Министерство образования и науки Российской Федерации
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САРАТОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ Н.Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Базовая кафедра компьютерной физики и метаматериалов
в Саратовском филиале ИРЭ РАН им. В.А. Котельникова
физического факультета СГУ

Взаимодействие оптических солитонов, распространяющихся в волокне с периодическим изменением дисперсии

АВТОРЕФЕРАТ
ВЫПУСКНОЙ КАВЛИФИКАЦИОННОЙ (МАГИСТЕРСКОЙ) РАБОТЫ
студента 2 курса 251 ГРУППЫ
специальности 010701 «Физика»
физического факультета
Съестнова Ивана Викторовича

Научный руководитель
Доцент, к. ф.- м. н. ____________________________ А. И. Конюхов

Зав. кафедрой
Профессор, д. ф.- м. н. ____________________________ В. М. Аникин

САРАТОВ
2018

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

В выпускной квалификационной работе рассматривается процесс генерации импульсов высокой интенсивности в результате жесткого столкновения солитонов внутри дисперсионного осциллирующего оптоволокна. Жесткие столкновения приводят к изменению амплитуды солитонов, а также изменению групповой скорости и количества самих солитонов. Генерацию больших импульсов можно контролировать за счет изменения периода модуляции и временного разделения между столкновениями фундаментальных солитонов.

Задачи магистерской работы:

1. Рассмотреть процесс генерации импульсов высокой интенсивности в результате жесткого столкновения солитонов внутри дисперсионного осциллирующего оптоволокна.
2. Ознакомиться с понятием солитонов.
3. Ознакомиться с явлением самоиндуцированной прозрачности и нерезонансными солитонами огибающей
4. Ознакомиться с фемтосекундными солитонами длительностью в несколько периодов оптических колебаний
5. Рассмотреть поведение солитонов в оптическом волокне
6. Рассмотреть модель нелинейного уравнения Шредингера
7. Смоделировать столкновение двух солитонов
8. Исследовать возможность управления оптическими солитонами

Структура и объём работы. Магистерская работа состоит из введения, девяти глав, списка использованных источников. Общий объём работы составляет 38 страниц, 8 рисунков, 1 таблицы. Список использованных источников включает 18 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Определение солитона. Впервые слово солитон появилось после 1895 г., когда Кортевег и де Вриз описали распространение нелинейной поверхностной волны на мелкой воде в виде возвышения ее поверхности. Термин «мелкая вода» здесь обозначает то обстоятельство, что характерная *U* длина волны возмущения поверхности водной глади значительно превышает глубину водоема.

Уравнение Кортевега – де Вриза (КдВ) можно представить следующим образом

$$\frac{\partial U}{\partial t} + a\frac{\partial U}{\partial x} + \beta U\frac{\partial U}{\partial x} + \sigma\frac{\partial^3 U}{\partial x^3} = 0 \qquad (1)$$

где a - скорость линейной волны, x - пространственная координата, вдоль которой происходит волновое распространение, t - время.

Первые два слагаемых в (1) описывают бездисперсионное распространение линейной волны, третье слагаемое содержит нелинейность относительно искомой переменной *U*, а последнее соответствует дисперсии.

Таким образом, солитон есть результат взаимной компенсации нелинейности и дисперсии:

$$\text{СОЛИТОН} = \text{НЕЛИНЕЙНОСТЬ} + \text{ДИСПЕРСИЯ}$$

В 1965 году Н. Забуски и М. Крускал обнаружили, что решения уравнения Кортевега-де Вриза, описывающие распространение уединенных волн на мелкой воде, обладают особыми свойствами: они не испытывают дисперсионного уширения и упруго взаимодействуют, то есть сохраняют свою форму после столкновения и прохождения друг сквозь друга. Чтобы подчеркнуть исключительный элементарный характер этих уединенных волн, им дали название "солитон" (от англ. solitary - "уединенная", «- он» - типичное окончание таких терминов, как электрон, фотон и т.д., означающее "частица").

Самоиндуцированная прозрачность. Первый оптический солитон наблюдался в экспериментах Мак-Колла и Хана, открывших эффект самоиндуцированной прозрачности (СИП). Данное явление состоит в следующем: если на резонансную поглощающую среду подать импульс, интенсивность которого превышает некоторое пороговое значение, то импульс сам для себя просветляет среду таким образом, что распространяется в ней без затухания и без изменения своей формы.

