Таким образом, существование плато и его ширину у функции $\sigma_{yx}(1/\varkappa)$ можно объяснить поведением функции N_e, определяющей полное число электронов на площади L^2 в квантующем (движение электронов) магнитном поле при низких температурах.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Халилов В. Р. Электроны в сильном магнитном поле. М., 1988. [2] Халилов В. Р.//Изв. вузов, Физика. 1990. № 1. С. 101.

Поступила в редакцию
03.10.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 2

УДК 535.3

ВОЗМОЖНОСТИ УПРАВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРАМИ ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СОЛИТОНОВ

В. А. Выслоух, Е. А. Коломийцева, А. Н. Матвеев

(кафедра общей физики для физического факультета)

Проведено аналитическое и численное исследование возможностей управления амплитудой, длительностью и частотой двухкомпонентных оптических солитонов, формирующихся в двухмодовых волоконных световодах.

Интерес к исследованию динамики формирования и взаимодействия оптических солитонов обусловлен возможностями их использования как носителей информации в системах волоконно-оптической связи, а также как идеальных пробных импульсов в спектроскопии сверхбыстрых процессов [1]. Для этих приложений большое значение имеет разработка методов управления параметрами оптических солитонов: амплитудой, длительностью, частотой. Один из методов управления основан на смешении солитонного импульса со сдвинутым по частоте управляющим импульсом. В результате их взаимодействия, обусловленного нелинейной добавкой к показателю преломления, параметры солитона изменяются. Эффективность такого подхода была ранее продемонстрирована применительно к одномодовому волоконному световоду [2].

В настоящей работе объектом исследования является двухмодовый световод, в котором возможно формирование двухкомпонентных солитонов [3]. Использование двухмодовых световодов открывает дополнительные возможности для управления параметрами, так как солитонный и управляющий импульсы могут распространяться в различных (ортогональных в линейном приближении) модах. Анализ этих возможностей составляет предмет нашей работы.

Математической моделью рассматриваемого процесса служит задача Коши для векторного нелинейного уравнения Шрёдингера:

$$\begin{aligned} i\frac{\partial\Psi_1}{\partial z} &= \frac{1}{2}\frac{\partial^2\Psi_1}{\partial\tau^2} + (|\Psi_1|^2 + \gamma|\Psi_2|^2)\,\Psi_1, \\ i\frac{\partial\Psi_2}{\partial z} &= \frac{1}{2}\frac{\partial^2\Psi_2}{\partial\tau^2} + (\gamma|\Psi_1|^2 + |\Psi_2|^2)\,\Psi_2. \end{aligned} \tag{1}$$

Этим уравнениям удовлетворяют комплексные амплитуды временных огибающих в первой и во второй модах: Ψ_1 и Ψ_2 [3]. Переменная z — это расстояние, пройденное импульсами по световоду и выраженное в дисперсионных длинах, τ — нормированное на начальную длительность «бегущее» время. Уравнения (1) описывают дисперсионное расплывание импульсов, а также эффекты фазовой само- и кросс-модуляции. Коэффициент $\gamma\sim 1$ перед кросс-модуляционным членом пропорционален интегралам перекрытия волноводных мод [1].

В качестве начальных данных рассмотрим суперпозицию солитонного и управляющего импульсов:

$$\Psi(0,\ \tau) = \Psi_s(0,\ \tau) + \delta\Psi(0,\ \tau), \tag{2}$$

где

$$\Psi_s(z,\ \tau) = (c_1,\ c_2)^{tr}\, \varkappa\, \mathrm{ch}^{-1}[\varkappa(\tau - Vz)] \exp\{-iV\tau + i(V^2 - \varkappa^2) z/2\},$$

$$|c_1|^2 + |c_2|^2 = 1,$$

$\varkappa$ — форм-фактор, V — скорость (в принятой нормировке V — безразмерная частота) солитона; c_1, c_2 — коэффициенты распределения по модам. Если амплитуда управляющего импульса $\delta\Psi$ мала, то для вычисления приращений формфактора $\delta\varkappa$ и скорости δV сформировавшегося при $z \to \infty$ солитона можно воспользоваться теорией возмущений, базирующейся на аппарате обратной задачи рассеяния. В работе [3] получены интегральные формулы, выражающие вариации солитонных параметров через возмущения начальных данных:

