

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
«МИФИ»

---

ИНСТИТУТ ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНЫХ КИБЕРНЕТИЧЕСКИХ СИСТЕМ  
КАФЕДРА №31 ПРИКЛАДНАЯ МАТЕМАТИКА

На правах рукописи  
УДК 517.9

МЕДВЕДЕВ ВИКТОР АЛЕКСАНДРОВИЧ

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СОЛИТОННЫХ РЕШЕНИЙ  
НЕЛИНЕЙНОГО УРАВНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРА С ТРЕМЯ НЕЛИНЕЙНОСТЯМИ

Выпускная квалификационная работа магистра

Направление подготовки 01.04.02 «Прикладная математика и информатика»

Выпускная квалификационная  
работа защищена  
«\_\_\_\_\_» 20\_\_ г.  
Оценка \_\_\_\_\_  
Секретарь ГЭК \_\_\_\_\_ Чмыхов М.А.

г.Москва 2024

## **ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА**

к выпускной квалификационной работе на тему:

### **ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СОЛИТОННЫХ РЕШЕНИЙ НЕЛИНЕЙНОГО УРАВНЕНИЯ ШРЁДИНГЕРА С ТРЕМЯ НЕЛИНЕЙНОСТЯМИ**

Студент–дипломник \_\_\_\_\_ Медведев В.А.

Руководитель проекта \_\_\_\_\_ д.ф.-м.н., профессор Кудряшов Н.А.

Рецензент \_\_\_\_\_ к.ф.-м.н., доцент Пельмень П.П.

Зав. кафедрой №31 \_\_\_\_\_ д.ф.-м.н., профессор Кудряшов Н.А.

# Реферат

Отчет 34 страниц, 1 часть., 13 рисунков, 0 таблиц, 40 источников, 0 приложений.

Ключевые слова: обобщённое нелинейное уравнение Шрёдингера, псевдоспектральный метод Фурье, оптический солитон, численное моделирование, нелинейная оптика, нелинейные уравнения в частных производных

Объектом исследования является уравнение в частных производных, описывающее распространение импульсов в оптоволокне.

Цель работы - построить оптические солитоны для исследуемого уравнения, численно исследовать процессы их распространения при различных начальных условиях, сравнить численные результаты с аналитическими и исследовать влияние старших степеней нелинейности на решения классического нелинейного уравнения Шрёдингера.

Метод проведения работы: последовательное применение приёмов поиска частных решений уравнений в частных производных, численное исследование аналитических решений при помощи конечно-разностного метода и псевдоспектрального метода Фурье, математическое моделирование.

Результаты работы: для существования полученных аналитически оптических солитонов исследуемого уравнения определена область допустимых параметров математической модели. Представлена модификация конечно-разностного метода и псевдоспектрального метода Фурье для численного исследования процессов распространения импульсов в рамках исследуемой модели. Дано сравнение аналитического решения с результатами численных расчётов. Исследован процесс распространения оптического солитона исследуемого уравнения при возмущении начальных данных и в условиях случайного шума. Обсуждён факт численной устойчивости найденных аналитических решений. Проанализировано влияние нелинейных членов пятой и седьмой степеней на распространение уединенных волн нелинейного уравнения Шрёдингера. Изучены процессы столкновения солитонов нелинейного уравнения Шрёдингера при влиянии нелинейных членов пятой и седьмой степеней. Показано, что столкновения носят неупругий характер.

Область применения: проектирование оптоволоконных линий.

Экономическая эффективность или значимость работы: позволяет при определённой выбранной математической модели, описывающей физический процесс распространения импульсов в оптоволокне, подобрать параметры для построения устойчивых импульсов, пригодных для передачи сигналов.

# Оглавление

1	Введение . . . . .	4
1.1	Роль солитонов в передаче сигналов . . . . .	4
1.2	Текущая работа, её цели и задачи . . . . .	6
2	Аналитический анализ . . . . .	8
2.1	Аналитическое решение для уравнения Шрёдингера с тремя нелинейностями . . . . .	8
2.2	Модификации численных методов для моделирования процессов, описываемых уравнением Шрёдингера с тремя нелинейностями .	12
3	Численный анализ . . . . .	14
3.1	Сравнение и валидация численных методов решения задачи распространения оптических импульсов . . . . .	14
3.2	Применение метода Фурье для моделирования процесса распространения уединённой волны, описываемой уравнением Шрёдингера с тремя нелинейностями . . . . .	16
3.3	Взаимодействие солитона с возмущением в начальных условиях .	17
3.4	Анализ влияния высших степеней нелинейности на распространение уединённой волны . . . . .	19
3.5	Столкновения солитонов в присутствии высших степеней нелинейности . . . . .	25
4	Заключение . . . . .	28

# 1 Введение

## 1.1 Роль солитонов в передаче сигналов

За последние пару десятилетий область телекоммуникаций претерпела существенную эволюцию благодаря впечатляющему прогрессу в разработке оптических волокон, оптических усилителей, передатчиков и приемников. В современной оптической системе связи линия передачи состоит из оптических волокон и усилителей, составляющих волновод [1]. Основная идея волновода состоит в том, чтобы направлять луч света, используя изменение показателя преломления в поперечном направлении, чтобы заставить свет проходить по четко определенному каналу. Зависимость показателя преломления от поперечного направления, направления, перпендикулярного тому, в котором распространяется волна, может быть непрерывной или дискретной. Но в любом из случаев показатель преломления максимальен в канале, по которому требуется направлять свет.

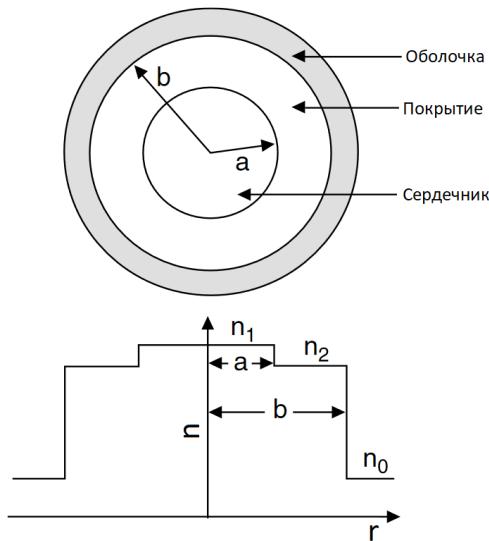


Рис. 1: Зависимость показателя преломления от радиуса поперёк оптического кабеля[2]

В 1973 году, Акира Хасегава и Фредерик Тапперт сформулировали условия существования световых оптических солитонов в одномодовых оптических волокнах и предположили возможность их использования при передаче сигналов.[3, 4]. В 1980 году возможность использования световых солитонов в одномодовых оптических волокнах была экспериментально подтверждена Молленгаузером, Столеном и Гордоном [5, 6], что дало мощный толчок развитию нелинейной оптики [7, 8, 9, 10].

Хорошо известно, что нелинейное уравнение Шрёдингера (НУШ), которое включает дисперсию групповой скорости и самомодуляцию фазы, является основным нелинейным уравнением, используемым для описания динамики импульсов. Классическое

НУШ имеет следующий вид:

$$iu_t + au_{xx} + |u|^2 u = 0, \quad (1)$$

где  $u(x, t)$  - комплексная функция,  $i^2 = -1$  и  $a$  - параметры модели. Это уравнение является параболическим, что обуславливает особенности применения численных и аналитических методов для его исследования. Солитоны НУШ имеют форму огибающей группы волн, что позволяет использовать их для описания групповых свойств волнового пакета.

Для увеличения пропускной способности оптических волокон современные системы передачи используют всё более короткие импульсы. Но при использовании коротковолновых импульсов возрастает влияние на процесс некоторых физических эффектов, таких как дисперсия высокого порядка [11, 12, 13, 14, 15], самофокусировка [16], и вынужденное комбинационное рассеяние [17, 18]. Для корректного описания поведения оптических импульсов в присутствии данных эффектов, классическое НУШ обобщается - в уравнение вводятся производные высших порядков, уточняющие процессы дисперсии, и нелинейные члены высших порядков, описывающие процессы дисперсии [19, 20, 21, 22, 23]. Как следствие, различные обобщения НУШ обширно исследуются математиками по всему миру. В качестве примера стоит упомянуть работы [24, 25, 26, 27].

Учет всех перечисленных физических факторов существенно усложняет аналитическое исследование процессов, описываемых предлагаемыми математическими моделями. Поэтому с развитием вычислительных возможностей для исследований все чаще используются численные методы.

К примеру, НУШ, как классическое уравнение нелинейной оптики, было численно исследовано в работах [28, 29]. Эти работы подтвердили неустойчивость постоянных решений и показали, что неустойчивость не растет неограниченно, как ожидалось в линейной теории. Также в этих работах выявлен тот факт, что решение периодически возвращается к исходным условиям. Это явление, известное как повторяемость, наблюдалось также в работах Ферми, Пасты и Улама. [30]. В дополнение к нелинейной оптике, НУШ находит применение в физике плазмы и теории невязкой жидкости.

Среди первых схем, использованных для численного анализа НУШ, упомянем конечно-разностный и псевдоспектральные методы [28, 31]. Среди более продвинутых работ, стоит упомянуть работы [32, 33, 34, 35, 36, 37, 38], где дискретизация пространства осуществляется в основном с помощью методов конечных разностей или конечных элементов, а дискретизация времени осуществляется с использованием явных методов с переменным шагом [32, 33], метода расщепления [34], модифицированной схемы Кранка-Николсона [35] и прочих способов. Из-за хорошо изученных свойств, НУШ подходит для валидации новых разрабатываемых численных методов.

## 1.2 Текущая работа, её цели и задачи

Несмотря на разнообразие предложенных математических моделей, вопрос о том, какая из них наиболее подходит для описания процессов распространения импульсов, остается открытым. В текущей работе исследовано одно из обобщённых уравнений - нелинейное уравнение Шрёдингера с нелинейностями третьего, пятого и седьмого порядков, впервые представленное в работе [39]:

$$iu_t + au_{xx} + b_1|u|^2u + b_2|u|^4u + b_3|u|^6u = 0, \quad (2)$$

где  $u(x, t)$  - комплекснозначная функция,  $a, b_1, b_2$  и  $b_3$  - параметры модели. Для случая  $b_3 = 0$  исследование уравнения (2) представлено в книге [6].

Целями настоящей работы являются:

1. Аналитическое нахождение точного решения представленного уравнения;
2. Исследование факта устойчивости аналитического решения с помощью численного моделирования процессов распространения оптических импульсов;
3. Изучение влияния нелинейных членов высших степеней в исследуемой математической модели.

В работе решаются следующие задачи:

1. Построение аналитического решения исходного уравнения в виде уединённой волны с использованием метода прямых вычислений;
2. Определение области параметров модели, при которых построенное решение существует;
3. Модификация метода Фурье для численного решения задачи распространения оптических импульсов, описываемых математической моделью;
4. С целью установления факта устойчивости построенных решений - численное моделирование процессов:
  - (a) Распространения построенной уединённой волны;
  - (b) Распространения построенных солитонов при наличии возмущений в начальных условиях;
  - (c) Распространения построенных солитонов при наличии возмущений в уравнении;
  - (d) Взаимодействия построенных солитонов друг с другом в присутствии возмущений в математической модели.