Математически явление СИП описывается системой волновых и материальных уравнений Максвелла – Блоха:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial x} + \frac{1}{c}\frac{\partial \Omega}{\partial t} = -i\beta R$$

$$\frac{\partial R}{\partial t} = i\Delta R + i\Omega W \ (2)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \frac{i}{2}\left(\Omega^{\square} R - \Omega R^{\square}\right)$$

Здесь $\Omega = 2^{\,d\varepsilon}/_{\hbar}$ - комплексная частота Раби импульса, d – дипольный момент рассматриваемого квантового перехода, $\hbar$ - постоянная Планка, ε - комплексная огибающая электрического поля импульса, связанная с последним соотношением

$$E = \varepsilon exp[i(wt - kx)] + \text{к.с.} \ (3)$$

Сокращение «к.с.» обозначает комплексное сопряжение, k – волновое число, R – комплексная огибающая нестационарного атомного дипольного момента, индуцируемого полем импульса, W – разность населенностей между возбужденным и основным уровнями атома (инверсия), $\Delta = w_0 - w$ - отстройка поля импульса от резонанса с квантовым переходом, β – коэффициент, пропорциональный концентрации резонансных атомов.

Полная «площадь» солитона $A = \int_{-\infty}^{+\infty} \Omega dt' = 2\pi$. Это причина, по которой солитон СИП называется 2π - импульсом. Также для солитона СИП имеет место правило: «Высокий и худой бежит быстрее, чем толстый и низкий». Кроме того с укорочением импульса замедление в скорости его распространения становится менее явным, что и было зафиксировано экспериментально для пикосекундных импульсов.

Экспериментальное наблюдение СИП проводилось либо в кюветах с газом резонансно поглощающих молекул или атомарных паров, либо в стеклянных стержнях с резонансными примесями. Размеры таких сред невелики, и это осложняло наблюдение процесса взаимодействия нескольких импульсов. В 1992-1993 годах Мазатака Наказава с коллегами осуществили серию экспериментов по когерентному распространению ультракоротких импульсов (УКИ) в волоконном световоде, содержащем примеси эрбия, и наблюдали явление СИП при охлаждении волокна до гелиевых температур.

Нерезонансные солитоны огибающей. Пусть в изотропной среде распространяется мощный оптический импульс, несущая частота *w* которого далека от спектральных линий резонансного поглощения данной среды. В таких условиях нелинейность обусловлена тем, что мощный импульс в месте своего нахождения изменяет показатель преломления среды. Таким образом, общий показатель преломления n_{gen} среды начинает зависеть от интенсивности $I\ |\varepsilon|^2$:

$$n_{gen} = n_w + n_2|\varepsilon|^2 (4)$$

где n_w - линейный показатель преломления на частоте *w*, n_2 - нелинейный показатель преломления.

В таком случае импульсы, абсолютная длительность τ_p которых лежит в достаточно широком интервале от единиц наносекунд до сотен фемтосекунд, хорошо описывается нелинейным уравнением Шредингера (НЛУШ)

$$i\frac{\partial\varepsilon}{\partial x} = \frac{-k_2}{2}\frac{\partial^2\varepsilon}{\partial\tau^2} + \beta|\varepsilon|^2\varepsilon (5)$$

Здесь $\tau = t - {}^{z}/_{v_g}$, v_g - линейная групповая скорость световой волны на частоте *w*, $k_2 = \partial\left(\frac{1}{v_g}\right)/_{\partial w}$ - параметр дисперсии групповой скорости (ДГС), $\beta = 3w^{n_2}/_c$ - коэффициент кубической (керровской) нелинейности.

Положительные значения n_2 соответствуют фокусирующей нелинейности среды. Действительно, при $n_2 > 0$ значение n_{gen} возрастает с увеличением интенсивности $I\ |\varepsilon|^2$ импульса. В центре поперечного сечения данного импульса интенсивность максимальна. Из (4) следует, что здесь также максимально значение n_{gen}. Согласно принципу Ферми, волновые нормали должны загибаться в сторону увеличения n_{gen}, т.е. к центру оптического импульса, что соответствует явлению самофокусировки.

Аналогичные рассуждения приводят к выводу о дефокусирующем характере нелинейности при $n_2 < 0$.