$$\delta\Lambda = \delta V + i\delta\varkappa = \sum_{j=1}^{2} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\delta\Lambda}{\delta\Psi_j}(x)\, \delta\Psi_j(x) + \frac{\delta\Lambda}{\delta\Psi_j^*}(x)\, \delta\Psi_j^*(x) \right] dx, \qquad (3)$$

где вариационные производные выражаются следующим образом:

$$\frac{\delta\Lambda}{\delta\Psi_j}(x) = i\frac{\varkappa}{2} c_j^* \exp\{iV\tau - \varkappa\tau\}\, \mathrm{ch}^{-2}(\varkappa\tau),$$

$$\frac{\delta\Lambda}{\delta\Psi_j^*}(x) = i\frac{\varkappa}{2} c_j \exp\{-iV\tau + \varkappa\tau\}\, \mathrm{ch}^{-2}(\varkappa\tau).$$

Рассмотрим возмущения вида

$$\delta\Psi(0,\ \tau) = (\rho_1,\ \rho_2)^{tr}\, \mathrm{ch}^{-1}(\varkappa\tau) \exp\{ip\tau\},$$

$$|\rho_1|^2 + |\rho_2|^2 = \rho_0^2,$$

где ρ_0 — амплитуда, p — безразмерный сдвиг частоты, ρ_1, ρ_2 — коэффициенты распределения возмущения по модам.

В случае, когда солитон и управляющий импульс (возмущение) распространяются в одной моде ($c_2=0$, $\rho_2=0$), возникает ситуация, полностью аналогичная случаю одномодового световода [2]. Если же солитонная составляющая сосредоточена в первой моде ($c_1=1$, $c_2=0$), а управляющий импульс во второй ($\rho_1=0$, $\rho_2=\rho_0$), то из формул (3) следует, что в первом порядке теории возмущений параметры солитона не изменяются. В этой ситуации для расчета приращений δV и $\delta\varkappa$ мы воспользовались компьютерными процедурами вычисления данных рассеяния, описанными в [3].

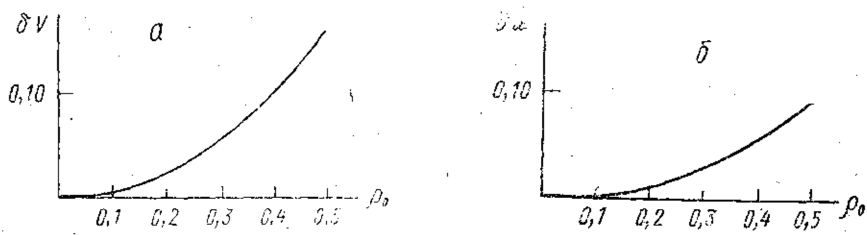

Рис. 1

На рис. 1 изображены зависимости приращений δV (*а*) и $\delta\varkappa$ (*б*) от амплитуды управляющего импульса ρ_0 при фиксированном сдвиге частоты $p=1{,}2$. Видно, что при $\rho_0 \ll 1$ эти приращения увеличиваются пропорционально ρ_0^2. Рисунок 2 иллюстрирует зависимость δV (*а*) и $\delta\varkappa$ (*б*) от сдвига частоты p. Приращение формфактора максимально при $p=0$ и монотонно убывает с ростом p. Зависимость же приращения скорости имеет четко выраженный максимум при $p=p_m \simeq 1{,}2$. Расчетное значение p_m практически не зависит от амплитуды возмущения ρ_0, причем $\delta V_{\max}/\rho_0^2 \simeq 0{,}65$. Заметим, что частота p_m практически совпадает с вычисленной по линейной теории модуляционной устойчивости частотой возмущения, нарастающего по z с максимальным инкрементом [4]. Переход к размерному сдвигу частоты осуществляется простым делением $\delta V_{\max}$ на начальную длительность солитона τ_0 и при $\tau_0=1$пс приводит к значению 155 Гц.

