Письма в ЖТФ, том 18, вып. 20 26 октября 1992 г.

01; 07

ТЕОРИЯ НЕЛИНЕЙНОГО НАПРАВЛЕННОГО ОТВЕТВИТЕЛЯ С РЕЗОНАНСНЫМИ ПРИМЕСЯМИ

Ф.Х. Абдуллаев, Р. Гулямов

В последнее время в связи с нарастанием интереса к использованию оптических логических устройств были разработаны нелинейные направленные ответвители [1, 2], способные осуществлять полностью оптическое переключение сигналов. Основой для них являются вещества с керровской нелинейностью. Однако в подобных средах необходимый порог мощности для распространения солитонного импульса является достаточно высоким (~5 кВт) [3, 4].

Наряду с этим распространение света в среде с резонансной нелинейностью также привлекает внимание из-за сильной нелинейности и, вследствие этого, меньшим значением порога необходимой мощности. Недавно была предложена [5] модель нелинейного резонансного направленного ответвителя (НРНО), где диэлектрическая матрица содержала резонансные примеси. В численном эксперименте была обнаружена локализация светового импульса в одном канале ответвителя и перекачка энергии из одного канала в другой порциями, кратными 2π импульсам. Это делает такой тип НРНО перспективным для применений в качестве оптического переключателя и логических устройств. Цель настоящей работы состоит в аналитическом объяснении явления локализации солитона в канале НРНО и исследовании взаимодействия солитонов в НРНО. Последний процесс перспективен с точки зрения разработки солитонных оптических фильтров.

Рассматриваемый в данной работе направленный ответвитель состоит из двух близко расположенных друг к другу плоских диэлектрических волноводов. В этом случае имеется туннельная связь между полями в волноводах за счет проникновения поля из одного волновода в другой. Пусть в материале волновода содержатся примеси, которые резонансно взаимодействуют с полем падающего излучения. Примеси будем описывать как систему невзаимодействующих двухуровневых атомов. Используя уравнения Блоха, описывающие временную эволюцию двухуровневой системы, получаем систему связанных уравнений Максвелла–Блоха для нелинейного направленного ответвителя [5]:

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial t'} P_j = -(\gamma_2' - i\Delta') P_j + \frac{i}{2} U_j W_j, \\ &\frac{\partial}{\partial t'} W_j = -\gamma_1' W_j + i(U_j^* P_j - P_j^* U_j), \\ &\frac{\partial U_j}{\partial z'} + \frac{1}{V}\frac{\partial U_j}{\partial t'} - iKU_l = iP_j, \quad j, l = 1,2 \quad l \neq j. \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь использованы обезразмеренные P – поляризация, W – инверсная населенность, U – напряженность электрического поля, γ_1 и γ_2 отвечают за пространственную и временную релаксацию, Δ – отстройка частоты падающей волны от резонансной, V – групповая скорость волны, К есть нормированная линейная константа связи направленного ответвителя. При выводе предполагалось также, что поперечное распределение примесей совпадает с профилем показателя преломления волноводов. Система уравнений (1) была решена численно [5] при различных значениях К и формы падающего импульса. Было изучено явление локализации падающего импульса в волноводе и процессы столкновения солитонов.

Проанализируем здесь эту проблему аналитически. Возьмем для простоты частный случай уравнений (1) при $\Delta = 0$ и $\gamma_1 = \gamma_2 = 0$, что соответствует точному резонансу и бесконечно большим временам релаксации. Тогда можно перейти к новым функциям с помощью замены

$$P_1 = -i\sin\sigma_1, \quad W_1 = -2\cos\sigma_1, \quad U_1 = \sigma_{1t},$$
$$P_2 = -\sin\sigma_2, \quad W_2 = -2\cos\sigma_2, \quad U_2 = -i\sigma_{2t}. \qquad (2)$$

Переходя к переменным $\zeta = z'$ и $\tau = t' - z'/V$ сводим уравнения (1), с учетом (2), к двум связанным уравнениям sine-Gordon:

$$\begin{cases} \sigma_{1\zeta\tau} = \sin\sigma_1 + K\sigma_{2\tau}, \\ \sigma_{2\zeta\tau} = \sin\sigma_2 - K\sigma_{1\tau}. \end{cases} \qquad (3)$$

Пусть в первом волноводе распространяется световой импульс, а во втором в момент $\tau = 0$ он отсутствует. Тогда, при условии локализации импульса в первом световоде, σ_2 будет много меньше σ_1, и поэтому во втором из уравнений (3) можно пренебречь $\sin\sigma_2$ по сравнению с членом, содержащим σ_{1t}. Таким образом из системы уравнений (3) мы получаем следующее замкнутое уравнение для σ_1:

$$\sigma_{\zeta\zeta\tau} = \sigma_\zeta \cos\sigma - K^2\sigma_\tau, \qquad (4)$$

где обозначено $\sigma_1 \equiv \sigma$. Здесь и далее везде мы считаем коэффициент связи К постоянной величиной.

Переходя к переменной $\eta = vt + \zeta/v$, где v – константа, пропорциональная скорости импульса и интегрируя, получаем уравнение

$$\frac{\sigma_\eta^2}{2} = -\cos\sigma - \frac{\lambda^2}{2}\sigma^2 + E, \quad \lambda = Kv, \qquad (5)$$

где E = const.

