

# Стимулированный распад $N$ -солитонных импульсов и оптимальная сепарация односолитонных компонент

В.А.Алешкевич, В.А.Выслоух, А.С.Жукарев, Я.В.Карташов, П.В.Синило

*Представлены результаты численного анализа процесса распада  $N$ -солитонного оптического импульса в волоконных световодах, индуцированного нелинейным взаимодействием с возмущающим импульсом. Основное внимание уделяется выявлению условий, при которых разделение солитонных компонент происходит на минимальном расстоянии. При этом варьируемыми параметрами возмущающего импульса являются сдвиг несущей частоты, смещение во времени, а также разность фаз. Для нулевого временного смещения численные результаты подтверждаются аналитическими результатами, полученными с помощью математического аппарата обратной задачи рассеяния.*

**Ключевые слова:** солитоны, стимулированный распад, оптические волокна.

## 1. Введение

Различные аспекты взаимодействия односолитонных импульсов в волоконных световодах интенсивно изучаются с начала 80-х годов XX века, в первую очередь в плане создания высокопроизводительных линий волоконно-оптической связи [1–3]. С точки зрения физики нелинейных волн основной интерес здесь представляет квазиупругий характер взаимодействия односолитонных импульсов, которые при столкновениях ведут себя подобно частицам (по крайней мере, в рамках шредингеровского приближения). Теория взаимодействия шредингеровских солитонов с исчерпывающей полнотой изложена в работах [4–8], в значительной степени базирующихся на аппарате обратной задачи рассеяния.

В классической постановке задачи о взаимодействии или о столкновении двух односолитонных импульсов, имеющих различные несущие частоты, а следовательно, и скорости, предполагается их первоначальное бесконечное пространственное разделение. Если же исходный временной интервал между односолитонными импульсами сопоставим с их длительностью, то возникает целый ряд существенных особенностей процесса взаимодействия, связанных с интерференцией волновых полей на входе в нелинейную среду [9–12]. В частности, интерференционные компоненты, определяемые фазовыми соотношениями и разностью несущих частот, приводят к изменениям всех параметров солитонов: амплитуд (форм-факторов), скоростей, координат центров, фаз. В условиях слабого перекрытия волновых полей эти изменения легко оцениваются по теории возмущений. Другим предельным случаем является первоначальное наложение солитонов, что по существу представляет собой распростра-

няющуюся по световоду нелинейную динамическую интерферограмму. Здесь адекватным аппаратом также может служить теория возмущений, сформулированная для  $N$ -солитонных импульсов [10].

Ключевой особенностью распространения  $N$ -солитонных импульсов является периодическое чередование самосжатия, фрагментации и расплывания. В рамках аппарата обратной задачи рассеяния этот процесс описывается как нелинейная интерференция  $N$  односолитонных компонент с форм-факторами  $\chi_{2k-1} = 2k - 1$  ( $k = 1, 2, \dots, N$ ). Заметим, что практический интерес к подобным импульсам связан с возможностью радикального уменьшения их длительности за счет самосжатия [13, 14].

Под действием различных возмущающих факторов, таких, например, как вынужденное комбинационное саморассеяние, линейная дисперсия высших порядков, дисперсия нелинейности и поляризационная дисперсия,  $N$ -солитонные импульсы распадаются на последовательность односолитонных с форм-факторами, близкими к  $\chi_{2N-1}, \chi_{2N-3}, \dots, \chi_1$  [9, 12, 15]. Этот процесс вполне уместно называть естественным распадом. Минимальная длительность старшей односолитонной компоненты оценивается как  $\tau_0/(2N - 1)$ , где  $\tau_0$  – длительность исходного импульса. Таким образом, при больших  $N$  можно достичь значительного сокращения длительности. Поскольку процесс естественного распада определяется характеристиками световода и параметрами входного импульса, на практике его трудно контролировать. Альтернативой является так называемый стимулированный распад, когда на вход волоконного световода наряду с  $N$ -солитонным подается специально приготовленный возмущающий оптический импульс. Изменение параметров последнего позволяет контролировать процесс распада, в частности добиваться максимально быстрой сепарации односолитонных компонент, что, по нашему мнению, представляет определенный практический интерес для техники формирования и управления параметрами сверхкоротких лазерных импульсов.