Результаты работы представлены в следующем порядке. В разделе 2.1 построено аналитическое решение для уравнения (2) в форме уединённой волны с использованием метода неявных функций и метода простейших уравнений [40]. Проиллюстрирована область значений параметров модели, при которых построенное решение существует. В разделе 2.2 описаны модифицированные конечно-разностный и Фурье методы для моделирования процессов распространения оптических импульсов, описываемых уравнением (2). В разделе 3.1 представлена валидация и сравнение реализованных численных схем решения задачи распространения оптических импульсов. В разделе 3.2 представлено применение метода Фурье для моделирования процесса распространения уединенной волны, описываемого уравнением (2). В разделе 3.3 смоделировано взаимодействие солитонного импульса с возмущением в начальном условии. В разделе также исследован процесс распространения импульса в условиях случайного шума в начальном условии и обсуждён факт устойчивости построенного оптического солитона. В разделе 3.4 исследовано влияние более высоких степеней нелинейности на процесс распространения уединенной волны описываемой НУШ. В разделе 3.5 смоделированы процессы столкновения солитонов уравнения НУШ при наличии членов с более высокой нелинейностью при различных параметрах модели.

Метод исследования - аналитический анализ, численный анализ.

## 2 Аналитический анализ

### 2.1 Аналитическое решение для уравнения Шрёдингера с тремя нелинейностями

С целью упростить уравнение (2), используем переход к безразмерным величинам в следующем виде:

$$\begin{cases} u(x, t) = c_u u'(x, t), \\ t = c_t t', \\ x = c_x x', \end{cases} \quad (3)$$

При этом уравнение (2) запишется следующим образом:

$$i \frac{c_u}{c_t} u'_{t'} + \frac{a c_u}{c_x^2} u'_{x' x'} + b_1 c_u^3 |u'|^2 u' \left( 1 + c_u^2 \frac{b_2}{b_1} |u'|^2 + c_u^4 \frac{b_3}{b_1} |u'|^4 \right) = 0. \quad (4)$$

Принимая

$$\begin{cases} c_u = b_1^{-1/3}, \\ c_t = b_1^{-1/3}, \\ c_x = \sqrt{a} b_1^{-1/6}, \end{cases} \quad (5)$$

Для уравнения (4) получим:

$$i u'_{t'} + u'_{x' x'} + |u'|^2 u' \left( 1 + \varepsilon_2 |u'|^2 + \varepsilon_3 |u'|^4 \right) = 0, \quad (6)$$

где

$$\begin{cases} \varepsilon_2 = b_1^{-4/3} b_2, \\ \varepsilon_3 = b_1^{-7/3} b_3. \end{cases} \quad (7)$$

Будем искать решения уравнения (6) в виде:

$$u'(x', t') = y(z) e^{i(kx' - \omega t' - \theta_0)}, \quad z = x' - c_0 t', \quad k, \omega, c_0, \theta_0 \in \mathbb{R}, \quad (8)$$

где  $y(z)$  - действительнозначная функция. Подставляя (8) в уравнение (6), получим переопределённую систему уравнений для  $y(z)$  в виде

$$y_{zz} + \varepsilon_3 y^7 + \varepsilon_2 y^5 + y^3 + (\omega - k^2) y = 0, \quad (9)$$

$$(2k - c_0) y_z = 0. \quad (10)$$

уравнение (10) выполняется тождественно при  $c_0 = 2k$ . Уравнение (9) имеет первый интеграл:

$$y_z^2 + \frac{\varepsilon_3 y^8}{4} + \frac{\varepsilon_2 y^6}{3} + \frac{y^4}{2} + (\omega - k^2) y^2 = c_1. \quad (11)$$

Переходя к новой переменной  $y(z) = \sqrt{V(z)}$ , перепишем уравнение (11):

$$\frac{1}{4} V_z^2 + \frac{\varepsilon_3}{4} V^5 + \frac{\varepsilon_2}{3} V^4 + \frac{1}{2} V^3 + (\omega - k^2) V^2 - c_1 V = 0. \quad (12)$$

Используя метод неявных функций, будем искать решения уравнения (12) в виде  $V(z) = F(\xi)$ ,  $\xi = \psi(z)$ , полагая  $c_1 = 0$  и

$$\xi_z = \pm F(\xi), \quad (13)$$

что приводит к следующему уравнению:

$$F_\xi^2 + \varepsilon_3 F^3 + \frac{4}{3} \varepsilon_2 F^2 + 2F + 4(\omega - k^2) = 0. \quad (14)$$

Уравнение (14) может быть записано в виде:

$$\begin{aligned} \left[ \frac{d}{d\xi} \left( F + \frac{4\varepsilon_2}{9\varepsilon_3} \right) \right]^2 + \varepsilon_3 \left( F + \frac{4\varepsilon_2}{9\varepsilon_3} \right)^3 + \frac{2(27\varepsilon_3 - 8\varepsilon_2^2)}{27\varepsilon_3} \left( F + \frac{4\varepsilon_2}{9\varepsilon_3} \right) + \\ + \frac{128\varepsilon_2^3}{729\varepsilon_3^2} - \frac{8\varepsilon_2}{9\varepsilon_3} - 4k^2 + 4\omega = 0. \end{aligned} \quad (15)$$

Вводя следующие обозначения для постоянных величин:

$$\begin{aligned} g_2 &= \frac{64\varepsilon_2^2}{27\varepsilon_3^2} - \frac{8}{\varepsilon_3}, \\ g_3 &= \frac{512\varepsilon_2^3}{729\varepsilon_3^3} - \frac{32\varepsilon_2}{9\varepsilon_3^2} - \frac{16k^2}{\varepsilon_3} + \frac{16\omega}{\varepsilon_3}, \\ \psi &= -F - \frac{4\varepsilon_2}{9\varepsilon_3}, \end{aligned} \quad (16)$$

перепишем уравнение (15) в виде:

$$\left( \left( 2\varepsilon_3^{-1/2} \right) \psi_\xi \right)^2 = 4\psi^3 - g_2\psi - g_3. \quad (17)$$

Общее решение уравнения (17) может быть выражено через эллиптическую функцию Вейерштрасса, что позволяет записать:

$$F(\xi) = -\wp \left( \left[ \frac{1}{2}\sqrt{\varepsilon_3}(\xi - \xi_0) \right]; g_2, g_3 \right) - \frac{4\varepsilon_2}{9\varepsilon_3}. \quad (18)$$

Учитывая условие (13), возможно выразить  $\xi(z)$  в квадратурах:

$$z - z_0 = \pm \int \frac{d\xi}{F(\xi)} = \mp \int \frac{d\xi}{\wp \left( \left[ \frac{1}{2}\sqrt{\varepsilon_3}(\xi - \xi_0) \right]; g_2, g_3 \right) + \frac{4\varepsilon_2}{9\varepsilon_3}}, \quad (19)$$

однако, в общем случае, такой интеграл не может быть посчитан аналитически.

Стоит заметить, что для специального вида функции  $F(\xi)$  интеграл (19) может быть посчитан. Используя метод простейших уравнений [40], найдём решения (14) в виде:

$$F(\xi) = M_0 + M_1 Q(\xi) + M_2 Q^2(\xi), \quad (20)$$

где  $Q(\xi)$  - решение уравнения Риккати:

$$Q_\xi = \mu(Q^2 - Q), \quad (21)$$

имеющее следующий вид:

$$Q(\xi) = \frac{1}{1 + \exp(\mu(\xi - \xi_0))}. \quad (22)$$

Используя (21), и подставляя выражение (20) в уравнение (14), получим полином относительно  $Q(\xi)$ , равный нулю:

$$\begin{aligned} & (\varepsilon_3 M_2^3 + 4\mu^2 M_2^2) Q(\xi)^6 + (4\mu^2 M_1 M_2 - 8\mu^2 M_2^2 + 3\varepsilon_3 M_1 M_2^2) Q(\xi)^5 + \\ & + \left( \frac{4}{3}\varepsilon_2 M_2^2 - 8\mu^2 M_1 M_2 + \mu^2 M_1^2 + 4\mu^2 M_2^2 + 3\varepsilon_3 M_0 M_2^2 + 3\varepsilon_3 M_1^2 M_2 \right) Q(\xi)^4 + \\ & + \left( 4\mu^2 M_1 M_2 + \varepsilon_3 M_1^3 - 2\mu^2 M_1^2 + \frac{8}{3}\varepsilon_2 M_1 M_2 + 6\varepsilon_3 M_0 M_1 M_2 \right) Q(\xi)^3 + \\ & + \left( 2M_2 + \frac{4\varepsilon_2 M_1^2}{3} + \mu^2 M_1^2 + 3\varepsilon_3 M_0^2 M_2 + 3\varepsilon_3 M_0 M_1^2 + \frac{8}{3}\varepsilon_2 M_0 M_2 \right) Q(\xi)^2 + \\ & + \left( 2M_1 + 3\varepsilon_3 M_0^2 M_1 + \frac{8}{3}\varepsilon_2 M_0 M_1 \right) Q(\xi) + \\ & + \left( \frac{4}{3}\varepsilon_2 M_0^2 + 2M_0 + \varepsilon_3 M_0^3 - 4k^2 + 4\omega \right) = 0. \end{aligned} \quad (23)$$

Так как  $Q(\xi) \neq 0$ , коэффициенты полинома должны быть тождественно равны нулю. Это приводит к следующим ограничениям на параметры модели:

$$\begin{cases} \omega - k^2 = -\frac{1}{12} \frac{M_0 M_1}{M_1 + 6M_0} - \frac{1}{6} M_0, \\ \mu = \pm \sqrt{\frac{M_1}{M_0(M_1 + 6M_0)}}, \\ M_2 = -M_1, \\ \varepsilon_2 = \frac{3}{4M_0} \left( \frac{M_1}{M_1 + 6M_0} - 2 \right), \\ \varepsilon_3 = \frac{4}{M_0(M_1 + 6M_0)}, \end{cases} \quad (24)$$

где  $M_0$  и  $M_1$  - произвольные константы. Уравнение (20) теперь записывается, как:

$$F(\xi) = M_0 + \frac{M_1}{1 + e^{\mu(\xi - \xi_0)}} - \frac{M_1}{(1 + e^{\mu(\xi - \xi_0)})^2}. \quad (25)$$

Для представленного вида  $F(\xi)$  следующее выражение может быть проинтегрировано:

$$\frac{d\xi}{F(\xi)} = dz, \quad (26)$$

тогда зависимость  $\xi$  и  $z$  описывается следующим образом:

$$z = z_0 + \frac{\xi}{M_0} + \frac{2M_1}{\mu M_0 \sqrt{4M_0 M_1 + M_1^2}} \operatorname{arctanh} \left( \frac{2e^{\mu(\xi - \xi_0)} M_0 + 2M_0 + M_1}{\sqrt{4M_0 M_1 + M_1^2}} \right). \quad (27)$$

Теперь решение уравнения (11) при  $c_1 = 0$  запишется в виде:

$$y(\xi) = \left[ M_0 + \frac{M_1}{1 + e^{\mu(\xi - \xi_0)}} - \frac{M_1}{(1 + e^{\mu(\xi - \xi_0)})^2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (28)$$

где  $\xi(z)$  определяется неявно из (27), и выполнены ограничения на параметры модели (24).

Таким образом, решение уравнения (6) имеет вид:

$$u'(x', t') = y(z)e^{i(kx' - \omega t' - \theta_0)}, \quad z = x' - 2kt', \quad (29)$$

где  $k$  и  $\theta_0$  - произвольные постоянные.

Принимая во внимание, что  $z, \xi(z), y(\xi) \in \mathbb{R}$ , из выражений (27) и (28) следуют дополнительные ограничения на параметры  $M_0$  и  $M_1$  для существования найденного решения:

$$\left| \frac{2e^{\mu(\xi - \xi_0)} M_0 + 2M_0 + M_1}{\sqrt{4M_0 M_1 + M_1^2}} \right| < 1, \quad (30)$$

$$M_0 + \frac{M_1}{1 + e^{\mu(\xi - \xi_0)}} - \frac{M_1}{(1 + e^{\mu(\xi - \xi_0)})^2} \geq 0. \quad (31)$$

Данные ограничения удовлетворяются на ограниченном промежутке по переменной  $\xi$  из-за присутствия экспоненты в (30), что накладывает дополнительные ограничения при построении решения.

