

01; 07

СТАЦИОНАРНЫЕ ИМПУЛЬСЫ В НЕЛИНЕЙНОМ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЯЮЩЕМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ. ПРОЦЕССЫ РАЗМНОЖЕНИЯ СОЛИТОНОВ

Н.Н. А х м е д и е в, В.М. Е л е о н с к и й,
Н.Е. К у л а г и н, Л.П. Ш и л ь н и к о в

Хорошо известно [1-6], что одномодовое волокно на самом деле не является „одномодовым“. Из-за двулучепреломления в нем распространяются две волны с взаимно-ортогональными поляризациями. Эффекты нелинейного взаимодействия полей на разных частотах также требуют рассмотрения процессов связанного распространения двух (и более) волн в волокне [7]. В обоих случаях задача сводится к исследованию решений пары связанных нелинейных уравнений Шредингера. Основные свойства этой системы уравнений в интегрируемом случае изучались Берхоером и Захаровым [8], а также Манаковым [9]. В неинтегрируемом случае возникает ряд новых интересных особенностей в поведении оптических солитонов.

Запишем систему нелинейных уравнений Шредингера в следующем виде [7]:

$$\begin{aligned} i\varphi_z + \frac{1}{2}\varphi_{\tau\tau} + [R_{11}|\varphi|^2 + R_{12}|\psi|^2]\varphi &= 0, \\ i(\psi_z + v\psi_{\tau}) + \frac{1}{2}\psi_{\tau\tau} + [R_{21}|\varphi|^2 + R_{22}|\psi|^2]\psi &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где φ и ψ – огибающие двух волн. Для определенности будем считать их огибающими волн, взаимно ортогональных поляризаций. Коэффициенты R_{ij} в (1) определяются компонентами тензора нелинейной восприимчивости [3]. Мы будем рассматривать эти коэффициенты как параметры, которыми можно управлять с помощью внешних воздействий: электрического поля, механического давления и т.п. Остальные обозначения те же, что и в [7].

Будем анализировать только стационарные решения системы (1) вида

$$\varphi(z, \tau) = \frac{u(\tau)}{\sqrt{R_{21}}} \exp(ipz), \quad \psi(z, \tau) = \frac{v(\tau)}{\sqrt{R_{12}}} \exp(iqz - iv\tau), \quad (2)$$

где p и q – сдвиги несущих. Подставляя (2) в (1) получим систему

$$\begin{aligned} u_{\tau\tau} - \lambda_1^2 u + 2[au^2 + v^2]u &= 0, \\ v_{\tau\tau} - \lambda_2^2 v + 2[u^2 + bv^2]v &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\lambda_1^2 = 2\rho$, $\lambda_2^2 = 2q - \nu^2$, $\alpha = R_{11}/R_{21}$, $b = R_{22}/R_{12}$. Далее будем исследовать решения системы (3) и их бифуркации в зависимости от параметров α и b . Для упрощения выкладок и симметризации результатов положим $\lambda_1 = \lambda_2 = 1$, что можно сделать соответствующим выбором параметров ρ и q .

Рассмотрим сначала наиболее простой пример бифуркации. Система уравнений (3) имеет решения в виде простых (поляризованных) солитонов

$$u = (\sqrt{\alpha} \operatorname{ch} \tau)^{-1}, \quad v = 0 \quad (4)$$

или

$$u = 0, \quad v = (\sqrt{b} \operatorname{ch} \tau)^{-1}. \quad (5)$$

Решение в виде нелинейной суперпозиции простых солитонов (векторный солитон) имеет вид:

$$u = (\sqrt{\alpha + \eta^2} \operatorname{ch} \tau)^{-1}, \quad v = \pm \eta u, \quad \eta^2 = \frac{\alpha - 1}{b - 1}. \quad (6)$$

Это решение существует при условиях $\alpha \geq 1$, $b \geq 1$. Ниже мы рассмотрим только область $\alpha > 1$, $b > 1$. При $\alpha = 1$ (или $b = 1$), а также при $b \rightarrow \infty$ (или $\alpha \rightarrow \infty$) решение (6) вырождается в поляризованный солитон (4) (или (5)). Таким образом, каждая точка на линиях $\alpha = 1$ или $b = 1$ является точкой бифуркации поляризованных солитонов. В этих точках происходит отщепление векторных солитонов от поляризованных. В бесконечно удаленных точках $\alpha \rightarrow \infty$ и $b \rightarrow \infty$ векторный солитон вновь трансформируется в поляризованный.