Предметом настоящей работы являются результаты компьютерного моделирования распада  $N$ -солитонного импульса, индуцированного его взаимодействием со

В.А.Алешкевич, А.С.Жукарев, Я.В. Карташов, П.В.Синило. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы  
В.А.Выслоух. Departamento de Física y Matemáticas, Universidad de las Américas – Puebla, Sta. Catarina Martir, CP 72820, Puebla, Cholula, Mexico

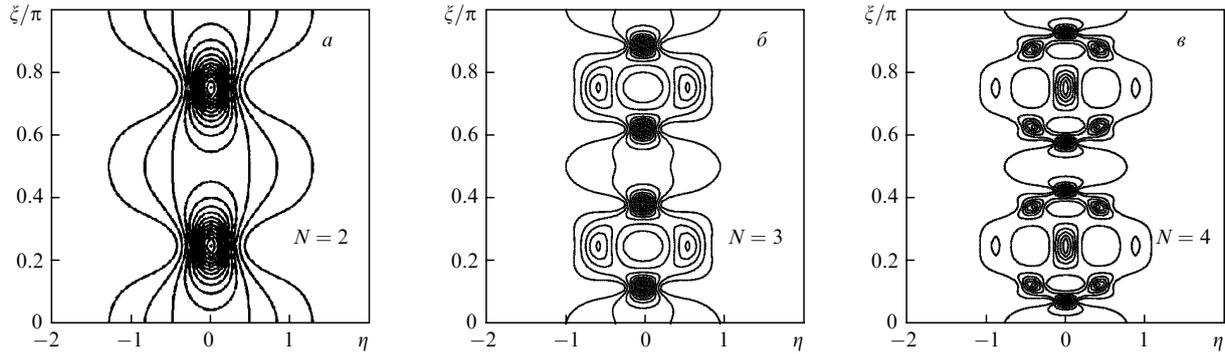


Рис.1. Динамика распространения  $N$ -солитонных импульсов при  $N = 2, 3, 4$ . Пространственно-временные распределения интенсивности показаны линиями равного уровня.

сдвинутым по частоте возмущающим импульсом. Основное внимание уделено оптимизации стимулированного распада, т. е. поиску значений параметров возмущающего импульса (частотный сдвиг, задержка, разность фаз, амплитуда), при которых separация односолитонных компонент происходит на минимальном расстоянии. Для частного случая наложенного возмущения численные результаты подтверждаются аналитическими результатами, базирующимися на аппарате обратной задачи рассеяния.

## 2. Математическая модель

Распространение пикосекундных оптических импульсов в спектральном диапазоне, соответствующем аномальной дисперсии групповой скорости, описывается уравнением шредингеровского типа для нормированной комплексной амплитуды  $q(\eta, \xi)$ :

$$i \frac{\partial q}{\partial \xi} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 q}{\partial \eta^2} - |q|^2 q, \quad (1)$$

где  $q(\eta, \xi) = (L_{\text{dis}}/L_{\text{sm}})^{1/2} A(\eta, \xi) I_0^{-1/2}$ ;  $A(\eta, \xi)$  – медленно меняющаяся амплитуда;  $I_0$  – входная интенсивность;  $\eta = (t - z/v_{\text{gr}})/\tau_0$  – бегущее время, нормированное на исходную длительность импульса  $\tau_0$ ;  $v_{\text{gr}} = (\partial k/\partial \omega)_{\omega=\omega_0}^{-1}$  – групповая скорость;  $k(\omega)$  – волновое число;  $\omega_0$  – несущая частота;  $\xi = z/L_{\text{dis}}$  – нормированное расстояние;  $L_{\text{dis}} = \tau_0^2/|\beta_2|$  – дисперсионная длина;  $\beta_2 = (\partial^2 k/\partial \omega^2)_{\omega=\omega_0} < 0$  – параметр дисперсии групповой скорости;  $L_{\text{sm}} = 2c/(\omega_0 n_2 I_0)$  – длина фазовой самомодуляции;  $n_2 = 3\pi\omega_0 \chi^{(3)}(\omega_0)/[k(\omega_0)c]$  – коэффициент нелинейности, пропорциональный кубической восприимчивости  $\chi^{(3)}(\omega_0)$  на несущей частоте.