Проанализируем уравнение (5) с помощью фазовых траекторий. Видно, что это уравнение эквивалентно уравнению движения квазичастицы во внешнем поле, где константа E есть энергия, а потенциал выражается как

$$U = \cos\sigma + \lambda^2\sigma^2/2. \tag{6}$$

Ясно, что характер движения квазичастицы определяется значением параметра λ^2. На рис. 1 и 2 приведены соответствующие фазовые портреты $\sigma_\eta = f(\sigma)$ при различных λ. Видно, что при $\lambda^2 > 1$ (рис. 1) существуют только периодические решения (6). При $\lambda^2 < 1$ $U(\sigma)$ представляет собой двухямный потенциал, и, в зависимости от величины энергии E возникают два вида периодических решений, разделенных сепаратрисой при E = 1. Сепаратрисе соответствуют два импульса в виде уединенных волн, затухающих на бесконечности и достигающих при $\eta = 0$ значения $\pm\sigma_0$, где σ_0 есть решение трансцендентного уравнения:

$$\lambda\sigma_0/2 = \pm 2\sin(\sigma_0/2). \tag{7}$$

При $\lambda^2 \ll 1$ (рис. 2) на фазовом портрете возникают также сепаратрисы, описывающие солитонные решения, принимающие при $\eta \to \pm\infty$ значения, соответственно, $\pm\sigma^*$, где σ^* есть решение уравнения:

$$\lambda^2\sigma^* = \sin\sigma^*, \tag{8}$$

Для случая малых σ можно найти решение в виде солитоноподобного импульса

$$\sigma(\zeta,\tau) = 2\sqrt{3(1-K^2v^2)}\ \operatorname{sech}\left[\sqrt{1-K^2v^2}\,(v\tau + \zeta/v)\right]. \tag{9}$$

Отметим что оно представляет новый тип импульсов, отсутствующих в случае одного волновода. Видно также, что значение $Kv = 1$ является критическим параметром нашей задачи.

Таким образом, видна возможность локализации падающего импульса в одном световоде в зависимости от параметров задачи, причем при данном значении коэффициента связи K существует критическое значение параметра солитона v (который, как известно, связан с амплитудой и скоростью солитона), выше которого солитон разрушается. Следовательно, данное устройство можно использовать в качестве фильтра для солитонов по скоростям и амплитудам. В качестве среды обеспечивающей режим СИП можно выбрать полупроводник CdS со связанными состояниями экситонов, захваченных примесями. Эти связанные состояния можно рассматривать как двухуровневые атомы с большим дипольным моментом. Оценка показывает, что при концентрации связанных экситонов $10^{19} m^{-3}$, длины НРНО ~ мм и $\tau = 2ps$ пиковая мощность переключения 2π солитона порядка $50 mW$ [5 , 6].

Аналитическое исследование столкновений солитонов распространяющихся по разным каналам показывает, что возможен обмен

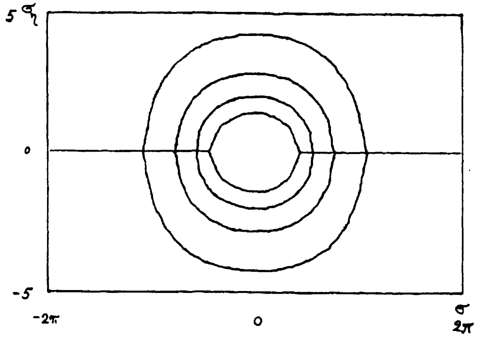

Рис. 1. Фазовый портрет при $\lambda^2 = 2$. Различные кривые соответствуют E = 2, 3, 5, 10 соответственно.

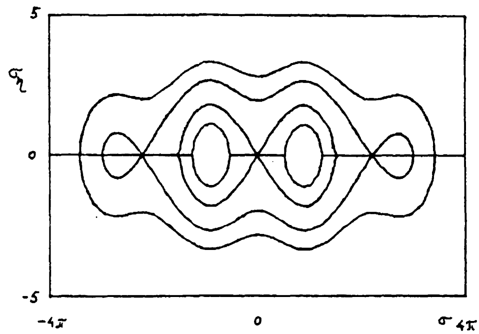

Рис. 2. То же для $\lambda^2 = 0.09$ и E = 0, 1, 2.96, 5.

энергией между солитонами. Последнее перспективно для создания солитонных логических устройств. Подробное изложение этих результатов будет опубликовано отдельно.

Список литературы

[1] Маркузе Д. Оптические волноводы. М.: Мир, 1976. 400 с.
[2] Майер А.А. // Квантовая электроника. 1982. Т. 9. С. 2296.
[3] Abdullaev F.Kh., Abrarov R.M., Darmanyan S.A. // Opt. Lett. 1989. V. 14. P. 29.
[4] Trillo S., Wabnitz S., Wright E.M., Stegeman G.I. // Opt. Lett. 1988. V. 13. P. 672
[5] Guzman M., Romagnoli M., Wabnitz S. // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 56. P. 614.
[6] Watanabe K., Nukono H., Honold A., Yamamoto Y. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. P. 2257.

Отдел теплофизики
АН Республики Узбекистан,

Поступило в Редакцию
21 октября 1992 г.