Условия (30) и (31) с учётом соотношений (24) удовлетворяются в следующей области параметров  $M_1$  и  $M_0$  (Рис. 2):

$$\begin{cases} M_0 < 0, \\ -4M_0 < M_1 < -6M_0. \end{cases} \quad (32)$$

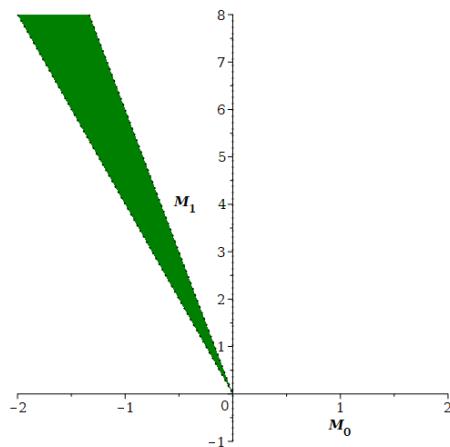


Рис. 2: Допустимые значения  $M_1$  и  $M_0$ .

Волновой профиль (29) при  $k = 1.6, M_0 = -1.48, M_1 = 6.16, \varepsilon_2 = 2.16, \varepsilon_3 = 0.99$  изображён на Рис. 3.

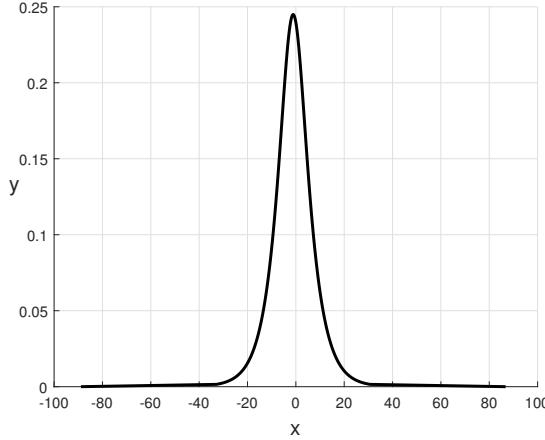


Рис. 3: Профиль уединённой волны при  $k = 1.6$ ,  $M_0 = -1.48$ ,  $M_1 = 6.16$ .

## 2.2 Модификации численных методов для моделирования процессов, описываемых уравнением Шрёдингера с тремя нелинейностями

Для численного решения задачи распространения оптических импульсов в рамках изучаемой модели требуется реализовать соответствующую численную схему. Рассмотрим, как это возможно сделать на примере метода расщепления. Семейство обобщённых уравнений Шрёдингера может быть записано в виде:

$$u_t = i\mathcal{L}[u] + i\mathcal{N}[u]u. \quad (33)$$

К примеру, при  $\mathcal{L}[u] \equiv au_{xx}$ ,  $\mathcal{N}[u] \equiv b_1|u|^2$  уравнение (33) представляет из себя нелинейное уравнение Шрёдингера (1).

Рассмотрим задачу распространения уединённых импульсов и объявим периодические граничные условия следующим образом:

$$\begin{cases} u\left(-\frac{L}{2}, t\right) = u\left(\frac{L}{2}, t\right), \\ \frac{\partial u}{\partial x}\left(-\frac{L}{2}, t\right) = \frac{\partial u}{\partial x}\left(\frac{L}{2}, t\right). \end{cases} \quad (34)$$

Предполагая  $x \in [-\frac{1}{2}L, \frac{1}{2}L]$ ,  $t \in [0, T]$ , разделим интервал по переменной  $x$  на  $N$  одинаковых частей с шагом

$$h = \frac{L}{N}. \quad (35)$$

Узлы координатной сетки определяются, как

$$x_j = jh, \quad j = -\frac{N}{2}, \dots, \frac{N}{2}. \quad (36)$$

Пусть  $\mathbf{U}^m$  - сеточная аппроксимация решения на  $m$ -ном временном слое, и  $\mathbf{V}^m$  - промежуточное решение. В таком случае, начальные условия задаются в  $\mathbf{U}^0$ . В общем

виде, схема расщепления может быть записана следующим образом [1]:

$$\mathbf{U}^{m+1} = e^{i\tau\mathcal{L}} \mathbf{V}^m, \quad (37)$$

где

$$\mathbf{V}^m = e^{i\tau\mathcal{N}[\mathbf{U}^m]} \mathbf{U}^m. \quad (38)$$

В некоторых случаях, явный вид  $\mathcal{N}[u]$ , позволяет напрямую вычислить  $\mathbf{V}^m$ . Например, в случае уравнения (2) выражение (38) запишется следующим образом:

$$\mathbf{V}^m = e^{i\tau|\mathbf{U}^m|^2(1+\varepsilon_2|\mathbf{U}^m|^2+\varepsilon_3|\mathbf{U}^m|^4)} \mathbf{U}^m \quad (39)$$

В зависимости от метода аппроксимации оператора  $e^{i\tau\mathcal{L}}[u]$  возможно получить различные численные схемы для решения задачи распространения оптических импульсов, основанные на методе расщепления.

### Конечно-разностный метод

Для получения модификации конечно-разностного метода решения задачи распространения оптических импульсов, используем соотношение:

$$e^{i\tau\mathcal{L}} = (\mathcal{I} - \theta i\tau\mathcal{L})^{-1} (\mathcal{I} + (1-\theta)i\tau\mathcal{L}), \quad (40)$$

где  $\mathcal{I}$  - тождественный оператор,  $\theta$  - параметр в пределах  $0 \leq \theta \leq 1$ . При этом выражение (37) запишется в виде:

$$(\mathcal{I} - \theta i\tau\mathcal{L}) \mathbf{U}^{m+1} = (\mathcal{I} + (1-\theta)i\tau\mathcal{L}) \mathbf{V}^m. \quad (41)$$

Введём разностный оператор:

$$\mathcal{L}_h[\mathbf{U}_j] = (\mathbf{U}_{j+1} - 2\mathbf{U}_j + \mathbf{U}_{j-1})/h^2, \quad j = -\frac{N}{2}, \dots, \frac{N}{2} - 1. \quad (42)$$

Тогда соотношение (41) запишется в матричной форме:

$$(I - ir\theta S) \mathbf{U}^{m+1} = (I + ir(1-\theta S)) \mathbf{V}^m, \quad (43)$$

где  $I$  - тождественная матрица,  $r = \tau/h^2$ ,

$$\mathbf{U} = (U_{-N/2}, \dots, U_{N/2-1})^T, \quad (44)$$

$$S = \begin{pmatrix} -2 & 1 & . & . & . & 1 \\ 1 & -2 & 1 & . & . & . \\ . & . & . & . & . & . \\ . & . & 1 & -2 & 1 & . \\ 1 & . & . & -2 & 1 & . \end{pmatrix}. \quad (45)$$

Соотношения (39) и (43) полностью определяют конечно-разностный метод решения задачи распространения оптических импульсов в рамках модели (2).

## Псевдоспектральный метод Фурье

Альтернативный подход, приводящий к псевдоспектральному методу Фурье - использование дискретного преобразования Фурье для сеточной функции  $\mathbf{V}^m$  для определения решения на следующем временном слое:

$$\hat{\mathbf{V}}^m = \frac{h}{L} \exp(-i\boldsymbol{\mu}\mathbf{x}^T) \cdot \mathbf{V}^m, \quad (46)$$

где  $\hat{\mathbf{V}}^m$  - вектор коэффициентов Фурье,  $\boldsymbol{\mu} = (\mu_{-N/2}, \dots, \mu_{N/2-1})^T$  - вектор частот преобразования  $\mu_n = \frac{2\pi n}{L}$ ,  $\mathbf{x} = (x_{-N/2}, \dots, x_{N/2-1})^T$  - координаты точек сетки.

Воспользуемся соотношением между  $\hat{\mathbf{U}}^{m+1}$  и  $\hat{\mathbf{V}}^m$ ,

$$\hat{\mathbf{U}}^{m+1} = \exp(-i(\boldsymbol{\mu} \circ \boldsymbol{\mu})\tau) \circ \hat{\mathbf{V}}^m, \quad (47)$$

которое вытекает из уравнения (37) после подстановки в него вместо  $\mathbf{U}^{m+1}$  и  $\mathbf{V}^m$  соответствующих рядов Фурье. Под  $x \circ y$  понимается произведение по Адамару.

Решение на следующем временном слое восстанавливается с помощью обратного преобразования Фурье, используя (47):

$$\mathbf{U}^{m+1} = \exp(i\boldsymbol{\mu}\mathbf{x}^T) \cdot \hat{\mathbf{U}}^{m+1}. \quad (48)$$

Таким образом, соотношения (39) и (46-48) полностью определяют псевдоспектральный метод Фурье решения задачи распространения оптических импульсов в рамках модели (2).

## 3 Численный анализ

### 3.1 Сравнение и валидация численных методов решения задачи распространения оптических импульсов

Для проверки описанных в разделе 2.2 численных схем проведём их валидацию и сравнение на примере моделирования процессов распространения уединённых волн, описываемых классическим НУШ. Рассмотрим (6) при  $\varepsilon_2 = 0$ ,  $\varepsilon_3 = 0$ :

$$iu_t + u_{xx} + |u|^2 u = 0. \quad (49)$$

Задача Коши для уравнения (49) решается методом обратной задачи рассеяния. Его решение в виде уединенной волны представлено в работе [39] и имеет вид:

$$u(x, t) = \frac{4(k^2 - \omega)}{2(k^2 - \omega)e^{-(x - c_0 t - z_0)\sqrt{(k^2 - \omega)}} + e^{(x - c_0 t - z_0)\sqrt{(k^2 - \omega)}}} \cdot e^{i(kx - \omega t - \theta_0)}, \quad (50)$$

где  $c_0 = 2k$  и  $k, \omega, z_0, \theta_0$  - произвольные константы. Начальное условие, относящееся к решению (50) представляется следующим образом:

$$u(x, 0) = \frac{4(k^2 - \omega)}{2(k^2 - \omega)e^{-(x - z_0)\sqrt{(k^2 - \omega)}} + e^{(x - z_0)\sqrt{(k^2 - \omega)}}} \cdot e^{i(kx - \theta_0)} \quad (51)$$

В качестве метрики на пространстве численных и соответствующих им аналитических решений на  $n$  временном слое будем использовать следующую величину:

$$\Delta_{\%}^n = \frac{\max_{1 \leq m \leq N_x} \left( |U_{true}^{m,n}| - |U^{m,n}| \right)}{\max_{1 \leq m \leq N_x} |U_{true}^{m,n}|} \cdot 100\%, \quad (52)$$

где  $N_x = N + 1$  - количество х-узлов сетки на каждом временном слое согласно (36),  $U^{m,n}$  - численное решение,  $U_{true}^{m,n}$  - сеточная редукция соответствующего аналитического решения. В качестве метрики для всего расчёта будем принимать максимальную из ошибок на временных слоях:

$$\Delta_{\%} = \max_{1 \leq n \leq N_t} \Delta_{\%}. \quad (53)$$

Данные величины представляют из себя относительные ошибки в процентах. Отношение берётся к характерной амплитуде импульса. Результаты моделирования процесса распространения уединённой волны (50) при помощи двух описанных в разделе 2.2 методов представлены на Рис. 4.