## 3. Результаты компьютерного моделирования; наложенные импульсы

Для компьютерного моделирования применялась хорошо апробированная техника расщепления по физическим факторам. В качестве начальных условий для уравнения (1) использовалась суперпозиция  $N$ -солитонного и возмущающего импульсов:

$$q(\eta, \xi = 0) = N \operatorname{sech} \eta + \chi \operatorname{sech} \eta \exp(i v \eta + i \psi), \quad (2)$$

где  $\chi$  – амплитуда возмущающего импульса;  $v$  – сдвиг частоты;  $\psi$  – разность фаз. В качестве примеров рассматривались импульсы с  $N = 2, 3, 4$ .

Характерные особенности распространения невозмущенных ( $\chi = 0$ )  $N$ -солитонных импульсов показаны на рис.1, на котором отчетливо видны периодичность самосжатия  $N$ -солитонных импульсов и восстановления исходного профиля (с независимым от  $N$  периодом  $\pi/2$ ), а также фрагментация и усложнение структуры с ростом  $N$ .

Для оценки дистанции самосжатия и степени компрессии можно воспользоваться следующими соображениями. Входной импульс  $N \operatorname{sech} \eta$  представляется суперпозицией односолитонных импульсов с форм-факторами  $\chi_{2k-1} = 2k - 1$  ( $k = 1, 2, \dots, N$ ), причем при  $\xi = 0$  разность фаз между импульсами с соседними номерами равна  $\pi$ , а сумма всех амплитуд –  $N$ . По мере распространения фазовое запаздывание каждой из компонент нарастает как  $(2k - 1)^2 \xi/2$ . На расстоянии  $\xi_{\text{ph}} = \pi/[4(N - 1)]$  происходит фазировка солитонных компонент с максимальными форм-факторами  $2N - 1$  и  $2N - 3$ . Это расстояние практически совпадает с точкой максимального самосжатия  $N$ -солитонного импульса. Пиковая амплитуда сжатого импульса оценивается как  $4(N - 1)$ . При этом скорости односолитонных компонент при их распространении остаются неизменными.

Появление на входе в нелинейную среду сдвинутого по частоте возмущающего импульса приводит к снятию вырождения по скоростям и к распаду  $N$ -солитонного импульса на компоненты (рис.2). Амплитуды этих компонент осциллируют вдоль координаты  $\xi$ ; размах осцилляций постепенно уменьшается, и асимптотически формируются пространственно разделенные односолитонные компоненты с возмущенными форм-факторами  $\tilde{\chi}_{2k-1} = \chi_{2k-1} + \delta\chi_{2k-1}$  и скоростями  $\tilde{v}_{2k-1} = \delta v_{2k-1}$ .

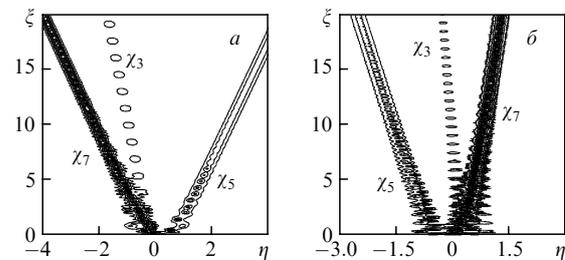


Рис.2. Стимулированный распад связанного состояния четырех солитонов в случаях, когда возмущающий импульс не смещен во времени ( $\eta_0 = 0$ ), нормированный сдвиг его частоты  $v = 4.3$ , амплитуда  $\chi = 0.4$ , фаза  $\psi = 0$  (а) и когда временное смещение  $\eta_0 = 4$ ,  $v = 4$ ,  $\chi = 0.8$ ,  $\psi = 0$  (б);  $\chi_3$ ,  $\chi_5$  и  $\chi_7$  соответствуют кривым для старших солитонов, солитон с минимальным форм-фактором из-за большого масштаба интенсивности на графике не виден.