Существуют ли более сложные случаи бифуркаций состояний (4) или (5)? Чтобы ответить на этот вопрос, представим общее решение системы уравнений (3) в виде поляризованного солитона (4) с добавкой малого возмущения:

$$u = (\sqrt{\alpha} \operatorname{ch} \tau)^{-1} + \mu g(\tau), \quad v = \mu f(\tau). \quad (7)$$

Подставляя (7) в исходную систему уравнений (3) и линеаризуя относительно малого параметра μ , получим два независимых уравнения:

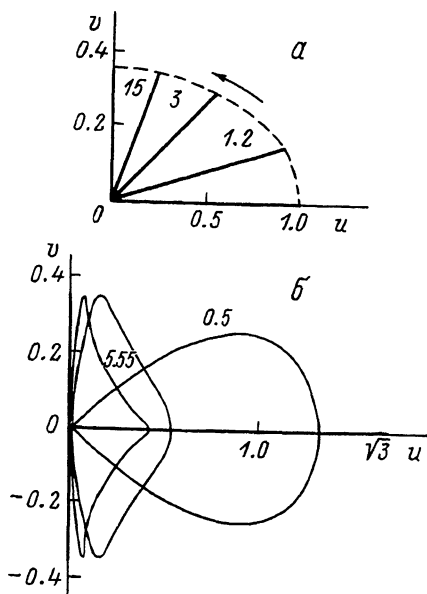
$$g_{\tau\tau} - g + (b/\operatorname{ch}^2 \tau)g = 0, \quad (8)$$

$$f_{\tau\tau} - f + [2/(\alpha \operatorname{ch}^2 \tau)]f = 0. \quad (9)$$

Решение уравнения (8), убывающее на бесконечности, имеет вид

$$g = \pm \operatorname{sh} \tau / \operatorname{ch}^2 \tau, \quad (10)$$

а решение уравнения (9) представимо через гипергеометрическую функцию:



Изменение формы солитонных сепаратрис на плоскости (u, v) при $n = 0$ (а), $n = 1$ (б). Параметр $b = 8$. Цифры над кривыми означают величину параметра α .

$$f = \frac{1}{ch\tau} F(-n, n+3; 2; \frac{1-t h\tau}{2}), \quad (11)$$

$$\alpha = \alpha(n) = \frac{2}{(n+1)(n+2)}, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Выпишем решение (11) для трех первых значений n :

$$n = 0, \quad \alpha(0) = 1, \quad f = 1/ch\tau, \quad (12)$$

$$n = 1, \quad \alpha(1) = 1/3, \quad f = sh\tau/ch^2\tau, \quad (13)$$

$$n = 2, \quad \alpha(2) = 1/6, \quad f = \frac{1}{ch\tau} \left(1 - \frac{5}{4ch^2\tau}\right). \quad (14)$$

Формулы (10–14) определяют начальные стадии отщепления векторных солитонов от поляризованных в точках бифуркации. Случай $n = 0$ соответствует рассмотренному выше точному решению (6). Перемещение сепаратрисы – векторного солитона (6) на плоскости (u, v) при увеличении параметра α и при фиксированном b показано на рисунке 1, а. В пределе $\alpha \rightarrow \infty$ векторный солитон (6) преобразуется в поляризованный солитон (5). Этот процесс на рисунке, а схематически иллюстрируется стрелкой. Изменение формы

следующей сепаратрисы – векторного солитона с $n = 1$ после бифуркации в точке $\alpha = 1/3$ с ростом α является более сложным. Численные результаты для этого процесса представлены на рисунке, б. В точке бифуркации возникает петля сепаратрисы, соответствующая векторному солитону. Далее петля сепаратрисы уширяется, прижимается к оси \mathcal{U} и в пределе $\alpha \rightarrow \infty$ вырождается в сепаратрисы двух поляризованных солитонов с поляризацией, ортогональной исходной. При этом расстояние по переменной τ между солитонами неограниченно возрастает.

При $n = 2$ после бифуркации в точке $\alpha = 1/6$ возникает петля сепаратрисы, которая дважды пересекает ось \mathcal{U} . С ростом α петля сепаратрисы прижимается как к оси \mathcal{U} , так и к оси \mathcal{U} , и векторный солитон трансформируется в три различным образом поляризованных солитона. Аналогичные процессы отщепления можно наблюдать при фиксированном α и меняющемся параметре δ . Таким образом, поляризованные солитоны (4) или (5) при бифуркации рождают векторные солитоны определенного типа, которые при дальнейшем изменении параметра α или δ могут вновь трансформироваться в $n + 1$ поляризованных солитонов, расположенных в разных точках оси τ .