Уравнение НЛУШ принадлежит к классу полностью интегрируемых и обладает солитонным решением в виде уединенного бегущего вдоль оси со скоростью импульса

$$\varepsilon = \frac{1}{\tau_p}\sqrt{\frac{-k_2}{\beta}}exp\left(i\frac{k_2}{2\tau_p^2}x\right)sech\left(\frac{t-\frac{z}{v_g}}{\tau_p}\right)(6)$$

Отсюда видно, что при фокусирующей нелинейности $(\beta > 0)$солитонное решение существует в спектральной области аномальной ДГС $(k_2 < 0)$. В случае фокусирующей нелинейности спектр солитона принадлежит области нормальной ДГС, где $(k_2 > 0)$. Данный вывод является общим и соответствует общим положениям теории солитонов.

Фемтосекундные солитоны длительностью в несколько периодов оптических колебаний. Одной из тенденций развития лазерной физики является создание световых импульсов все более коротких длительностей. В отечественной литературе оптические сигналы, содержащие порядка одного периода колебаний получили название предельно коротких импульсов (ПКИ), а в англоязычной литературе – few-cycle pulses (FCP). В этих условиях $w\tau_p\ 1$, поэтому уже невозможно ввести понятие огибающей. Таким образом, для фемтосекундных импульсов перестает выполняться приближение медленно меняющихся огибающих (ММО). Количество перешло в качество.

Редуцированная система Максвелла – Блоха (РСМБ), имеет вид:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial x} + \frac{1}{c}\frac{\partial \Omega}{\partial t} = -b\Im S$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = iw_0 S + i\Omega W \; (7)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} = -\Omega \Im S$$

Здесь $\Omega = 2^{dE}/_{\hbar}$, динамический параметр S имеет смысл комплексного нестационарного дипольного момента, коэффициент b пропорционален концентрации рассматриваемых двухуровневых атомов.

Формально система (7) схожа с (2). Принципиальное различие здесь заключается в том, что в (7) фигурируют не огибающие поля импульса e и атомного дипольного момента R, а сами поле E и дипольный момент S.

Таким образом, солитон огибающей СИП в условиях малой концентрации резонансных атомов есть частный случай бризерного решения системы РСМБ.

Динамика фемтосекундного импульса в изотропном диэлектрике подчиняется уравнению вида:

$$\frac{\partial E}{\partial x} + \alpha E^2 \frac{\partial E}{\partial \tau} - \beta \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + g\int_{-\infty}^{\tau} E d\tau' = 0 \; (8)$$

Все коэффициенты в (8) положительны. При этом условие $\alpha > 0$ соответствует фокусирующей нелинейности. Третье слагаемое в левой части (8) соответствует дисперсии электронного отклика, а последнее – дисперсии ионного. При этом электронный отклик дает положительный вклад в дисперсию групповой скорости, а ионный – отрицательный. Если в (8) пренебречь ионной дисперсией, то придем к уравнению МКдВ, но с разными знаками при нелинейности и дисперсии. В таких условиях данное уравнение не обладает локализованными солитонными и бризерными решениями. С физической точки зрения это означает, что при фокусирующей нелинейности солитоны могут образовываться только в области аномальной ДГС. Если в качестве диэлектрика взять кварцевое стекло, то аномальная ДГС соответствует ближнему инфракрасному диапазону. В пределе сильной аномальной ДГС в (8) можно отбросить электронную дисперсию (т.е. положить формально $\beta = 0$). Тогда (8) переходит в уравнение Шеффера, вновь принадлежащее к классу полностью интегрируемых. Понятно, что солитоны и бризеры данного уравнения упруго взаимодействуют между собой.

В ПКИ было численно получено бризероподобное решение полного уравнения (8) в виде импульса, содержащего порядка полутора оптических колебаний. Было приближенно найдено соответствующее аналитическое решение. Для существования такого решения принципиальна роль ионного отклика (интегрального слагаемого в (8)). Для фемтосекундных солитонов, вмещающих порядка одного оптического колебания, снова выполняется правило «Высокий и худой бежит быстрее, чем толстый и низкий». А в квазимонохроматическом пределе ($w\tau_p \gg 1$) групповая скорость, как и в случае солитонов НЛУШ, перестает зависеть от длительности импульса.