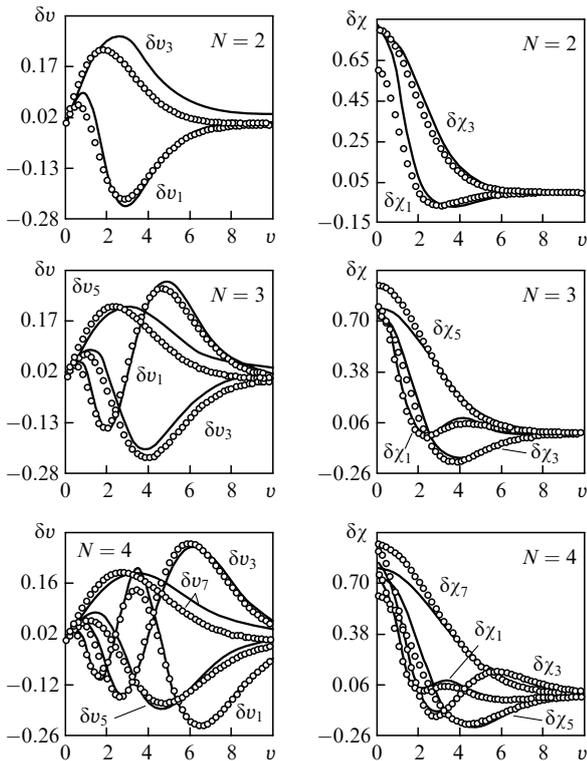


Рис.3. Зависимости приращений скоростей  $\delta v_{2k-1}$  и форм-факторов  $\delta \chi_{2k-1}$  ( $k = 1, 2, \dots, N$ ) односолитонных компонент от сдвига частоты возмущающего импульса  $v$  при разных  $N$ . Временное смещение отсутствует ( $\eta_0 = 0$ ),  $\chi = 0.4$ ,  $\psi = 0$ ; сплошные кривые – численные результаты, кружки – расчет по методу обратной задачи рассеяния.

При численном интегрировании уравнения (1) для разных  $N$  мы проанализировали зависимости приращений скоростей и форм-факторов односолитонных компонент от параметров возмущающего импульса. На рис.3 представлен случай наложенного синфазного возмущения; варьируемым параметром является сдвиг частоты  $v$ .

Приращения всех без исключения форм-факторов имеют максимум при нулевом сдвиге частоты. Приращение форм-фактора старшего солитона монотонно спадает при  $v \rightarrow \infty$ ; уменьшение остальных форм-факторов сопровождается осцилляциями.

Наибольший интерес представляют частотные зависимости  $\delta v_{2k-1}(v)$ , т. к. именно они определяют темп стимулированного распада. Как видно из рис.3, для всех значений  $N$  и для всех солитонных компонент приращение частоты (скорости) стремится к нулю при  $v \rightarrow 0$  и  $v \rightarrow \infty$ . Приращение скорости старшего солитона с максимальным форм-фактором  $2N - 1$  для всех  $N$  монотонно нарастает с увеличением  $v$ , достигает максимума в точке  $v_{\max}$  и затем монотонно стремится к нулю. Положение этого максимума с увеличением  $N$  смещается в область высоких частот, а его высота уменьшается. Заметим, что частотный сдвиг  $v_{\max}$  по порядку величины совпадает с шириной спектра старшей солитонной компоненты. Следовательно, солитон откликается на возмущения в пределах ширины своего спектра, а в смысле приращения скорости он наиболее чувствителен к возмущениям вблизи точки перегиба контура спектральной линии.

Для младших солитонов зависимости  $\delta v_{2k-1}(v)$  имеют вид модулированных по амплитуде колебаний, частота которых нарастает с уменьшением номера солитона  $k$ ;

поведение огибающей напоминает зависимость приращения скорости старшего солитона от сдвига частоты возмущающего импульса.

Приведенные результаты позволяют оптимизировать процесс стимулированного распада  $N$ -солитонного импульса, т. к. с их помощью легко находится значение частотного сдвига  $v$ , при котором разность скоростей двух старших солитонов максимальна и, следовательно, их пространственное разделение происходит в максимальном темпе. Стимулированный распад вполне можно рассматривать как реалистичный метод формирования сверхкоротких импульсов. Для выделения старшего солитона на выходе световода можно воспользоваться модулятором или спектральной фильтрацией. Заметим, что в традиционном методе самосжатия узкий пик формируется на широком пьедестале, что создает проблемы при дальнейшем усилении импульса.

