_0 \tau_c^2 = \frac{2\lambda^2 \rho \nu}{\pi^2 \rho^2 n_H^3 n_p^3}. \quad (3)$$

Скорость распространения солитонов v_c совпадает со скоростью гиперзвуковой волны ν , но при значительных интенсивностях оптической накачки солитонный импульс имеет тенденцию к дальней-

шему замедлению, и, кроме того, укорачивается область его локализации в двулучепреломляющем кристалле:

$$L_c = \frac{\lambda}{\pi \rho} \sqrt{\frac{8 \rho v^3}{n_H^3 n_p^3 \rho_0}} (1 + \sqrt{1 + 4\delta})^{-1}; \quad \delta = |n_H - n_p| \frac{v \rho_{HO}}{c \rho_0}. \quad (4)$$

Здесь λ — длина световой волны в воздухе, ρ_{HO} — плотность мощности оптической накачки. Механизм пространственного сжатия и замедления солитонов связанного состояния обусловлен тем, что задний фронт гиперзвукового импульса усиливается набегающей на него мощной оптической накачкой, а передний фронт резко обостряется из-за нелинейных потерь при регенерации накачки. На рис. 1 приведены рассчитанные по формуле [4] зависимости характерного размера области локализации от плотности мощности ρ_0 гиперзвукового импульса для различных кристаллов, из которых следует, что в диапазоне значений $\delta \sim 1$ сокращение размера области локализации связанного оптического солитонного состояния является значительным. Укорочение длины L_c и уменьшение скорости v_c происходит одинаково:

$$\frac{L_c(\delta)}{L_c(\delta=0)} = \frac{v_c}{v} = 2(1 + \sqrt{1 + 4\delta})^{-1}, \quad (5)$$

поэтому длительность оптических солитонов сохраняется при изменении интенсивности накачки. График зависимости групповой скорости солитонов связанного состояния от отношения начальных плотностей мощности оптической накачки ρ_{HO} и гиперзвукового импульса ρ_0 представлен на рис. 2. Видно, что в ниобате лития при $\rho_{HO}/\rho_0 \sim 10^7$ может быть достигнуто замедление солитона почти на порядок. Проведенный анализ показал, что формирование медленных связанных оптических солитонов может наблюдаться в кристаллах различных классов симметрии — тригональных: 32 , $3m$ и $\bar{3}m$, к которым относятся упоминавшиеся кварц и ниобат лития; тетрагональных: 4 , $\bar{4}$ и $4m$, гексагональных: 6 , $\bar{6}$ и $6m$, а также в моноклинных кристаллах при распределении волн вдоль двойной оптической оси. Приведем численные оценки для α -кварца, широко используемого в устройствах коллинеарной акустооптики. Условиям фазового синхронизма для оптического излучения с длиной волны $\lambda = 0.663$ мкм удовлетворяет продольная гиперзвуковая волна с частотой 82 МГц. При подаче на входную грань кристалла α -кварца оптической накачки $\rho_{HO} = 10^9$ Вт/см² и гиперзвукового импульса длительностью 7 мкс, $\rho_0 = 10^2$ Вт/см², оптический солитон будет локализован в области $L_c = 25$ мм и перемещаться со скоростью $v_c = 3 \cdot 10^5$ см/с, т. е. скорость распространения связанного солитона в этом случае оказывается вдвое меньше скорости гиперзвука.

Таким образом, в двулучепреломляющих кристаллах оказывается возможным еще один тип параметрического трехволнового взаимодействия – формирование медленных когерентных оптических солитонов, „светового” и „темнового”, параметрически связанных с фононным ансамблем. При значительных исходных интенсивностях взаимодействующих сигналов скорость распространения этих солитонов меньше скорости гиперзвуковых волн в среде, а область локализации может достигать нескольких миллиметров, что при „выключении” акустической связи соответствует пикосекундному диапазону. Рассмотренное явление открывает новые возможности в области модуляции света и оптической обработки информации, например, при построении буферных каскадов оптоволоконных запоминающих устройств и в устройствах ввода и временного уплотнения высокоскоростных цифровых оптических систем сбора и передачи данных.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] С у х о р у к о в А.П. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1987. Т. 51. С. 1361.
- [2] Б у р л а к Г.Н., К о ц а р е н к о Н.Я. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. С. 674.
- [3] У и з е м Дж. Линеиные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977. 622 с.

Ленинградский политехнический
институт им. М.И. Калинина

Поступило в Редакцию
20 июня 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 18
04; 07; 12

26 сентября 1989 г.

ПЛЕНОЧНЫЙ ИОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

В.А. П о д в я з н и к о в, А.М. П р о х о р о в,
В.К. Ч е в о к и н

Лазерная плазма является интенсивным источником как электромагнитного, так и корпускулярного излучений. Разработка методов диагностики лазерной плазмы является задачей весьма актуальной.

Одной из задач экспериментального исследования динамики лазерной плазмы является получение наиболее точных данных об энергетических спектрах заряженных частиц, что и является причиной непрерывного развития методов корпускулярной (в первую очередь ионной) диагностики. Наиболее информативным методом диагностики лазерной плазмы является метод электронно-оптической диагностики, основанный на использовании электронно-оптических преобразовате-