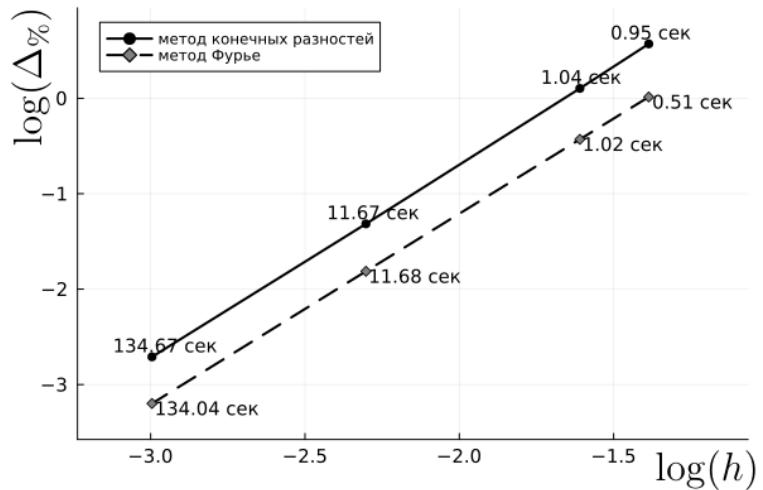


Рис. 4: Зависимости логарифма относительной ошибки от логарифма шага  $h$  по координате  $x$  при моделировании процесса распространения волны (50) с использованием конечно-разностного и Фурье методов с затраченным на расчёт временем при параметрах  $k = 0.15$ ,  $\omega = 0.4$ ,  $\theta_0 = 0$ ,  $z_0 = 0$ ,  $L = 160$ ,  $T = 25$ ,  $h = [0.25, 0.2, 0.1, 0.05]$ ,  $\tau = h^2$ .

Решения, полученные двумя схемами согласуются с аналитическим решением (50). Сеточная сходимость достигнута. Обе схемы имеют второй порядок аппроксимации по координате и первый порядок аппроксимации по времени. С точки зрения вычислительной сложности и эффективности обе схемы показали схожие результаты. Однако из-за меньшей относительной ошибки в дальнейшей работе будут приводиться результаты, полученные псевдоспектральной схемой Фурье.

### 3.2 Применение метода Фурье для моделирования процесса распространения уединённой волны, описываемой уравнением Шрёдингера с тремя нелинейностями

Рассмотрим обобщённое уравнение (6). Смоделируем распространение уединённой волны (29), полученной в разделе 2.1. Произведём расчёт для определённых параметров  $M_0$  и  $M_1$ , удовлетворяющих условиям (32). Параметры  $\varepsilon_2, \varepsilon_3, \omega$  и  $\mu$  определяются формулами (24). Результат моделирования представлен на Рис.5. Аналитический и численно полученный профили в момент  $t = 16$  изображены на Рис. 5а.

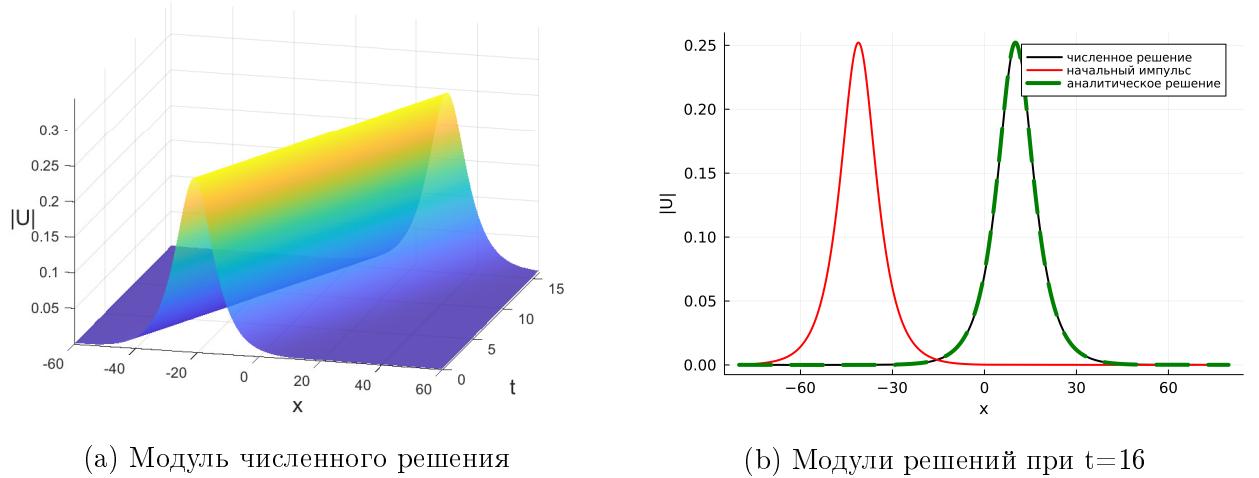
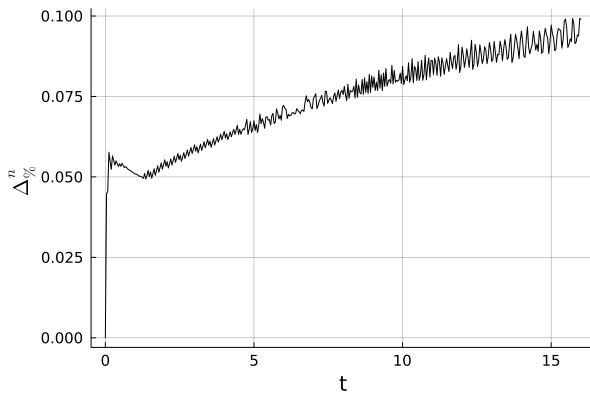


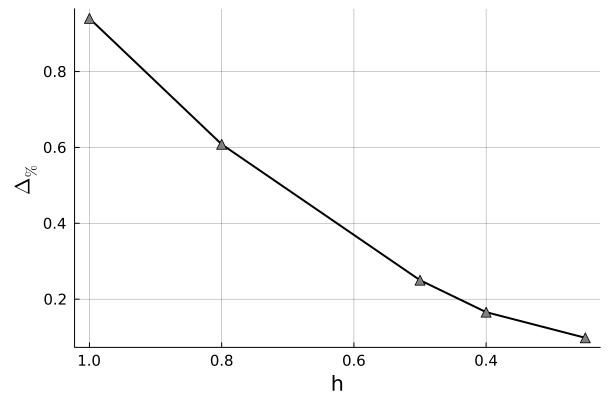
Рис. 5: Распространение уединённой волны (29)

при параметрах  $L = 120, T = 16, h = 0.2, \tau = 0.04, z_0 = -20, k = 1.6, M_0 = -1.48, M_1 = 6.16, \varepsilon_2 = 2.16, \varepsilon_3 = 0.99$ .

Относительная погрешность расчета  $\Delta\%$  при заданных параметрах не превышает 0.1%. Зависимость относительной погрешности  $\Delta_n\%$  от времени  $t = \tau n$  проиллюстрирована на Рис. 6а.



(a) Относительная ошибка от времени при  $h = 0.2, \tau = 0.04$



(b) Максимальная относительная ошибка от шага сетки  $h$

Рис. 6: Численные результаты при параметрах  $L = 160, T = 16, M_0 = -1.48, M_1 = 6.16, \varepsilon_2 = 2.16, \varepsilon_3 = 0.99$ .

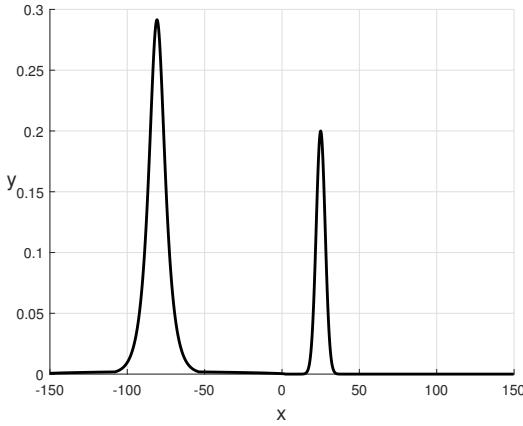
Сеточная сходимость достигнута (Рис. 6b), аналитическое решение совпало с численным. Следовательно, численная схема корректно описывает процесс распространения оптического импульса для обобщённого уравнения, и есть основание утверждать, что аналитическое решение, построенное в разделе 2.1, обладает солитонными свойствами.

### 3.3 Взаимодействие солитона с возмущением в начальных условиях

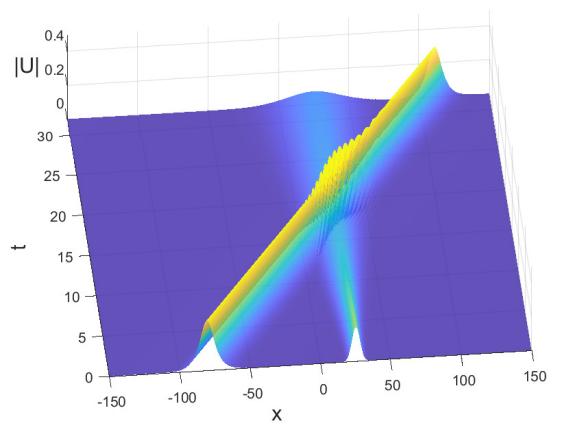
В рамках исследования устойчивости аналитического решения (29) проведём моделирование распространения импульса при возмущении в начальных условиях. Внесём в начальное условие возмущение следующим образом:

$$u(x, 0) = y(\xi(x)) \cdot e^{i(kx - \theta_0)} + A e^{-\nu(x - x_0)^2}, \quad (54)$$

где  $A$  - амплитуда возмущения. Проведём моделирование для приведённого начального условия. Соответствующие численные результаты изображены на Рис. 7.



(a) Модуль начального условия (54)



(b) Модуль численного решения

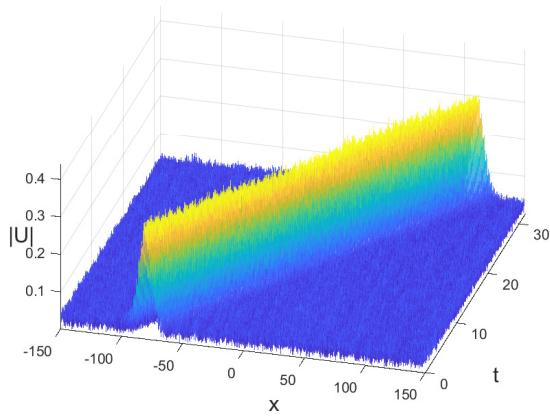
Рис. 7: Численные результаты при параметрах  $M_0 = -3$ ,  $M_1 = 12.34$ ,  $\varepsilon_2 = 1.04$ ,  $\varepsilon_3 = 0.23$ ,  $k = 3$ ,  $\xi_0 = 0$ ,  $z_0 = -80$ ,  $\theta_0 = 0$ ,  $L = 300$ ,  $T = 32$ ,  $h = 0.25$ ,  $\tau = 0.625$ ,  $A = 0.2$ ,  $\nu = 0.06$ ,  $x_0 = 25$ .

Проведённое моделирование позволяет сделать вывод, что солитон, заданный рассмотренными параметрами, взаимодействует с заданным возмущением, не распадаясь и не теряя способности к распространению. Профиль пульса восстанавливается после взаимодействия.

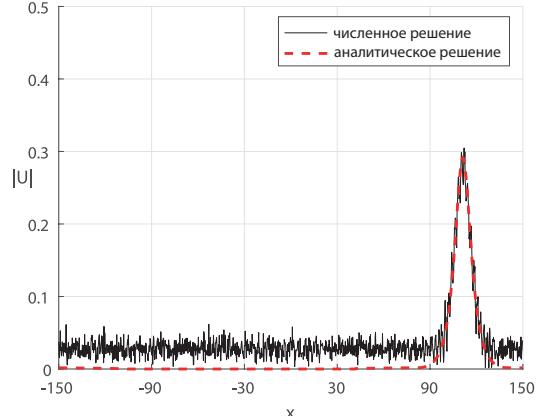
Также установлено, что солитон уравнения (6) устойчив при распространении в среде со случайным шумом следующего вида:

$$u(x, 0) = y(\xi(x)) \cdot e^{i(kx - \theta_0)} + A \cdot \text{rand}(x). \quad (55)$$

Результаты моделирования проиллюстрированы на Рис. 8.