При оценке длительности солитонных компонент следует иметь в виду, что при  $\tau_0/(2N - 1) \leq 100$  фс необходимо проявлять осторожность, чтобы не выйти за пределы применимости невозмущенного нелинейного уравнения Шредингера.

#### 4. Анализ возмущений методом обратной задачи рассеяния

Компьютерное моделирование стимулированного распада вполне достоверно, но сопряжено с техническими трудностями в определении скоростей и форм-факторов «продуктов распада»: уравнение (1) приходится интегрировать до больших расстояний, на которых затухнут осцилляции амплитуды и полностью сформируются разделенные односолитонные компоненты. Альтернативой является использование теории возмущений для  $N$ -солитонных импульсов, базирующейся на аппарате обратной задачи рассеяния. Кратко сформулируем основные моменты этого подхода (детали приведены в [5, 9, 10]).

Нелинейное уравнение (1) эквивалентно условию совместности лаكсовой пары

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \eta} = \mathcal{L} \Phi, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = \mathcal{A} \Phi, \tag{3}$$

где матричные операторы  $\mathcal{L}(\eta, \xi, \lambda)$  и  $\mathcal{A}(\eta, \xi, \lambda)$  определяются следующим образом:

$$\mathcal{L} = \begin{pmatrix} -i\lambda & q \\ -q^* & i\lambda \end{pmatrix}; \tag{4}$$

$$\mathcal{A} = \begin{pmatrix} -i\lambda^2 + (i/2)|q|^2 & \lambda q + (i/2)(\partial q / \partial \eta) \\ -\lambda q^* + (i/2)(\partial q^* / \partial \eta) & i\lambda^2 - (i/2)|q|^2 \end{pmatrix};$$

$\Phi = \{\phi_1, \phi_2\}^T$  – функции Йоста;  $\lambda$  – спектральный параметр, а убывающее на бесконечности решение нелинейного уравнения Шредингера  $q(\eta, \xi)$  играет роль рассеивающего потенциала. Солитонная составляющая начальных условий  $q(\eta, \xi = 0)$  порождает набор дискретных собственных значений спектрального параметра, через который выражаются форм-факторы и скорости односолитонных компонент:

$$\chi_{2k-1} = 2\text{Im } \lambda_{2k-1}, \quad v_{2k-1} = 2\text{Re } \lambda_{2k-1}. \tag{5}$$

В частности, для  $q(\eta, \xi = 0) = N \operatorname{sech} \eta$  все собственные значения являются чисто мнимыми:  $\lambda_{2k-1} = i(k - 1/2)$ , где  $k = 1, 2, \dots, N$ .

Если связанное состояние  $N$  солитонов возмущается импульсом малой амплитуды, т. е.  $q(\eta, \xi = 0) = N \operatorname{sech} \eta + \delta q(\eta)$ , где  $\delta q(\eta) = \chi \operatorname{sech} \eta \exp(i\nu\eta + i\psi)$ , то общее число солитонов не изменяется, а собственные значения спектрального параметра  $\lambda_{2k-1}$  испытывают малые вариации  $\delta\lambda_{2k-1}$ . Использование общего подхода, развитого в [15], позволяет получить конкретные формулы для вариаций форм-факторов и скоростей:

$$\delta\chi_{2k-1} = \int_{-\infty}^{\infty} R_{2k-1}^s(\eta) \operatorname{Re}[\delta q(\eta)] d\eta, \tag{6}$$

$$\delta\nu_{2k-1} = \int_{-\infty}^{\infty} R_{2k-1}^{as}(\eta) \operatorname{Im}[\delta q(\eta)] d\eta,$$

где  $k = 1, 2, \dots, N$ . В формулах (6) симметричная ( $R_{2k-1}^s(\eta)$ ) и антисимметричная ( $R_{2k-1}^{as}(\eta)$ ) функции отклика выражаются через вариационные производные собственных значений:

$$R_{2k-1}^s = 2\operatorname{Im} \left( \frac{\delta\lambda_{2k-1}}{\delta q} + \frac{\delta\lambda_{2k-1}}{\delta q^*} \right), \tag{7}$$

$$R_{2k-1}^{as} = 2\operatorname{Im} \left( \frac{\delta\lambda_{2k-1}}{\delta q} - \frac{\delta\lambda_{2k-1}}{\delta q^*} \right).$$

