Письма в ЖТФ, том 14, вып. 11 12 июня 1988 г.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СОЛИТОНОВ В ДВУХ СВЯЗАННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

Ф.Х. Абдуллаев, А.А. Абдумаликов

В последнее время привлекает внимание исследование взаимодействия солитонов в световодах. Эта проблема важна для создания систем передачи информации с помощью оптических солитонов [1]. Как известно, взаимодействие солитонов накладывает ограничения на скорость передачи информации, необходимы специальные процедуры (типа подбора начальной разности фаз солитонов и др.) для подавления их взаимодействия [2].

Новые возможности открывает исследование взаимодействия солитонов в двух связанных волноводах. Ранее в работах [3, 4] было показано, что можно создать в системе двух связанных нелинейных волноводов оптический транзистор и другие логические устройства. В настоящей работе мы изучим взаимодействие оптических солитонов в двух связанных волноводах и найдем условия, когда существуют связанные состояния солитонов, а также получим критерии распада связанных состояний.

В стандартных безразмерных переменных уравнения для огибающих электрических полей в двух волноводах имеют следующий вид:

$$i q_{1t} + q_{1xx} + |q_1|^2 q_1 = \mathcal{E} q_2 ,$$
$$i q_{2t} + q_{2xx} + |q_2|^2 q_2 = \mathcal{E} q_1 . \quad (1)$$

Здесь t – соответствующая нормированная длина распространения, x – нормированное время.

Мы сохранили в уравнениях (1) стандартные обозначения нелинейного уравнения Шредингера, т. к. полученные результаты можно применять и для других физических систем (связанные магнитные, полимерные цепочки и т. д.)

Изучим взаимодействие солитонов в двух связанных световодах. Предположим, что параметры обоих солитонов близки, что расстояние между ними больше их ширины. Тогда взаимодействие между ними слабое. Учитывая, что $\mathcal{E} \ll 1$, можно исследовать данную задачу по теории возмущений для солитонов [5, 6]. Оператор возмущения имеет вид

$$R(q_n) = i\mathcal{E} q_n .$$

Решение будем искать в виде

$$q_n = 2\nu_n \operatorname{sech}\left[2\nu_n (x - \xi_n)\right] \exp\left[i 2\mu_n (x - \xi_n) + \delta_n\right] . \quad (2)$$

Здесь ν_n – амплитуды, δ_n – фазы солитонов.
Введем далее обозначения

$$\mu=(\mu_1+\mu_2)/2, \quad \nu=(\nu_1+\nu_2)/2, \quad r=\xi_1-\xi_2>0$$
$$\psi=\delta_2-\delta_1, \qquad \varphi=2\mu r+\psi$$

и предположим, что

$$|\mu_1-\mu_2|\ll\mu, \quad |\nu_1-\nu_2|\ll\nu, \quad 2\nu r\gg 1. \tag{3}$$

Применяя метод работ [5, 6], получаем следующую систему уравнений для параметров солитонов:

$$\frac{d\mu_n}{dt}=-(-1)^n 8\varepsilon\nu^2 r\exp(-2\nu r)\cos\varphi, \tag{4}$$
$$\frac{d\nu_n}{dt}=-(-1)^n 8\varepsilon\nu^2 r\exp(-2\nu r)\sin\varphi, \tag{5}$$
$$\frac{d\xi_n}{dt}=2\mu_n-4\varepsilon\nu r^2\exp(-2\nu r)\sin\varphi, \tag{6}$$
$$\frac{d\delta_n}{dt}=2(\mu_n^2+\nu_n^2)-8\varepsilon\nu r^2\exp(-2\nu r)(\mu\sin\varphi-\nu\cos\varphi). \tag{7}$$

Из системы (4) – (7) видно, что существуют два интеграла движения:

$$\mu_1+\mu_2=const, \qquad \nu_1+\nu_2=const.$$

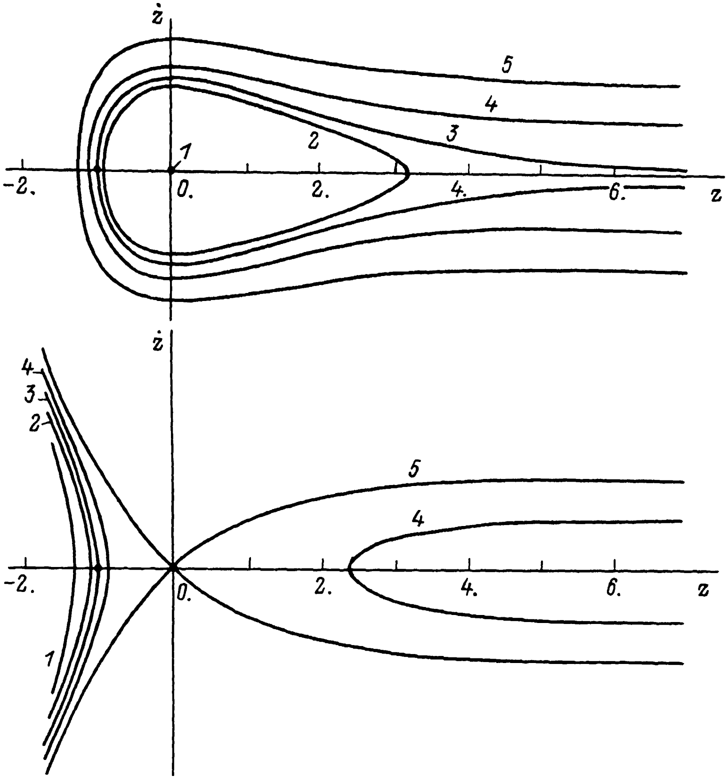
Перейдем к переменным $q=\mu_2-\mu_1$, $p=\nu_2-\nu_1$, ψ, r.
Из уравнения (4) находим уравнения для расстояния между солитонами:

$$\frac{d^2r}{dt^2}=-2\frac{dq}{dt},$$

$$\frac{d^2r}{dt^2}=32\varepsilon\nu^2 r\exp(-2\nu r)\cos\varphi, \tag{8}$$

где $\varphi=2\mu r+\psi$.

Решение этого уравнения найти в явном виде затруднительно, по-видимому, даже невозможно. Это связано с тем, что система (1) не интегрируется. Этим наша задача резко отличается от задачи взаимодействия двух солитонов в одном световоде, где решение удается найти в явном виде. Рассмотрим уравнение (8) для $\mu\ll 1$. При этом из уравнения (7) видно, что изменение разности фаз двух солитонов будет пропорционально μ, следовательно в первом приближении по μ можно положить $\psi=const$. Тогда задачу можно заменить эквивалентной задачей динамики движения одной частицы в поле нелиней-



Фазовый портрет уравнения (8) при $\nu=1$, $\mu=0$ для различных значений E: 1 - $E=3.2\cdot10^{-4}$, 2 - $E=5\cdot10^{-5}$, 3 - $E=0$, 4 - $E=10^{-4}$, 5 - $E=3.2\cdot10^{-4}$ (а - $\psi=0$, б - $\psi=\pi$).

ного потенциала $U(z)$. Соответствующий гамильтониан равен ($z=2\nu r$)

$$H=E=\frac{\dot{z}^2}{2}+U(z),\quad U(z)=32\varepsilon\nu^2(1+z)\exp(-z)\cos\psi. \tag{9}$$

При изменении начальной разности фаз ψ от π до нуля потенциал „притяжения" сменяется потенциалом „отталкивания". В первом случае солитоны в двух связанных световодах могут находиться в связанном состоянии, а в другом случае не могут. Это утверждение также подтверждается анализом фазового портрета уравнения (8) (см. рисунок). Как видно из рисунка, а ($\psi=\pi$), связанное состояние двух солитонов в связанных световодах существует для $E_0<E<0$, где точка

$$E_0=-32\varepsilon\nu^4(\nu^2-\mu^2)/(\nu^2+\mu^2)^2 \tag{10}$$

соответствует центру.

При $\psi=0$ нет связанных состояний солитонов для любых E (см. рисунок, б). Заметим, что при $\mu\neq 0$ область существования связанных состояний сместится в сторону положительных E. При этом общая картина взаимодействия солитонов сохранится.

Было выполнено также численное моделирование динамики оптических солитонов в двух туннельно-связанных световодах. При выполнении расчетов варьировалась начальная разность фаз солитонов и константа связи волноводов ε в пределах $\varepsilon=0.05\div 1.0$, а амплитуды солитонов выбирались $q_{1,2}^{(0)}=1$. Оказалось, что при $\psi=\pi$ существует связанное состояние вплоть до $t=20$. Этот результат совпадает с результатами, вытекающими из уравнения (9). Период осцилляций образовавшегося связанного состояния зависит от величины ε и порядка $T_\varepsilon\sim\frac{1}{\varepsilon}$. Максимальное расстояние между центрами солитонов $\Delta\tau_{max}\simeq 0.5$.

Оценим величину наблюдаемых эффектов. В ситуации, когда мы имеем два одномодовых световода, реальная величина коэффициента связи $\varepsilon\sim 10^{-5}$. Эксперименты типа выполненных Молленауэром [7] дают $\nu\sim 1$, $\mu\approx 0$. Тогда связанные состояния существуют при $r\lesssim 10$.

Авторы признательны Р.М. Абрарову за помощь в проведении численных экспериментов.

Литература

[1] Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. – УФН, 1986, т. 149, с. 449–510.

[2] Anderson D., Lisak M. – Opt. Lett., 1986, v. 11, N 3, p. 174–176.

[3] Майер А.А. – Квантовая электроника, 1982, т. 9, с. 2296–2302.

[4] Майер А.А. – Квантовая электроника, 1986, т. 13, № 7, с. 1360–1368.

[5] Karpman V.I., Solov'ev V.V. – Physica, D, 1981, v. 3D, p. 596–603.

[6] Горшков К.А., Островский Л.А. – Препринт ИПФАН СССР, Горький, 1981, № 12, 19 с.

[7] Mollenauer L.F., Stolen R.H., Gordon J.P. – Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, N 13, p. 1095–1098.

Отдел теплофизики АН УзССР,
Ташкент

Поступило в Редакцию
30 июля 1987 г.
В окончательной редакции
с 5 января 1988 г.