Анализ динамики формирования солитона с измененными параметрами проводился путем прямого численного интегрирования уравнений (1). На рис. 3 представлено изменение формы односолитонного импульса под действием управляющего ($\rho_0=0{,}5$, $p=0{,}6$). На вставках приведены зависимости вариации текущей скорости δV и амплитуды $\delta|\Psi_{max}|$ от z. Видно, что скорость солитона на больших расстояниях стремится к асимптотическому значению $V_{as}\simeq 0{,}10$, амплитуда — к $|\Psi_{1max}|\simeq$ $\simeq 1{,}085$, формфактор — к $\varkappa_{as}\simeq 1{,}25$. Процесс стабилизации носит характер затухающих колебаний. Заметим, что асимптотические значения, вычисленные прямым интегрированием (1) и методом обратной задачи рассеяния, практически совпадают.

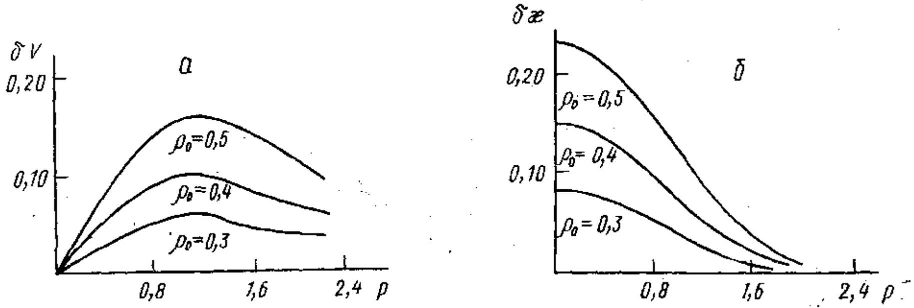

Рис. 2

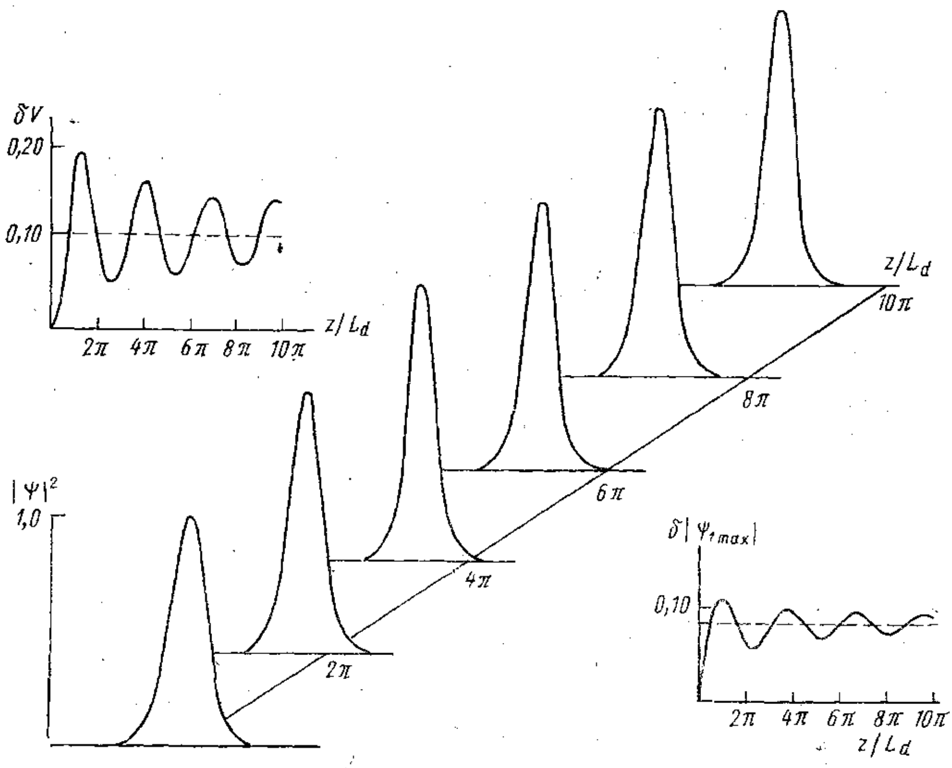

Рис. 3

Подводя итоги, отметим, что управление по ортогональной моде позволяет контролируемым образом изменять несущую частоту солитона в пределах сотен гигагерц, а амплитуду — в пределах десятков процентов. Практическое преимущество такого подхода состоит в том, что управляющий импульс на выходе световода можно отделить от солитонного методами пространственной фильтрации.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Ахманов С. А., Выслоух В. А., Чиркин А. С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М., 1988. [2] Выслоух В. А., Иванов А. В., Чередник И. В.//Изв. АН СССР, сер. физ. 1989. 53, № 8. С. 1514. [3] Выслоух В. А., Чередник И. В.//ДАН СССР. 1990. 312, № 3. С. 588. [4] Agrawal G. P. Nonlinear Fiber Optics. N. Y., 1989.

Поступила в редакцию
02.10.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 2

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.172

СОХРАНЕНИЕ АРОМАТА В НЕЙТРАЛЬНЫХ СЛАБЫХ ТОКАХ И СПИНОВАЯ СТРУКТУРА ПРОТОНА