Вариационные производные представляются следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\delta\lambda_{2k-1}}{\delta q}(\eta) = & i \frac{\Gamma(N+k)}{\Gamma^2(N)(2 \cosh \eta)^{2N}} \left[ B_{N-k-1}^{N-1}(\eta) \exp\left(-\frac{1}{2}\eta\right) \right. \\ & \left. + B_{N-k}^{N-1}(\eta) \exp\left(-\frac{1}{2}\eta\right) \right]^2, \end{aligned} \tag{8}$$

$$\frac{\delta\lambda_{2k-1}}{\delta q^*}(\eta) = \frac{\delta\lambda_{2k-1}}{\delta q}(-\eta),$$

где  $\Gamma$  – гамма-функция, а  $B_n^m(\eta) = (-i)^m C_n^m(-i \sinh \eta)$  – функции, в которых  $C_n^m(x)$  – полиномы Гегенбауэра, определяемые как решения обыкновенного дифференциального уравнения

$$(1-x^2) \frac{d^2 C_n^m}{dx^2} - (2m+1)x \frac{dC_n^m}{dx} + n(n+2m)C_n^m = 0. \tag{9}$$

Функции отклика  $R_{2k-1}^s(\eta)$  и  $R_{2k-1}^{as}(\eta)$  приведены на рис.4 для связанного состояния с  $N = 3$ . Для старшего

солитона функция  $R_5^s(\eta)$  унимодальна. По мере уменьшения номера солитона число максимумов возрастает, но они становятся менее ярко выраженными. Ширина функций  $R_{2k-1}^s(\eta)$ , определяющих вариации форм-факторов, монотонно растет с увеличением номера  $k$ . В результате форм-фактор солитонной компоненты наиболее чувствителен к возмущениям, имеющим характерный масштаб порядка ширины функции отклика для этой компоненты, т. к. соответствующий интеграл перекрытия в (6) максимален. Антисимметричные функции отклика  $R_{2k-1}^{as}(\eta)$ , определяющие вариации скорости, имеют структуру импульсно-модулированных осцилляций. Ширина функции  $R_{2k-1}^{as}(\eta)$  примерно соответствует ширине функции  $R_{2k-1}^s(\eta)$ , т. е. монотонно растет с уменьшением номера  $k$ , а период осцилляций меняется слабо.

Понимание структуры функций отклика весьма важно: оно позволяет осуществить селективное воздействие на ту или иную односолитонную компоненту многосолитонного импульса – как бы «выбить» из солитонного комплекса нужную составляющую за счет выбора формы, сдвига частоты и фазы возмущающего импульса.

На рис.3 вместе с данными компьютерного моделирования приведены результаты расчетов по формулам (6) зависимостей  $\delta\chi_{2k-1}$  и  $\delta\nu_{2k-1}$  от сдвига частоты возмущающего импульса. Отметим удовлетворительное соответствие этих результатов. Кроме того, из (6) следует, что приращения форм-факторов и скоростей пропорциональны амплитуде  $\chi$  возмущающего импульса, а при наличии сдвига фаз  $\psi$  справедливо  $\delta\chi_{2k-1} \sim \cos \psi$  и  $\delta\nu_{2k-1} \sim \sin \psi$ . Как показала проверка, эти следствия выполняются при  $\chi < 1/2$ .

### 5. Роль временного смещения возмущающего импульса

Вернемся к обсуждению вопроса оптимизации стимулированного распада и рассмотрим роль временного смещения возмущающего импульса в этом процессе. В качестве возмущающего использовался односолитонный импульс с близким к единице форм-фактором:

$$\begin{aligned} q(\eta, \xi = 0) = & N \operatorname{sech} \eta \\ & + \chi \operatorname{sech}[\chi(\eta - \eta_0)] \exp[i\nu(\eta - \eta_0) + i\psi], \end{aligned} \tag{10}$$

где  $\eta_0$  – первоначальное временное смещение. Типичная динамика распада иллюстрируется на рис.2,б. Наличие временного смещения приводит к уменьшению перекры-