Далее совершенно естественной представляется попытка обобщения уравнения (8) на оптические кристаллы (анизотропные среды). Так как в таких кристаллах оптический импульс имеет обыкновенную E_0 и необыкновенную E_e компоненты, то его поле следует рассматривать как векторное. Поэтому вместо одного уравнения получаем систему:

$$\frac{\partial E_o}{\partial x} + \frac{n_o}{c}\frac{\partial E_o}{\partial t} + a_2\frac{\partial}{\partial t}\left(E_e E_o\right) + a_3\frac{\partial}{\partial t}\left(E_e^2 E_o\right) + \alpha_{3o}E_0^2\frac{\partial E_o}{\partial t} - \beta_o\frac{\partial^3 E_o}{\partial t^3} + g\int_{-\infty}^{t} E_o dt' = 0 \qquad (9)$$

$$\frac{\partial E_e}{\partial x} + \frac{n_e}{c}\frac{\partial E_e}{\partial t} + a_2 E_o\frac{\partial E_o}{\partial t} + b_2 E_e\frac{\partial E_e}{\partial t} + a_3\frac{\partial}{\partial t}\left(E_o^2 E_e\right) + \alpha_{3e}E_e^2\frac{\partial E_e}{\partial t} - \beta_e\frac{\partial^3 E_e}{\partial t^3} + g\int_{-\infty}^{t} E_e dt' = 0$$

(10)

Здесь n_0 и n_e - безынерционные части обыкновенного и необыкновенного показателей преломления соответственно; коэффициенты в (9) и (10) зависят от угла распространения импульса по отношению к оптической оси кристалла.

В отличие от (8), система (9), (10) содержит, кроме кубической, квадратичную нелинейность, как и должно быть в анизотропных средах. Заметим, что при $\varphi = 0$ система (9), (10) сводится к одному уравнению вида (8). Это понятно, так как распространение вдоль оптической оси равносильно распространению импульса в изотропной среде.

Из (9), (10) видно, что обыкновенная и необыкновенная компоненты импульса входят в данную систему несимметричным образом. Это и понятно, так как в силу одноосной симметрии должна соблюдаться инвариантность относительно операции $E_0 \to -E_0$, а относительно преобразования $E_e \to -E_e$ инвариантность отсутствует. Кроме того из последней системы следует, что обыкновенная компонента импульса играет доминирующую роль, т.е. если на входе $E_0 = 0$, то это условие будет выполняться и в самом кристалле. Таким образом, обыкновенная компонента способна за счет нелинейности породить необыкновенную, а необыкновенная – обыкновенную неспособна. Полагая в (9), (10) $E_0 = 0$ и ограничиваясь в (12) нелинейностью низшего (второго) порядка, а также учитывая только электронную дисперсию, придем к уравнение КдВ для необыкновенной компоненты. Таким образом, мы нашли применение уравнения КдВ в оптике фемтосекундных импульсов.

В заключение настоящего раздела отметим одно явление, связанное с нелинейной оптикой как квазимонохроматических, так и предельно коротких импульсов.

Если в (9), (10) для обыкновенной компоненты воспользоваться представлением квазимонохроматической волны и для нее использовать приближение медленно меняющейся огибающей, а необыкновенную составляющую рассматривать без данного приближения, то придем к системе вида:

$$i\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \frac{k_2}{2}\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \tau^2} = -\alpha E_e \varepsilon (13) \qquad (11)$$

$$\frac{\partial E_e}{\partial x} = \beta \frac{\partial}{\partial \tau}(|\varepsilon|^2)(14) \qquad (12)$$

Здесь $\tau = t - {}^{x}/{v_g}$, v_g - линейная групповая скорость обыкновенной волны, получаемая из (9), (10) в пределе $w\tau_p \gg 1$, а коэффициенты α и β выражаются через соответствующие коэффициенты при квадратичных нелинейностях в (9) и (10); параметр k_2, как и в случае НЛУШ, имеет смысл коэффициента дисперсии групповой скорости.

Уравнения (11), (12) известны в теории нелинейных волн как система Ядзимы – Ойкавы. Она также принадлежит к полностью интегрируемым системам.