З. Р. Бабаев *, Л. Жельми, В. С. Замиралов, С. Н. Лепшоков

(НИИЯФ)

Показано, что использование групп SU(4) и SU(6) при анализе нейтральных аксиально-векторных pp-переходов существенно меняет соотношение между синглетной и несинглетной частями правила сумм Эллиса—Джаффе и отчасти помогает решить проблему «спинового кризиса».

Эксперименты Европейской мюонной коллаборации (EMC) по измерению асимметрии продольной поляризации в глубоконеупругом рассеянии поляризованных мюонов на поляризованных протонах [1]

$$A=\frac{\mu\uparrow p\downarrow-\mu\uparrow p\uparrow}{\mu\uparrow p\downarrow+\mu\uparrow p\uparrow} \tag{1}$$

выявили серьезное расхождение между правой и левой частями правила сумм Эллиса—Джаффе [2]:

$$I\ (Q^2)=\int\limits_0^1 dx\cdot g_1^p\ (x,\ Q^2)=\frac{1}{2}\left(F-\frac{1}{9}D\right). \tag{2}$$

Левая часть (2) вычисляется из экспериментальных значений A и равна $0{,}126\pm\pm0{,}010\pm0{,}015$, а правая — с помощью данных по лептонным распадам гиперонов [3] ($F=0{,}477\pm0{,}011$, $D=0{,}755\pm0{,}011$) и равна $0{,}196\pm0{,}06$. Напомним, что формула (2) получена в формализме алгебры токов на световом конусе, причем правая часть (2) представляет собой вклад комбинации аксиально-векторных токов группы SU (3):

$$\frac{1}{12}\left[\left(A_3^\mu+\frac{1}{\sqrt{3}}A_8^\mu\right)_{NS}+\frac{4}{3}(2\sqrt{3}A_0)_S^\mu\right] \tag{3}$$

в слабый pp-переход. Здесь несинглетные токи (NS)

$$A_{3,8}^\mu=(D+F)\bar{B}_\beta^\alpha(\Lambda_{3,8})_\eta^\beta\gamma^\mu\gamma^5B_\alpha^\eta+(D-F)\bar{B}_\eta^\beta(\Lambda_{3,8})_\beta^\alpha\gamma^\mu\gamma^5B_\alpha^\eta,$$

$$\alpha,\ \beta,\ \eta=1,\ 2,\ 3;\quad B_3^1=p,$$

$\Lambda_{3,8}$ — матрицы Гелл-Манна, а синглетный (S) ток

$$A_0^\mu=D_0\bar{B}_\beta^\alpha\gamma^\mu\gamma^5B_\alpha^\beta.$$

---

* ИФВЭ (Протвино).