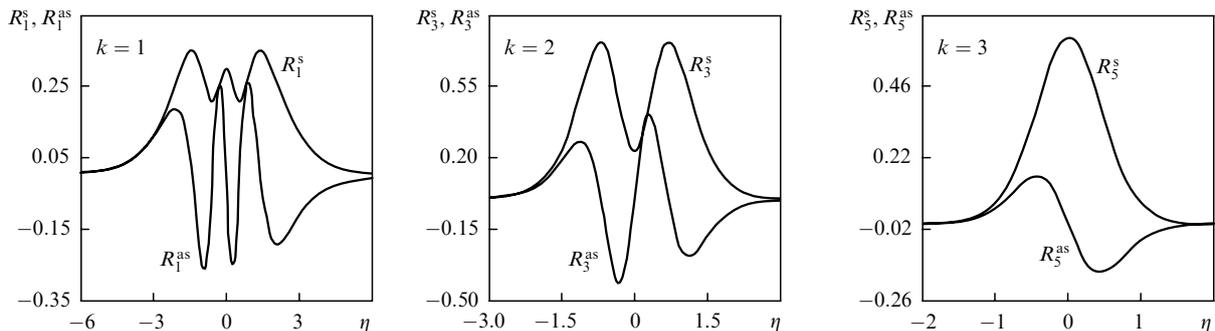


Рис.4. Симметричные ( $R_{2k-1}^s$ ) и антисимметричные ( $R_{2k-1}^{as}$ ) функции отклика для связанного состояния трех солитонов с  $k = 1, 2, 3$ .

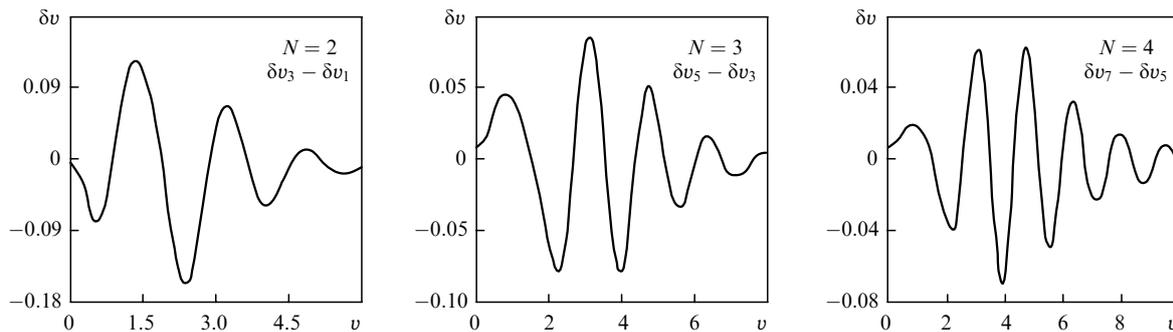


Рис.5. Зависимости разности приращений скоростей  $\delta v = \delta v_{2N-1} - \delta v_{2N-3}$  двух старших солитонов от сдвига частоты возмущающего импульса  $v$  при разных  $N$  и  $\eta_0 = 4$ ,  $\chi = 0.8$ ,  $\psi = 0$ .

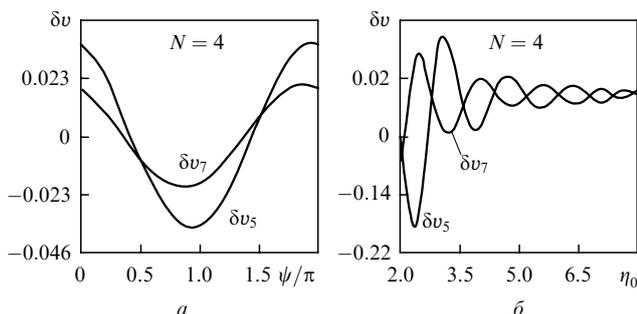


Рис.6. Зависимости приращений скоростей  $\delta v_7$  и  $\delta v_5$  от начальной фазы возмущающего солитона  $\psi$  при  $\eta_0 = 4$ ,  $\chi = 0.8$  и  $v = 0.7$  (а), а также от начального смещения  $\eta_0$  при  $\chi = 0.8$ ,  $\psi = 0$  и  $v = 3.9$  (б).