(a) Модуль численного решения



(b) Профили решений при  $t=32$

Рис. 8: Численные результаты при параметрах  $M_0 = -3$ ,  $M_1 = 12.34$ ,  $\varepsilon_2 = 1.04$ ,  $\varepsilon_3 = 0.23$ ,  $k = 3$ ,  $\xi_0 = 0$ ,  $z_0 = -80$ ,  $\theta_0 = 0$ ,  $L = 300$ ,  $T = 32$ ,  $h = 0.25$ ,  $\tau = 0.0625$ ,  $A = 0.05$ .

Моделирования, представленные в данном разделе, подтверждают стабильность солитонов, полученных в разделе 2.1.

### 3.4 Анализ влияния высших степеней нелинейности на распространение уединённой волны

При решении физических задач классическое НУШ обобщается путём добавления в уравнение некоторых выражений, учитывающих определённые физические факторы. Поскольку реальные физические процессы могут протекать по более сложным законам, не всегда возможно заранее предугадать и учесть все необходимые уточняющие члены. В этом разделе мы исследуем влияние дополнительных нелинейных членов на решения НУШ.

Для изучения обсуждаемого влияния приведём несколько полезных уточнений. Решение уравнения (6) при  $\varepsilon_3 = 0$  ранее уже было найдено в следующем виде:

$$u(x, t) = \left( \frac{4\mu e^{\sqrt{\mu}(x-2kt-z_0)}}{1 + 4e^{\sqrt{\mu}(x-2kt-z_0)} + (4 + 4\mu\nu)e^{2\sqrt{\mu}(x-2kt-z_0)}} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot e^{i(kx-\omega t-\theta_0)}, \quad (56)$$

где  $\mu = 4(\omega - k^2)$ ,  $\nu = \frac{4\varepsilon_2}{3}$  и  $k, \omega, z_0, \theta_0$  - произвольные константы. Заметим, что при  $\varepsilon_2 = 0$  решение (56) совпадает с решением (50).

Для полноты численного анализа процессов распространения будем проверять выполнение законов сохранения для уравнения (6) в процессе моделирования. Руководствуясь работой [41] первые два закона сохранения для мощности и переносимого импульса можно записать в следующем виде:

$$I_1 = \int_{-\infty}^{\infty} |u|^2 dx, \quad (57)$$

$$I_2 = -i \int_{-\infty}^{\infty} (u^* u_x - u u_x^*) dx. \quad (58)$$

Для сеточной функции численного решения на временном слое  $n$  воспользуемся следующими выражениями для аппроксимации значений интегралов (57) и (58):

$$I_{1,n}^{(h)} = \sum_{1 \leq m \leq N_x} |U^{m,n}|^2 dx, \quad (59)$$

$$I_{2,n}^{(h)} = -i \sum_{1 \leq m \leq N_x} \left( (U^{m,n})^* \dot{U}^{m,n} - U^{m,n} (\dot{U}^{m,n})^* \right) dx, \quad (60)$$

где  $\dot{U}$  - узловая аппроксимация производной. Для этого будем использовать трехузло-

вые формулы численного дифференцирования со вторым порядком аппроксимации:

$$\begin{aligned}\dot{U}_0 &= \frac{-3U_0 + 4U_1 - U_2}{2h}, \\ \dot{U}_m &= \frac{U_{m+1} - U_{m-1}}{2h}, \\ \dot{U}_{N_x} &= \frac{U_{N_x-2} - 4U_{N_x-1} + 3U_{N_x}}{2h}.\end{aligned}\quad (61)$$

Исследуем влияние нелинейных выражений на распространение уединённой волны нелинейного уравнения Шрёдингера (50) в рамках обобщённой нелинейной модели, описываемой уравнением (6).

При  $\varepsilon_2 = 0, \varepsilon_3 = 0$  уединенная волна (50) является точным решением уравнения (6). Численное решение для начального условия (51) совпадает с аналитическим. Поведение законов сохранения (57) и (58) проиллюстрировано на рисунке 9.

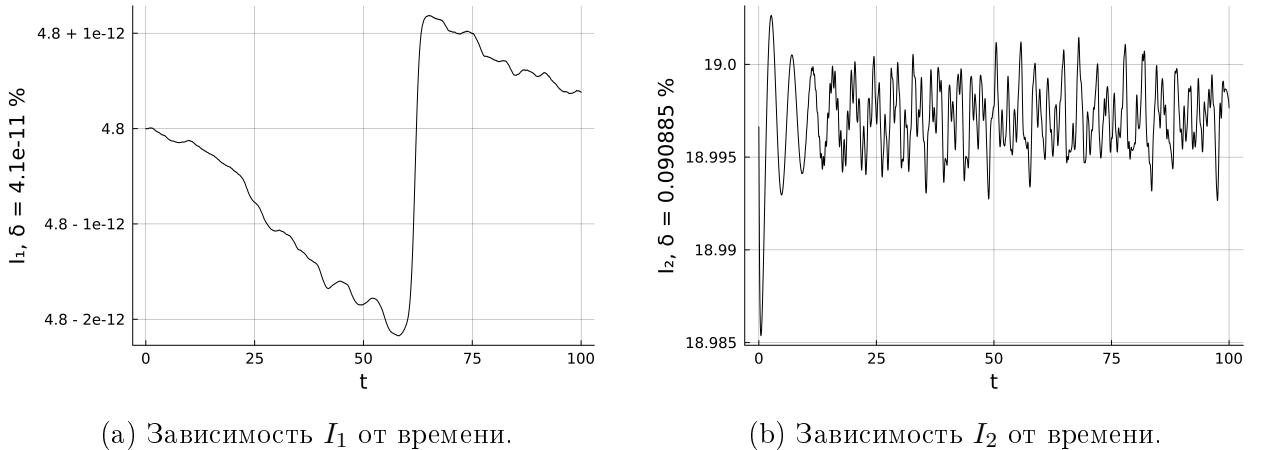
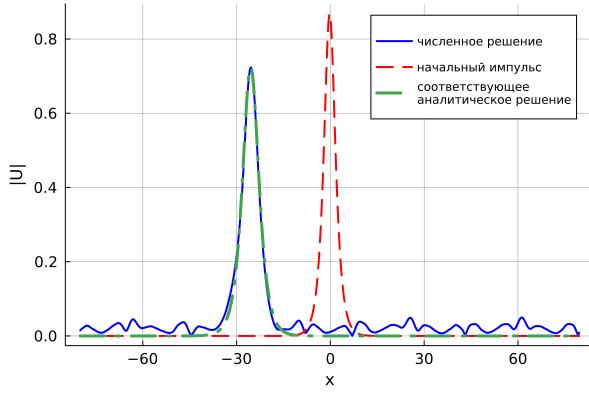


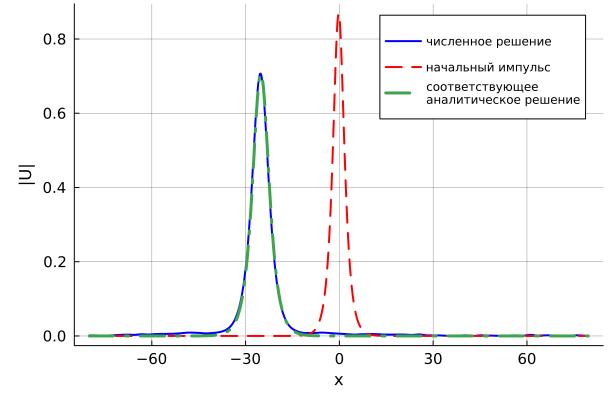
Рис. 9: Поведение законов сохранения при  $L = 100, T = 100, h = 0.2, \tau = 0.04, \varepsilon_2 = 0, \varepsilon_3 = 0, \omega = 1.6, k = 0.4$ .

В случае введения нелинейного члена при  $\varepsilon_2 \neq 0$ , импульс претерпевает изменения в процессе распространения. Поскольку начальное условие (51) не удовлетворяет уравнению модели (6), солитонные свойства импульса перестают выполняться, и его форма постепенно изменяется.

Излучение энергии при граничных периодических условиях нарушает изначальное предположение об уединённости импульса, создавая фон из-за периодических граничных условий. Для восстановления справедливости данного предположения, в процесс расчёта введена процедура фильтрации излучения в численном решении. За пределами характерной протяжённости импульса  $l_f$  каждые  $t_f$  единиц времени расчёта происходит уменьшение численного решения в  $k_f$  раз. Подробный алгоритм фильтрации описан в приложении (ссылка). Результат фильтрации проиллюстрирован на Рис.10.



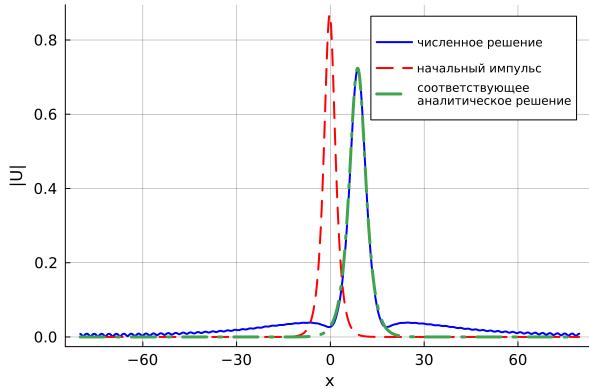
(a) Профиль решения при  $t=450$  без применения фильтрации



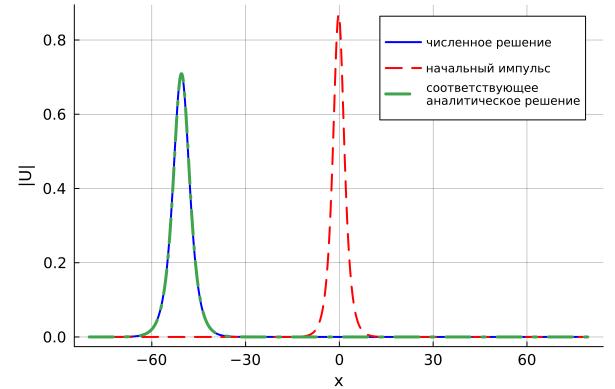
(b) Профиль решения при  $t=450$  с применением фильтрации

Рис. 10: Численные результаты распространения импульса (51) при  $L = 160$ ,  $T = 450$ ,  $h = 0.2$ ,  $\tau = 0.04$ ,  $l_f = 60$ ,  $t_f = 2$ ,  $k_f = 1.02$ ,  $\varepsilon_2 = -0.5$ ,  $\varepsilon_3 = 0$ ,  $\omega = 0.4$ ,  $k = 0.15$ .

Обнаружено, что форма импульса (51) постепенно становится устойчивой. Установлено, что для установившегося импульса существует солитон вида (56), совпадающий по форме. Данное наблюдение позволяет заключить, что исходный импульс под влиянием нелинейных выражений в модели преобразуется в импульс, совпадающий с аналитическим решением (56) уравнения (6) при  $\varepsilon_3 = 0$ . Результаты моделирования проиллюстрированы на Рис. 11 и 12.