Анализ солитонного решения (11), (12) показал, что обыкновенная квазимонохроматическая компонента порождает в среде импульс необыкновенной волны без несущей частоты и затем на этом импульсе испытывает рассеяние. Можно говорить как бы о саморассеянии. В результате данного саморассеяния несущая частота импульса обыкновенной волны испытывает сдвиг в красную область, пропорциональный ее же входной интенсивности. Можно сказать, что каждый фотон обыкновенной волны отдает часть энергии в необыкновенную составляющую, испытывая при этом естественное «покраснение»

Солитоны в оптическом волокне. Когерентное распространение УКИ и самоиндуцированная прозрачность не единственная область нелинейной оптики, где обнаруживаются солитоны. Давно известно явление самофокусировки, в частном случае двумерной самофокусировки, при которой поперечное распределение электрического поля пучка света не меняется вдоль оси пучка, описывается солитонными решениями нелинейного уравнения Шредингера (НЛУШ). В этом случае говорят о пространственных солитонах. Временной аналог самофокусировки - автомодуляция волн в нелинейной среде - приводит к образованию цепочки солитонов (отвечающих решениям нелинейного уравнения Шредингера, в котором временная и пространственная переменные меняются местами).

Стремительное развитие теории распространения оптических импульсов в нелинейной слабодиспергирующей среде началось с работы А. Хасегавы и Ф. Тапперта, в которой была показана возможность образования оптического солитона в нелинейном волоконном световоде.

Модель нелинейного уравнения Шредингера. Для описания распространения импульсов в дисперсионном осциллирующем оптоволокне с аномальной дисперсией и нелинейностью Керра, используем модель нелинейного уравнения Шредингера (НЛУШ) с переменными коэффициентами.

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -i\frac{B_2(z)}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial \eta^2} + i\gamma(z)|A(z,\eta)|^2 A \qquad (13)$$

где $A(z,\eta)$ – комплексная амплитуда электрического поля, z – длина распространения, η – время координатной системы (z = z, η = t → z/u), u – групповая скорость импульса. Параметр γ(z) – коэффициент нелинейности Керра и $B_2(z)$ – коэффициент дисперсии второго порядка. Дисперсионное осциллирующее волокно имеет следующие параметры:

$$\gamma(z) = \langle\gamma\rangle\left(1 + 0.028 sin\left(2\pi\frac{z}{z_m}\right)\right), B_2(z) = \langle B_2\rangle\left(1 + 0.2 sin\left(2\pi\frac{z}{z_m}\right)\right)(16) \qquad (14)$$

где z_m – период модуляции. Среднее значение $\langle B_2\rangle$=-12.76 пс^{2}км$^{-1}$, $\langle\gamma\rangle$=8.2Вт$^{-1}$км$^{-1}$. Так как дисперсионная амплитуда модуляции $B_2(z)$ превышает нелинейную амплитуду модуляции $\gamma(z)$, то изучается направление движения солитонов в случае периодически изменяющейся дисперсии. В математической модели используется метод быстрого преобразования Фурье. Для подавления волн, отраженных от границ окна вычисления, используются особые граничные условия.

За начальное условие берется суперпозиция двух односолитонных импульсов:

$$A(0,\eta) = A_0 sech\left(\frac{\eta}{\eta_0} - T\right) + A_0 sech\left(\frac{\eta}{\eta_0} + T\right)(17)$$

где η_0 = 1,13 пс начальная длительность импульса;

$A_0 = \eta_0^{-1}\left(\frac{|\langle\beta_2\rangle|}{\langle\gamma\rangle}\right)^{\frac{1}{2}}$ - начальная амплитуда одного солитона.

Безразмерный параметр T определяет разделение между пиками начальных импульсов.

Чтобы проанализировать численные параметры НЛУШ с изменяющимися коэффициентами был использован обратный метод рассеяния.

Алгоритм для оценки параметров солитонов включает три шага:

1. Находится численное значение солитона по уравнению (13) при фиксированном значении $z = z_S$ и $A(n) = A(z_S,n)$,

2. Для функции A(n) вычисляется матрица рассеяния НЛУШ с фиксированными значениями дисперсии и коэффициента нелинейности: $B_2 = B_2(z_S)$ и $\gamma = \gamma(z_S)$

3. Используя метод Ньютона, мы находим комплексные числа (спектральные параметры) λ_j , которые соответствуют нулевому коэффициенту матрицы рассеяния: $a^*(\lambda_j) = 0$.

Если данные шаги проведены при $z = z_S$, то в результате получатся спектральные параметры солитонов, как функция от их расстояния распространения: $\lambda_j = \lambda_j(z)$

Комплексная огибающая от j-того фундаментального солитона определяется следующим образом:

$$A_j(z,n) = R_j sech(k_j n - \tau_j - v_j z) exp\left(i\varphi_j(z,n)\right) \qquad (16)$$

где R_j - амплитуда солитона; k_j - инверсия периода солитона; τ_j -координаты пика импульса; $\varphi_j(z,n)$- фаза поля; v_j- определяет изменения групповой скорости солитона.