тия волновых полей и к замедлению процесса стимулированного распада, скорость которого определяется разностью приращений  $\delta v = \delta v_{2N-1} - \delta v_{2N-3}$  скоростей старших солитонных компонент. Зависимости этой разности от сдвига частоты  $v$  возмущающего импульса приведены на рис.5 для солитонных комплексов с  $N = 2, 3, 4$ . Все зависимости имеют характер импульсно-модулированных осцилляций. Период этих осцилляций незначительно увеличивается с уменьшением как  $N$ , так и  $v$ . Максимальная амплитуда осцилляций заметно убывает с увеличением  $N$ .

На рис.6,а показаны зависимости приращений скоростей двух старших солитонов от начальной разности фаз  $\psi$  между возмущающим и  $N$ -солитонным импульсами. Эти зависимости хорошо аппроксимируются функцией  $\sin(\psi + \psi_k)$ , где константы  $\psi_k$  зависят от номера солитона и обращаются в нуль при  $\eta_0 \rightarrow 0$ . На рис.6,б представлены зависимости приращений скоростей  $\delta v_{2N-1}$  и  $\delta v_{2N-3}$  от временного смещения  $\eta_0$  между  $N$ -солитонным и возмущающим импульсами при фиксированном сдвиге частоты последнего. Приращения скоростей, быстро осциллируя, спадают к нулю с ростом  $\eta_0$ , и столкновение  $N$ -солитонного комплекса с первоначально весьма удаленным солитоном, как и следовало ожидать, не приводит к распаду. Иными словами, в этом случае вырождение по скоростям не снимается, поскольку принципиальным для снятия вырождения является исходное перекрытие волновых полей и асимметрия интерференционной компоненты.

## 6. Заключение

Стимулированный распад  $N$ -солитонных импульсов представляется вполне возможным методом сокращения их длительности в  $2N - 1$  раз при условии, что параметры возмущающего импульса оптимизированы. Длины, на которых происходит отделение старшего солитона, хотя и велики (порядка 10 дисперсионных длин), но вполне доступны для экспериментальной реализации, особенно если речь идет об исходной длительности порядка одной пикосекунды, для которой в волоконном световоде дисперсионная длина составляет 30–40 м.

Анализ структуры функций отклика  $N$ -солитонных импульсов, полученных по методу обратной задачи рассеяния, позволяет понять возможности селективного воздействия на ту или иную односолитонную компоненту за счет максимизации соответствующего интеграла перекрытия. В принципе это открывает перспективу для более тонких манипуляций с односолитонными компонентами, особенно в случае пространственных солитонов, для которых возможности формирования возмущающих пучков специального профиля с помощью масок, голограмм и т. п. гораздо шире, чем возможности нетривиальной модуляции пикосекундных импульсов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 03-02-16370).

1. Karpman V.I., Solov'ev V.V. *Physica D*, **3**, 487 (1981).
2. Gordon J.P. *Opt. Lett.*, **8**, 596 (1983).
3. Mitschke F.M., Mollenauer L.F. *Opt. Lett.*, **12**, 355 (1987).
4. Захаров В.Е., Шабат А.Б. *ЖЭТФ*, **61**, 118 (1971).
5. Захаров В.Е., Манаков С.В., Новиков С.П., Питаевский Л.П. *Теория солитонов. Метод обратной задачи* (М.: Наука, 1980).
6. Ablowitz M.J., Segur H. *Solitons and the inverse scattering transform* (Philadelphia: SIAM, 1981).
7. Satsuma J., Yajima N. *Progr. Theor. Phys. Suppl.*, **55**, 284 (1974).
8. Anderson D., Lisak M. *Opt. Lett.*, **11**, 174 (1986).
9. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988).
10. Afanasjev V.V., Vysloukh V.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **11**, 2385 (1994).
11. Kodama Y., Hasegawa A. *Opt. Lett.*, **16**, 208 (1991).
12. Kodama Y., Nozaki K. *Opt. Lett.*, **12**, 1038 (1987).
13. Mollenauer L., Stolen R., Gordon J., Tomlinson W. *Opt. Lett.*, **8**, 289 (1983).
14. Aleshkevich V., Kartashov Y., Vysloukh V. *Opt. Commun.*, **185** (4-6), 305 (2000).
15. Выслоух В. А., Иванов А. В., Чередник И. В. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **53**, 1514 (1989).