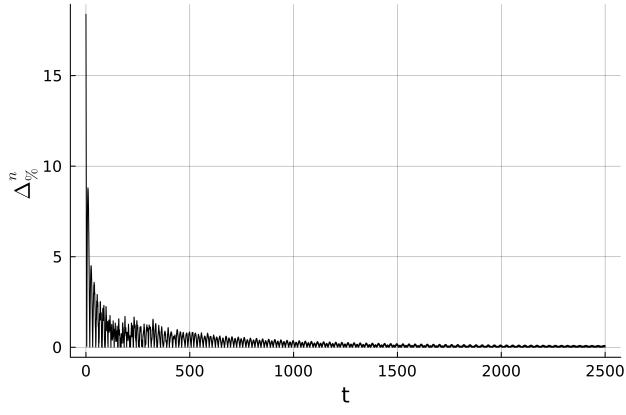
(a) Профиль решения при  $t=30$



(b) Профиль решения при  $t=2500$

Рис. 11: Численные результаты распространения импульса (51) при  $L = 160$ ,  $T = 2500$ ,  $h = 0.2$ ,  $\tau = 0.04$ ,  $\varepsilon_2 = -0.5$ ,  $\varepsilon_3 = 0$ ,  $\omega = 0.4$ ,  $k = 0.15$ .

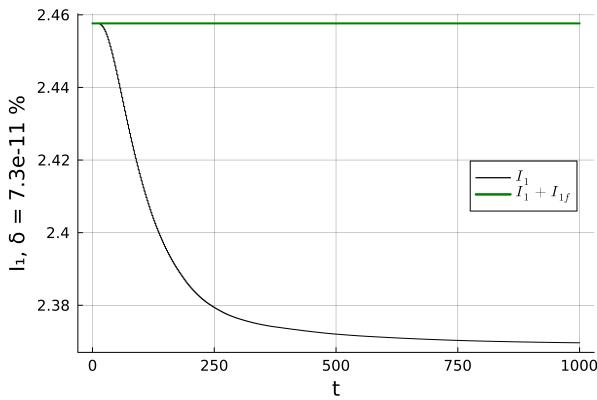
Относительная ошибка между аналитическим решением (56) и полученным численным решением от времени представлена на Рис. 16а.



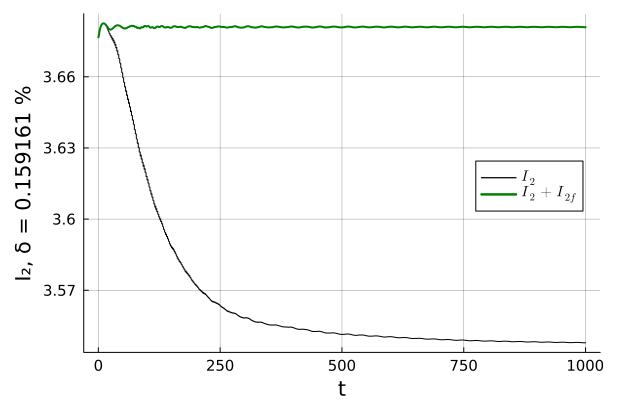
(a) Относительная ошибка в зависимости от времени

Рис. 12: Численные результаты распространения импульса (51) при  $L = 160$ ,  $T = 2500$ ,  $h = 0.2$ ,  $\tau = 0.04$ ,  $\varepsilon_2 = -0.5$ ,  $\varepsilon_3 = 0$ ,  $\omega = 0.4$ ,  $k = 0.15$ .

Поведение законов сохранения для представленного моделирования проиллюстрировано на Рис. 13. Порядка 3% мощности и импульса было рассеяно импульсом и отфильтровано численным алгоритмом, однако с учётом рассеянных составляющих оба интеграла сохраняются, что говорит о корректном применении процедуры фильтрации и согласованности наблюдаемого процесса преобразования импульса с физикой. Величина  $\delta$  на графиках 13 - относительная точность сохранения величины суммарных интегралов  $I_1 + I_{1f}$  и  $I_2 + I_{2f}$ , где  $I_{1f}$  и  $I_{2f}$  - рассеянные компоненты мощности и импульса.



(a) Зависимость  $I_1$  от времени. Рассеяно 3.58%.



(b) Зависимость  $I_2$  от времени. Рассеяно 3.61%.

Рис. 13: Поведение законов сохранения при  $L = 100$ ,  $T = 1000$ ,  $h = 0.2$ ,  $\tau = 0.04$ ,  $\varepsilon_2 = -0.5$ ,  $\varepsilon_3 = 0$ ,  $\omega = 0.4$ ,  $k = 0.15$ .

Рассмотрим ещё более общий характер нелинейностей в модели при  $\varepsilon_3 \neq 0$ . Отметим, что аналитическое решение (29), построенное в разделе 2.1 существует только

для положительных  $\varepsilon_2$  и  $\varepsilon_3$  в силу ограничений и соотношений, использованных при его выводе. Проверим, возможен ли переход исходного импульса (50) к построенному решению (29). На Рис. 14 проиллюстрированы профили решения в различные моменты времени.

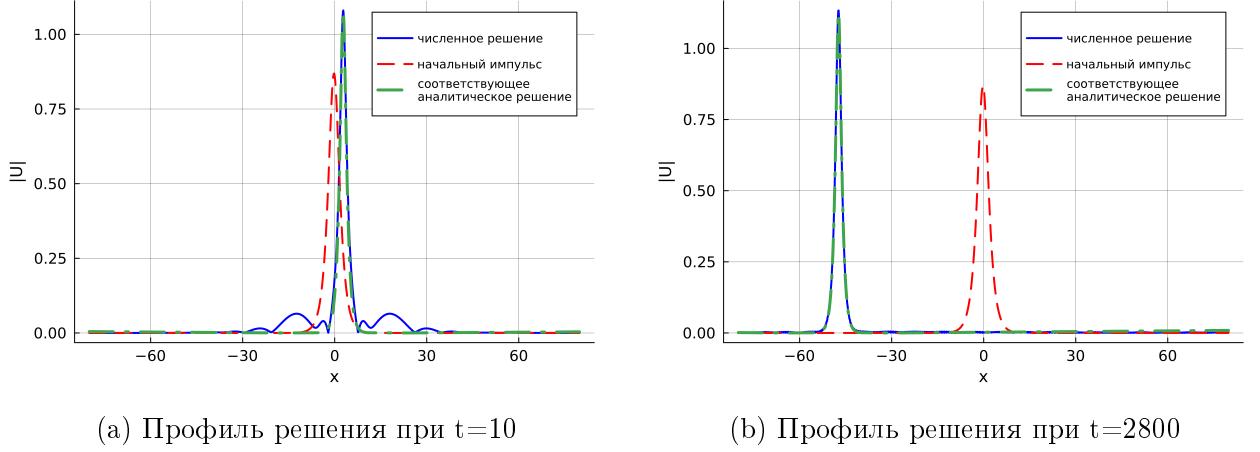


Рис. 14: Численные результаты распространения импульса (51) при  $L = 160$ ,  $T = 2800$ ,  $h = 0.1$ ,  $\tau = 0.01$ ,  $\varepsilon_2 = 0.65$ ,  $\varepsilon_3 = 0.08$ ,  $\omega = 0.4$ ,  $k = 0.15$ .

На Рис. 15 проиллюстрировано поведение законов сохранения для моделирования. Мощность сохраняется. Её рассеянная часть составляет 9.13%. Импульс из-за численных особенностей аппроксимации производной и значительной негладкости профиля импульса в процессе перехода показывает колебания порядка 5%.

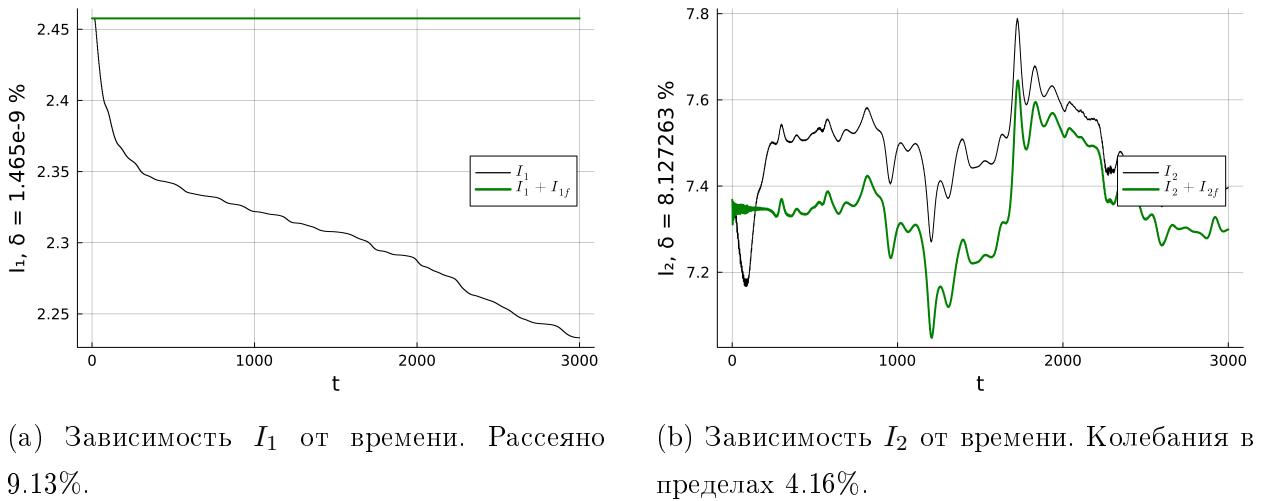
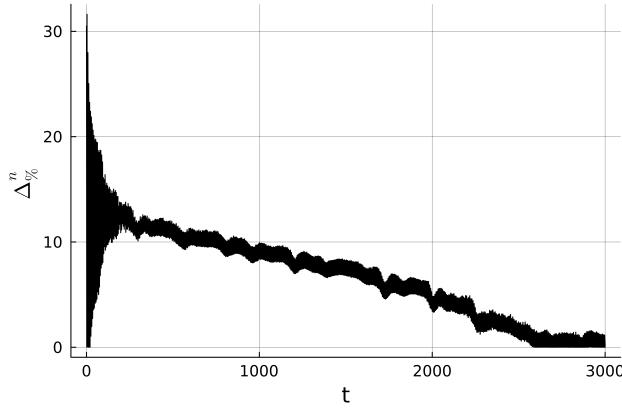


Рис. 15: Поведение законов сохранения при  $L = 160$ ,  $T = 3000$ ,  $h = 0.1$ ,  $\tau = 0.01$ ,  $\varepsilon_2 = 0.65$ ,  $\varepsilon_3 = 0.08$ ,  $\omega = 0.4$ ,  $k = 0.15$ .

Относительная ошибка между аналитическим решением (29) и полученным численным решением от времени представлена на Рис. 16.



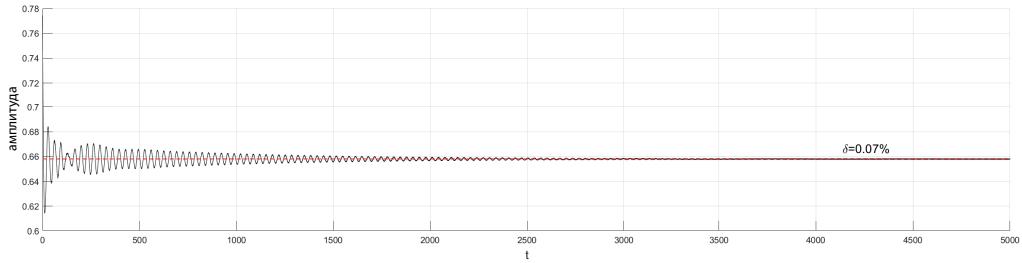
(a) Относительная ошибка в зависимости от времени

Рис. 16: Численные результаты распространения импульса (51) при  $L = 160$ ,  $T = 3000$ ,  $h = 0.1$ ,  $\tau = 0.01$ ,  $\varepsilon_2 = 0.65$ ,  $\varepsilon_3 = 0.08$ ,  $\omega = 0.4$ ,  $k = 0.15$ .