Отметим, что помимо решений, зависящих от внешних параметров α и δ , система (3) при некоторых фиксированных α и δ допускает решения с внутренними параметрами. В качестве примера приведем однопараметрическое семейство решений системы (3) для интегрируемого случая (при $\alpha = \delta = 1$):

$$u = \lambda_1 A \operatorname{ch} \lambda_1 (\tau - \tau_2), \quad v = -\lambda_2 A \operatorname{sh} \lambda_1 (\tau - \tau_1), \quad \lambda_1 > \lambda_2, \quad (15)$$

$$\text{где } A = \sqrt{\lambda_1^2 - \lambda_2^2} / [\lambda_1 \operatorname{ch} \lambda_1 (\tau - \tau_1) \operatorname{ch} \lambda_2 (\tau - \tau_2) - \lambda_2 \operatorname{sh} \lambda_1 (\tau - \tau_1) \operatorname{sh} \lambda_2 (\tau - \tau_2)].$$

Формула (15) описывает векторный солитон, образованный нелинейной суперпозицией двух ортогонально поляризованных солитонов с произвольным расстоянием между их центрами $\Delta\tau = (\tau_1 - \tau_2)$. При $\Delta\tau \rightarrow \pm \infty$ он распадается на два поляризованных солитона типа (4) и (5). Другой вид решения (15) получен в работе [6].

Частный случай (15) с фиксированным параметром $\Delta\tau = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{2\lambda_1\lambda_2}$

$\tau_n \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}$ был найден в [5]. Подобные однопараметрические

семейства решений (3) можно построить и для некоторых других значений α и δ .

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Альтшулер Г.Б., Карасев В.Б., Козлов С.А., Мурина Т.А., Розанов Н.Н. // Оптика и спектроскопия. 1986. Т. 61, С. 359.

- [2] D a i n o B., G r e g o r y G., W a b -
n i t z S. // Opt. Lett. 1986. V. 11. С. 42.
- [3] М е н y к С.Р. // IEEE J. Quant. Electr. 1987.
QE-23. P. 174.
- [4] B l o w K.J., D o r a n N.J., W o o d D. //
Opt. Lett. 1987. V. 12. P. 202.
- [5] C h r i s t o d o u l i d e s D.N., J o -
s e p h R.H. // Opt. Lett. 1988. V. 13. P. 53.
- [6] Т r a t n i k M.V., S i p e J.E. // Phys. Rev.
A. 1988. V. 38. P. 2011.
- [7] А ф а н а с ь е в В.В., Д и а н о в Е.М., П р о х о -
р о в А.М., С е р к и н В.Н. // Письма в ЖЭТФ. 1988.
Т. 48. С. 588.
- [8] Б е р х о е р А.Л., З а х а р о в В.Е. // ЖЭТФ. 1970.
Т. 58. С. 903.
- [9] М а н а к о в С.В. // ЖЭТФ, 1974. Т. 38. С. 248.

Поступило в Редакцию
10 мая 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 15 12 августа 1989 г.

10; 12

ВЛИЯНИЕ КАЧЕСТВА ПОЛЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ КФМ, РАБОТАЮЩЕГО В ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ЗОНЕ СТАБИЛЬНОСТИ

Н.В. Коненков, В.И. Кратенко,
Г.А. Могильченко, С.С. Сипаков

Важное значение имеют знания о допустимых инструментальных и аппаратурных погрешностях квадрупольных масс-спектрометров (КМС) в практике их разработки [1]. Суммарным фактором, влияющим на параметры КМС, такие как коэффициент пропускания, разрешающая способность, стабильность является качество формирования высокостабильного поля в анализаторе с гиперболическим распределением потенциала. На качество поля влияют инструментальные погрешности изготовления и сборки электродов анализатора, неидеальность симметрии питающих напряжений, нестабильность величины $\lambda = U/V$, где U, V величины постоянного и амплитуды переменного напряжений на электродах квадрупольного фильтра масс (КФМ).

Целью данной работы является анализ влияния указанных факторов на параметры КМС, работающего в режиме сепарации промежуточной области.