Амплитуду, период и групповую скорость можно выразить через параметр λ_j:

$$R_j = \tau_0^{-1}\left(\frac{|B_2|}{\gamma}\right)^{\frac{1}{2}}\left(2\Im(\lambda_j)\right)$$

$$k_j = \tau_0^{-1}\left(2\Im(\lambda_j)\right) \qquad (17)$$

$$v_j = B_2\tau_0^{-1}\left(2\Re(\lambda_j)\right)$$

где $\tau_0 = n_0\left(\frac{|B_2|}{\gamma}\right)\left(\frac{\langle|B_2|\rangle}{\langle\gamma\rangle}\right)^{-1}$ период фундаментального солитона в волноводе с адиабатическим изменением параметров $B_2(z)$ и $\gamma(z)$. Параметры λ_j показывают энергию солитона

$$J_j = 2R_j^2 k_j^{-1} = J_0\left(2\Im(\lambda_j)\right) \qquad (18)$$

где $J_0 = 2A_0^2 n_0 = 2n_0^{-1}\left(\frac{\langle|B_2|\rangle}{\langle\gamma\rangle}\right)$ энергия фундаментального солитона с амплитудой A_0 и длительностью импульса n_0.

Сдвиг импульсной несущей частоты: $\Delta\Omega = \tau_0^{-1}\left(2\Im(\lambda_j)\right)$ (19)

Однако,(16) и (18) не являются «чистым» решением для солитона НЛУШ (13) с переменными коэффициентами. Параметры (20) были найдены с предположением, что после прохождения через волокно с периодически меняющейся дисперсией свет распространяется в волокне с постоянной дисперсией и коэффициентами нелинейности. На самом деле это означает, что в каждом шаге z численное решение $A(z,n)$ проанализировано, используя данные обратной проблемы рассеивания, сформулированной для НЛУШ с фиксированной дисперсией $(B|\square|2)$ и коэффициентами нелинейности (γ). Этот подход использовался ранее, чтобы проанализировать динамику солитона в случае расщепления бризера с двумя солитонами.

Столкновение двух солитонов. В этой главе рассматривается распространение двух солитонов с начальным разделением импульсов T=2 и T=6. Для пары солитонов, распространяющихся в оптоволокне постоянного диаметра ($z_m=\infty$), существует аналитическое решение. Синфазные солитоны периодически притягиваются и отталкиваются. Период этих осцилляций равен:

$$z_p = 2z_0(\lambda_1^2 - \lambda_2^2)(22)$$

где $z_0 = \left(\frac{\pi}{2}\right)n_0^2|\langle B_2\rangle|^{-1} = 0.158km$ период солитона при постоянном диаметре оптоволокна ($z_m=\infty$).

В случае НЛУШ с постоянными коэффициентами ($z_m=\infty$), солитоны взаимодействуют упруго и их параметр λ_j не меняется. Если создать такую ситуацию, в которой солитоны будут взаимодействовать жестко, то параметр λ_j изменится. Столкновение двух солтонов ведет к формированию импульса высокой интенсивности. Часть выделенной при этом энергии формирует дисперсионную волну и выходит из основного импульса. Генерация дисперсионных волн вызывает периодические изменения дисперсии.

Преобразование двух сталкивающихся солитонов можно найти при различных периодах модуляции и различных разделениях начальных импульсов. Пример показан на Рисунке 6 при T=6. Изменение дисперсии в оптоволокне ведет к объединению солитонов на расстоянии z=15.1 км от начала оптоволокна. После этого, импульс разделяется на центральный солитон и два низкочастотных солитона. На расстоянии z=50 км максимальная мощность импульса в девять раз больше, чем у сторонних импульсов. После того как солитон объединяется, появляется дополнительное, третье решение при z=15.46 км. Это решение появляется при $\Re(\lambda) = 0$ и $\Im(\lambda) = 0$. Переходный процесс сопровождается формированием двух слабых импульсов со смещенной несущей частотой и одним интенсивным импульсом. Во время последующего распространения возможно только сокращение импульсной энергии из-за эмиссии дисперсионной волны. В случае односолитонного импульса, у дисперсионной волны самая высокая интенсивность наступает, когда период изменения дисперсии совпадает с периодом солитона. Период изменения дисперсии, z_m= 2 км, не совпадает с периодом выходящего солитона, так что энергетическая потеря за счет эмиссии дисперсионной волны – довольно медленный процесс.