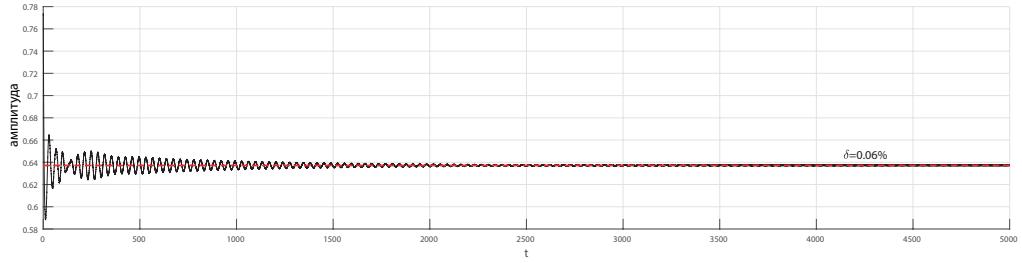
Учитывая проведённое моделирование, можно утверждать, что переходный процесс исходного импульса к аналитическому решению для обобщённой модели возможен: средняя узловая разница между аналитическим и численным решением для импульса при  $t = 3000$  составляет 0.38%, максимальная - 2.23%. Различия обусловлены численными особенностями подбора аналитического решения по численному. Стоит отметить, что при  $t = 3000$  всё ещё присутствует фон от рассеянных составляющих импульса.

Отметим также, что положительные значения  $\varepsilon_2$  и  $\varepsilon_3$  приводят к возрастанию амплитуды результирующего импульса. При определённых значениях данных параметров, превышающих некоторые пороговые, возможен распад численного решения. Отрицательные значения, напротив, приводят к уменьшению амплитуды итогового импульса.

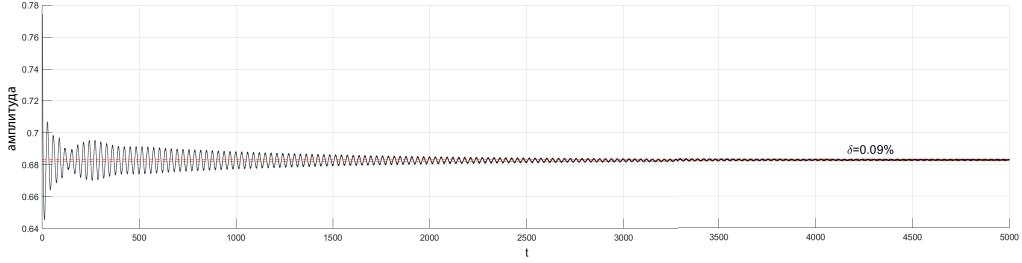
При этом форма импульса также изменяется. Установлено влияние знака  $\varepsilon_3$  на затухание колебаний. При  $\varepsilon_3 < 0$  амплитуда результирующего импульса уменьшается относительно исходного. При  $\varepsilon_3 > 0$  амплитуда полученного импульса возрастает. Колебания устанавливаются тем раньше по времени моделирования, чем меньше значение  $\varepsilon_3$ . Зависимости амплитуды импульса от времени в зависимости от параметров возмущений проиллюстрированы на Рис. 17, где  $\delta$  — относительная амплитуда колебаний в конце временного промежутка моделирования.



(a)  $\varepsilon_2 = -0.5, \varepsilon_3 = 0$



(b)  $\varepsilon_2 = -0.5, \varepsilon_3 = -0.25$



(c)  $\varepsilon_2 = -0.5, \varepsilon_3 = 0.25$

Рис. 17: Зависимость амплитуды импульса (51) при распространении .  $L = 200, T = 5000, h = 0.25, \tau = 0.0625, \omega = 0.2, k = 0.707$ .

Результаты, представленные в данном разделе, позволяют сделать вывод, что уединенные волны НУШ при распространении в среде с высшими нелинейными членами при определенных параметрах преобразуются в устойчивые солитоны обобщенной неинтегрируемой модели. Этот переход сопровождается излучением энергии. Обнаружено, что добавление нелинейного члена 7-й степени влияет на скорость преобразования исходного импульса в устойчивый, и на форму итогового импульса. Данное влияние определяется величиной и знаком параметра  $\varepsilon_3$ .

### 3.5 Столкновения солитонов в присутствии высших степеней нелинейности

Известно, что решения интегрируемого нелинейного уравнения Шрёдингера взаимодействуют упруго, т.е. без обмена импульсом и энергией. При нарушении интегрируемости системы внешними возмущениями солитонные столкновения становятся неупругими. В этом разделе мы исследуем столкновения солитонов НУШ в среде, описываемой

возмущённым уравнением (6).

Рассмотрим столкновения двух солитонов вида (51) с заданными параметрами  $k_1, k_2, \omega_1, \omega_2, z_{0,1}, z_{0,2}, \theta_{0,1}, \theta_{0,2}$ . Значения параметров  $\varepsilon_2$  и  $\varepsilon_3$  в данном случае влияют на интенсивность обмена импульсом и энергией. Обнаружено, что итоговый характер взаимодействия солитонов зависит также от разности фаз в момент столкновения  $\Delta\theta = \theta_{0,1} - \theta_{0,2}$ .

Результаты моделирования для  $k_1 = -k_2, \omega_1 = \omega_2, z_{0,1} = -z_{0,2}, \theta_{0,1} = \theta_{0,2} + \Delta\theta$  проиллюстрированы на Рис. 18 и Рис. 19.

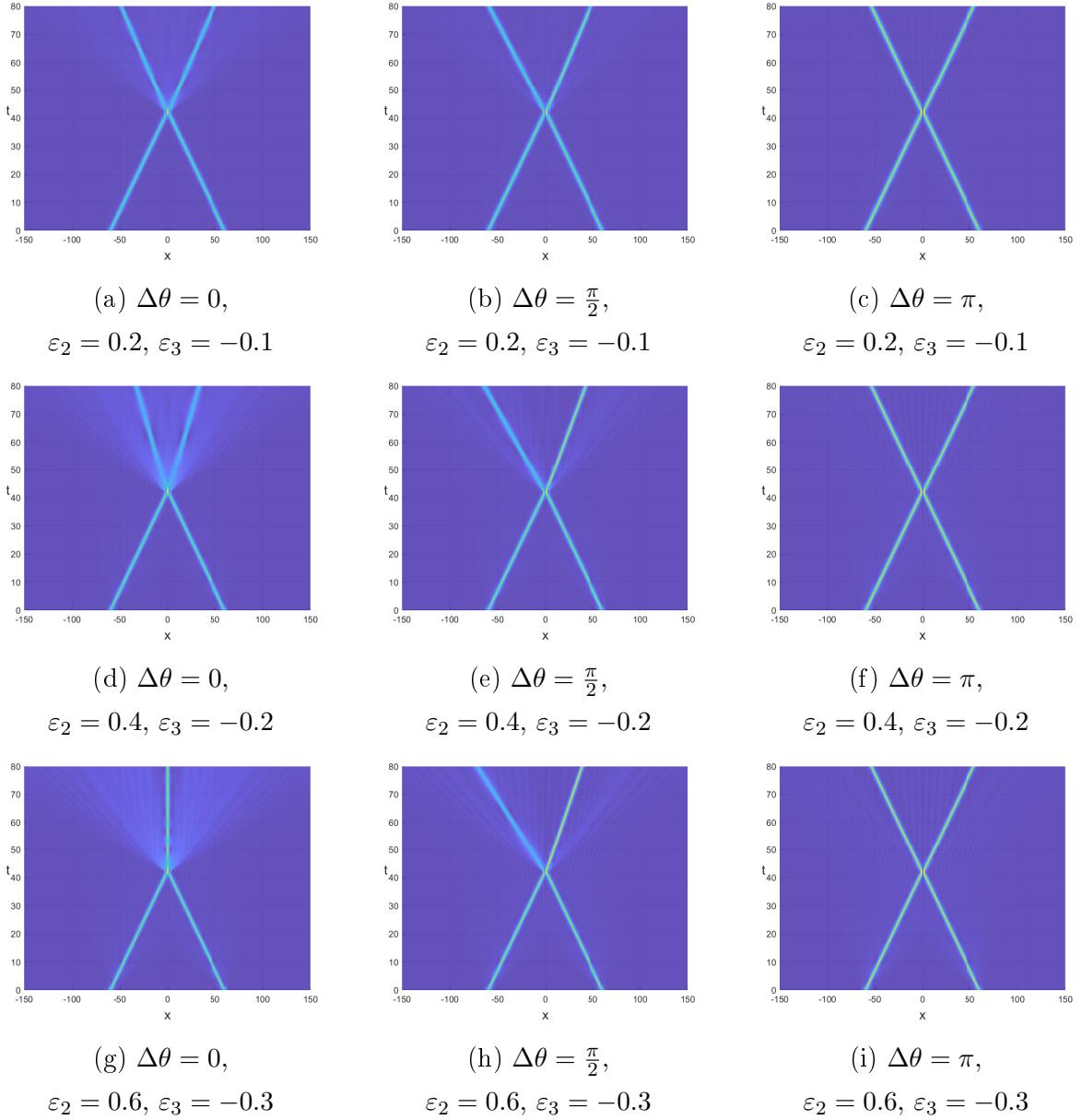


Рис. 18: Модуль численного решения при моделировании солитонных столкновений для  $k_1 = -k_2 = 0.7, \omega_1 = \omega_2 = 0$ .

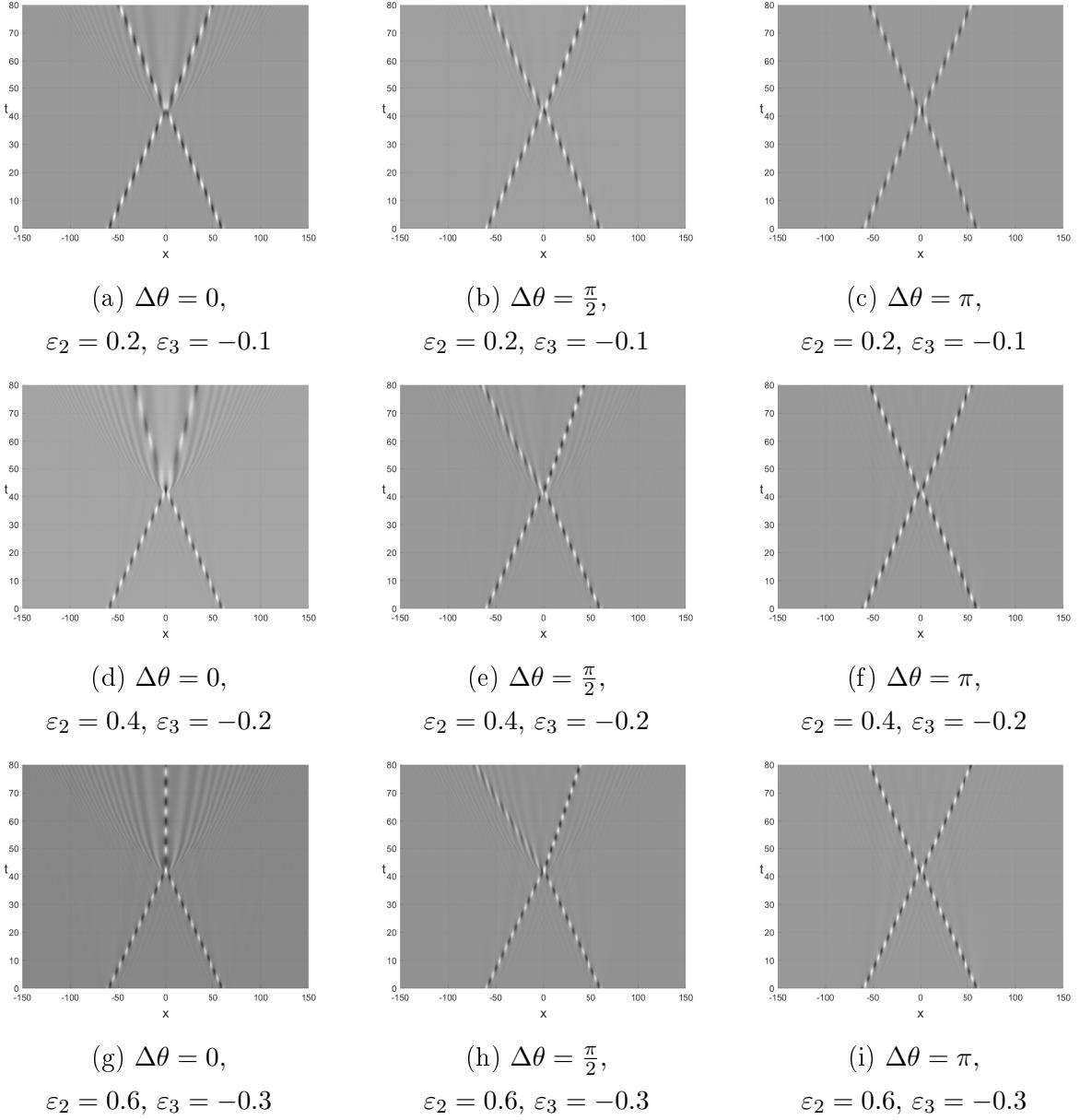


Рис. 19: Действительная часть численного решения при моделировании солитонных столкновений для  $k_1 = -k_2 = 0.7, \omega_1 = \omega_2 = 0$ .

Результаты моделирования позволяют заключить, что столкновения солитонов НУШ в рамках математической модели, включающей нелинейные члены высшего порядка в зависимости от разности фаз в момент столкновения быть существенно неупругими. Вблизи  $\Delta\theta = \pi$  солитоны взаимодействуют наименее интенсивно. Когда разность фаз находится в окрестности нуля, происходит значительное энерговыделение. В этом случае существуют критические параметры возмущения, при которых два солитона сливаются в один стационарный. При параметре  $\Delta\theta \in (0, \pi)$  взаимодействие солитонов происходит с обменом энергией и импульсом. Помимо разности фаз, на определенный тип взаимодействия влияют значения параметров возмущения  $\varepsilon_2$  и  $\varepsilon_3$ . Чем больше модуль коэффициента при соответствующей степени нелинейности, тем более выражен неупругий характер взаимодействия.

## 4 Заключение

В данной работе проведено численное моделирование процессов распространения импульсов в нелинейной оптической среде с периодическими граничными условиями, описываемой обобщённым уравнением Шрёдингера (2) с нелинейными членами третьего, пятого и седьмого порядков. Получено аналитическое решение в виде уединенной волны (29) и условия ее существования. Представлена модификация метода Фурье для численного решения поставленной задачи. С численной точки зрения исследован процесс распространения аналитически полученного солитонного решения обобщённой модели. Проведено моделирование взаимодействия оптического солитона уравнения (2) с возмущением в начальных данных. Смоделировано распространение оптического импульса в среде со случайным шумом. Проанализировано влияние высших степеней нелинейности в математической модели на распространение уединенных волн нелинейного уравнения Шрёдингера. Проведено моделирование процессов столкновения солитонов в условиях наличия высших нелинейных членов.

Следующие результаты получены в результате исследования:

1. Уединённые волны уравнения Шрёдингера с нелинейными членами третьей, пятой и седьмой степеней распространяются устойчиво.
2. Оптические солитоны уравнения Шрёдингера с нелинейными членами третьей, пятой и седьмой степеней не распадаются при возмущениями начальных условий или при распространении в условиях случайного шума.
3. При распространении в оптической среде, описываемой математической моделью с нелинейными членами более высокого порядка солитоны НУШ преобразуются в солитоны, удовлетворяющие обобщённому уравнению.
4. В условиях наличия нелинейных членов высшего порядка столкновения солитонов НУШ происходят значительно неупруго. При определённых параметрах возможно образование стоячих волн.

# Литература

- [1] J. A. C. Weideman and B. M. Herbst. Split-step methods for the solution of the nonlinear Schrödinger equation. *SIAM Journal on Numerical Analysis*, 23:485–507, 6 1986.
- [2] N.A. Kudryashov. Highly dispersive solitary wave solutions of perturbed nonlinear Schrödinger equations. *Applied Mathematics and Computation*, 371, 4 2020.
- [3] Akira Hasegawa and Frederick Tappert. Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion. *Applied Physics Letters*, 23:142–144, 8 1973.
- [4] Akira Hasegawa and Frederick Tappert. Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. II. Normal dispersion. *Applied Physics Letters*, 23:171–172, 8 1973.
- [5] Govind P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Springer Berlin Heidelberg, 2000.
- [6] Yuri Kivshar and Govind Agrawal. *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals*. Academic Press, 2 2003.
- [7] A.C. Newell. *Solitons in Mathematics and Physics*. CBMS-NSF Regional Conference Series in Applied Mathematics. Society for Industrial and Applied Mathematics, 1985.
- [8] Igor S. Aranson and Lorenz Kramer. The world of the complex ginzburg-landau equation. *Rev. Mod. Phys.*, 74:99–143, Feb 2002.
- [9] M Ablowitz and H Sigur. *Solitary Waves and the Inverse Problem Method [Russian translation]*. Mir, Moscow, 1982.
- [10] Yuri Kivshar. Dynamics of solitons in nearly integrable systems. *Reviews of Modern Physics - REV MOD PHYS*, 61:763–915, 2 1989.
- [11] Anjan Biswas, Mehmet Ekici, Abdullah Sonmezoglu, and Ali Saleh Alshomrani. Highly dispersive optical solitons in absence of self-phase modulation by F-expansion. *Optik*, 187:258–271, 6 2019.
- [12] Nikolay A. Kudryashov. General solution of the traveling wave reduction for the perturbed Chen-Lee-Liu equation. *Optik*, 186:339–349, 6 2019.

- [13] Hamood Ur Rehman, Naeem Ullah, and M.A. Imran. Highly dispersive optical solitons using Kudryashov's method. *Optik*, 199:163349, 12 2019.
- [14] Russell W. Kohl, Anjan Biswas, Mehmet Ekici, Qin Zhou, Salam Khan, Ali S. Alshomrani, and Milivoj R. Belic. Highly dispersive optical soliton perturbation with Kerr law by semi-inverse variational principle. *Optik*, 199:163226, 12 2019.
- [15] Anjan Biswas, Mehmet Ekici, Abdullah Sonmezoglu, and Milivoj R. Belic. Highly dispersive optical solitons in absence of self-phase modulation by Jacobi's elliptic function expansion. *Optik*, 189:109–120, 7 2019.
- [16] Ivan M. Uzunov, Todor N. Arabadzhiev, and Svetoslav G. Nikolov. Self-steepening and intrapulse Raman scattering in the presence of nonlinear gain and its saturation. *Optik*, 271:170137, 2022.
- [17] Chong Wang, Ying Wang, Shenghan Wang, Chenglin Sun, and Zhiwei Men. Cascaded amplification via three-beam double stimulated Raman scattering in benzene. *Journal of Molecular Liquids*, 368:120667, 2022.
- [18] E.M. Gromov and B.A. Malomed. Damped solitons in an extended nonlinear Schrödinger equation with a spatial stimulated Raman scattering and decreasing dispersion. *Optics Communications*, 320:88–93, 2014.
- [19] Nikolay A. Kudryashov. On traveling wave solutions of the Kundu-Eckhaus equation. *Optik*, 224:165500, 12 2020.
- [20] Russell W. Kohl, Anjan Biswas, Mehmet Ekici, Qin Zhou, Salam Khan, Ali S. Alshomrani, and Milivoj R. Belic. Highly dispersive optical soliton perturbation with cubic-quintic-septic refractive index by semi-inverse variational principle. *Optik*, 199:163322, 12 2019.
- [21] Nikolay A. Kudryashov. Construction of nonlinear differential equations for description of propagation pulses in optical fiber. *Optik*, 192:162964, 9 2019.
- [22] Nikolay A. Kudryashov. Solitary and periodic waves of the hierarchy for propagation pulse in optical fiber. *Optik*, 194:163060, 10 2019.
- [23] Anjan Biswas, Mehmet Ekici, Abdullah Sonmezoglu, and Milivoj R. Belic. Highly dispersive optical solitons with non-local nonlinearity by exp-function. *Optik*, 186:288–292, 6 2019.
- [24] Nikolay A. Kudryashov and Dariya V. Safonova. Painleve analysis and traveling wave solutions of the sixth order differential equation with non-local nonlinearity. *Optik*, 244:167586, 10 2021.

- [25] Nikolay A. Kudryashov. General solution of traveling wave reduction for the Kundu-Mukherjee-Naskar model. *Optik*, 186:22–27, 6 2019.
- [26] AI Maimistov, AM Basharov, AI Maimistov, and AM Basharov. Optical solitons in fibers. *Nonlinear Optical Waves*, pages 303–435, 1999.
- [27] A.T. Filippov. *Many-sided Soliton*. Nauka, Moscow, 1990.
- [28] Bruce M Lake, Henry C Yuen, Harald Rungaldier, and Warren E Ferguson. Nonlinear deep-water waves: theory and experiment. Part 2. Evolution of a continuous wave train. *Journal of Fluid Mechanics*, 83:49–74, 1977.
- [29] Henry C. Yuen and Warren E. Ferguson. Relationship between Benjamin-Feir instability and recurrence in the nonlinear Schrödinger equation. *Physics of Fluids*, 21:1275, 1978.
- [30] E. Fermi, P Pasta, S Ulam, and M Tsingou. Studies of nonlinear problems I. Los Alamos National Laboratory (LANL), 5 1955.
- [31] Ronald H Hardin and F. D. Tappert. Application of the split-step Fourier method to the numerical solution of nonlinear and variable coefficient wave equations. *Siam Review*, 15:423, 1973.
- [32] J.M Sanz-Serna. An explicit finite-difference scheme with exact conservation properties. *Journal of Computational Physics*, 47:199–210, 8 1982.
- [33] J M Sanz-Serna and V S Manoranjan. A method for the integration in time of certain partial differential equations. *Journal of Computational Physics*, 52:273–289, 1983.
- [34] M Delfour, M Fortin, and G Payr. Finite-difference solutions of a non-linear Schrödinger equation. *Journal of Computational Physics*, 44:277–288, 12 1981.
- [35] D.F. Griffiths, A.R. Mitchell, and J.Li. Morris. A numerical study of the nonlinear Schrödinger equation. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 45:177–215, 9 1984.
- [36] J. M. Sanz-Serna. Methods for the numerical solution of the nonlinear Schrödinger equation. *Mathematics of Computation*, 43:21–27, 1984.
- [37] A Mitchell and J Morris. A self adaptive difference scheme for the nonlinear Schrödinger equation. *Arab Gulf Journal of Scientific Research*, pages 461–472, 1983.
- [38] Hongyu Qin, Fengyan Wu, and Deng Ding. A linearized compact ADI numerical method for the two-dimensional nonlinear delayed Schrödinger equation. *Applied Mathematics and Computation*, 412:126580, 2022.

- [39] Nikolay A. Kudryashov. Method for finding optical solitons of generalized nonlinear Schrödinger equations. *Optik*, 261:169163, 7 2022.
- [40] Nikolai A. Kudryashov. Simplest equation method to look for exact solutions of nonlinear differential equations. *Chaos, Solitons & Fractals*, 24:1217–1231, 6 2005.
- [41] Nikolay A. Kudryashov and Daniil R. Nifontov. Conservation laws and hamiltonians of the mathematical model with unrestricted dispersion and polynomial nonlinearity. *Chaos, Solitons & Fractals*, 175:114076, 10 2023.