Импульсы высокой интенсивности способны распространяться на достаточно большие расстояния. Однако, НЛУШ не воспринимает дисперсию высокого порядка и другие виды нелинейных воздействий на оптоволокно. Эффект возмущения может привести к разрушению режимов распространения, которые можно рассмотреть как исчезновение импульса высокой интенсивности (волны большой амплитуды).

Вынужденное комбинационное рассеяние и дисперсия третьего порядка. Для рассмотрения вынужденного комбинационного рассеяния и дисперсии третьего порядка, представим НЛУШ в следующей форме:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -i\frac{B_2(z)}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial \eta^2} + \frac{B_3(z)}{6}\frac{\partial^3 A}{\partial \eta^3} + i\left(\gamma(z)|A(z,\eta)|^2 + \gamma_R(z)Q(z,\eta)\right)A(z,\eta) \quad (21)$$

где $B_3(z) = \langle B_3\rangle\left(1 + 0.095 sin\left(\frac{2\pi z}{z_m}\right)\right)$, $\langle B_3\rangle = 0.0761\text{пс}^3\text{км}^{-1}$ и $\gamma_R(z) = \langle\gamma_R\rangle\left(1 - 0.028 sin\left(\frac{2\pi z}{z_m}\right)\right)$, $\langle\gamma_R\rangle = 1.8\text{Вт}^{-1}\text{км}^{-1}$. Запаздывание вынужденного комбинационного рассеяния $Q(z,\eta)$ это приближение затухающих колебаний относящихся к конкретному виду колебаний:

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial \eta^2} + \frac{2}{T_2}\frac{\partial Q}{\partial \eta} + \Omega^2 Q(z,\eta) = \Omega^2|A(z,\eta)|^2 \quad (22)$$

где $T_2 = 32\text{фс}, \Omega = 13.1\text{ТГц}$. Остальные параметры в (21) такие же как в (15). Уравнение (23) решается с использованием метода расщипленного шага.

Для импульса с рассмотренными параметрами вынужденное комбинационное рассеяние играет главную роль в изменении процесса генерации импульсов высокой интенсивности. Такой генерации импульсов можно достичь с помощью различных периодов модуляции z_m. При наличии вынужденного комбинационного рассеяния, количество подходящих периодов модуляции сильно уменьшается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Периодическая модуляция диаметра оптоволокна предлагается как метод управления взаимодействием солитонов. Генерация раздельной высокой интенсивности из-за жестких столкновений солитонов похожа на генерацию волн большой амплитуды в состоянии бризера. Структуры поля, представленные в работе, стабильны и распространяются на большие расстояния. Однако, представление возмущений в нелинейном уравнении Шредингера может значительно уменьшить расстояние распространения импульса высокой интенсивности. Затухание импульса может быть рассмотрено как исчезновение волн большой амплитуды. Генерация волн большой амплитуды в дисперсионном осциллирующем оптоволокне может быть обеспечена при контроле за периодом модуляции и временем между максимумами начальных импульсов. Объединение двух солитонов позволяет получить импульс с относительно высокой максимальной мощностью. Этот эффект можно использовать для преобразования последовательности близко расположенных импульсов в новые, более мощные импульсы.

Список используемой литературы

1. Dudley J. M., Dias F., Erkintalo M., Genty G., "Instabilities, breathers and rogue waves in optics," Nature Photonics 8, 755–764 (2014).
2. Konyukhov A. I., Dorokhova M. A., Melnikov L. A., and Plastun A. S., "Inelastic collision and fusion of optical solitons in dispersion oscillating fiber," Laser Physics Letters 12(5), 055103 (2015).
3. Sysoliatin A. A., Dianov E. M., Konyukhov A. I., Melnikov L. A. and Stasyuk V. A., "Soliton splitting in a dispersion-oscillating fiber," Laser Phys. 17, 1306–1310 (2007).
4. Делоне Н.Б. Нелинейная оптика // Соросовский образовательный журнал 1997.
5. Кудряшов Н.А. Нелинейные волны и солитоны // Соросовский образовательный журнал 1997.
6. Агравал Г.П. Нелинейная волоконная оптика, 1996