ՀՀ ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԿՐՏՈՒԹՅԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒԹՅՈՒՆ
ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Հովհաննիսյան Կարեն Արթուրի

ԳԵՐԱՐԱԳԱԳՈՐԾ ՄԱՆՐԱԹԵԼԱՅԻՆ ԿԱՊԻ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐՈՒՄ ՍՈԼԻՏՈՆՆԵՐԻ ՁԵՎԱՎՈՐՄԱՆ և ՏԱՐԱԾՄԱՆ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ա.04.03 << Ռադիոֆիզիկա>> մասնագիտությամբ
ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի
գիտական աստիճանի հայցման ատենախոսքություն

ՍԵՂՄԱԳԻՐ

ԵՐԵՎԱՆ 2013

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ
ЕРЕВАНСКИЙ ГОСУДАРТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Оганесян Карен Артурович

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ СОЛИТОНОВ В СВЕРХБЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИХ ВОЛОКОННЫХ СИСТЕМАХ СВЯЗИ

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук
по специальности 01.04.03 – “Радиофизика“

ЕРЕВАН 2013

© National Library of Armenia OCR by Portmind

Ատենախոսության թեման հաստատվել է Երևանի պետական համալսարանում:

Գիտական ղեկավար՝ ֆիզ-մաթ. գիտ. դոկտոր
Դ. Լ. Հովհաննիսյան

Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝ ֆիզ-մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆ.
Ռ. Բ. Ալավերդյան
ֆիզ-մաթ. գիտ. թեկնածու, դոց.
Հ.Վ. Բաղդասարյան

Առաջատար կազմակերպություն՝ ՀՀ ԳԱԱ Ռադիոֆիզիկայի և էլեկտրոնիկայի ինստիտուտ

Ատենախոսության պաշտպանությունը տեղի կունենա ≪ 25 ≫ մայիսի, 2013թ., ժամը 11:00-ին, Երևանի պետական համալսարանի 049 ֆիզիկայի մասնագիտական խորհրդի նիստում:
Հասցեն՝ 0025, Երևան, Ալեք Մանուկյան 1:

Ատենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ ԵՊՀ գրադարանում:
Սեղմագիրն առաքված է ≪ 23 ≫ ապրիլի 2013թ:

Մասնագիտական խորհրդի Գիտական քարտուղար ֆիզ-մաթ. գիտ. թեկնածու, դոց. Վ. Պ. Քալանթարյան

Тема диссертации утверждена в Ереванском государственном университете.

Научный руководитель: доктор физ-мат. наук Д. Л. Оганесян

Официальные оппоненты: доктор физ-мат. наук, проф.
Р. Б. Алавердян
кандидат физ-мат. наук, доц.
О. В. Багдасарян

Ведущая организация: Институт радиофизики и электроники НАН РА

Защита диссертации состоится ≪ 25 ≫ мая 2013г. в 11:00 часов на заседании специализированного совета по физике 049 Ереванского государственного университета по адресу : 0025, Ереван, ул. Алека Манукяна 1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕГУ.
Автореферат разослан ≪ 23 ≫ апреля 2013г

Ученый секретарь специализированного советата кандидат физ-мат. наук, доц. В. П. Калантарян

© National Library of Armenia

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. При изучении быстропротекающих процессов взаимодействия излучения с веществом, освоение фемтосекундного временного диапазона является очередным шагом. Распространение фемтосекундных импульсов даже в слабо диспергирующей среде (вдали от резонансов) уже на весьма короткие расстояния кардинально отличается от привычного процесса распространения волновых пакетов неизменной формы. Дисперсия среды может чрезвычайно сильно изменить форму фемтосекундных импульсов. Решение многих прикладных задач связано с прохождением фемтосекундных лазерных импульсов через линейные и нелинейные элементы. Использование эффекта самовоздействия в фемтосекундном временном диапазоне открывает новые возможности при создании сверхбыстродействующих систем обработки и передачи информации. Успехи последних лет в генерации фемтосекундных импульсов стимулировали интерес к перспективам их использования для передачи информации по волоконно-оптическим линиям связи (ВОЛС). Создание одномодовых волоконных световодов с предельно низкими потерями привело к тому, что основным определяющим фактором при разработке высокоинформативных волоконно-оптических линий связи стала не величина оптических потерь, а дисперсионное расплывание. Увеличению пропускной способности одномодового световода препятствуют межмодовая, материальная и волноводная дисперсии. Использование одномодовых световодов, сохраняющих поляризацию, позволяет практически исключить межмодовую дисперсию. Волноводная, или структурная дисперсия световода появляется даже при отсутствии зависимости показателя преломления от длины волны и обусловлена влиянием геометрической структуры световода. В настоящее время можно выделить два основных подхода к решению проблемы минимизации дисперсионного уширения импульсов в волоконных световодах (ВС). Первый путь решения данной проблемы состоит в использовании широкополосных волоконных световодов с компенсированной дисперсией первого, второго и третьего порядков. Минимизация коэффициентов дисперсии первого, второго и третьего порядков, достигаемая соответствующим выбором основных параметров волоконных световодов, позволяет не только увеличить широкополосность световода, но и конструировать ВС, в которых область нулевой дисперсии совпадает с минимумом оптических потерь. Следует подчеркнуть, что главные трудности на этом пути связаны как с недостаточно развитой технологией изготовления ВС, так и с необходимостью высокоточной настройки длины волны лазерного излучения на точку нулевой дисперсии групповой скорости. Второй путь решения проблемы "бездисперсионного" распространения импульсов в ВОЛС основан на использовании нелинейных эффектов в ВС и реализации солитонных режимов распространения импульсов в волоконном световоде. Уникальность солитона, состоящая в том, что дисперсионное уширение импульса в точности уравновешивается его нелинейным сжатием, позволило использовать солитон в качестве носителя информации в волоконных системах связи, которые являются нелинейными. В подобных нелинейных линиях связи скорость передачи информации может быть до ста раз выше по сравнению с лучшими линейными ВОЛС, работающими в области нулевой дисперсии групповой скорости. Использование пикосекундных и фемтосекундных солитонов позволяет преодолеть дисперсионные ограничения и повысить скорость передачи

© National Library of Armenia

информации до 10^{12} бит/сек. Выявление предельных возможностей солитонных систем связи и оптимальных режимов передачи информации требует учета ряда факторов, таких, как оптические потери, дисперсия высших порядков, конкурирующие нелинейные процессы, взаимодействие солитонов в импульсной последовательности и т. д. Широко используемые в настоящее время волоконные световоды на основе кварцевого стекла не предназначены для средней инфракрасной области спектра, так как их оптические потери на волнах длиннее 2 мкм становятся слишком большими. Между тем потребность в волоконных световодах и в волоконно-оптических элементах и устройствах для спектральной области 2-15 мкм очень велика. Поскольку окна прозрачности атмосферы находятся в спектральных областях 3-5 и 8-14 мкм, то, используя лазерное излучение соответствующих длин волн, можно осуществлять связь на короткие расстояния через свободную атмосферу. Указанные применения требуют оптических источников с достаточно высокой яркостью, когерентностью и широкой спектральной полосой. Этим требованиям удовлетворяют волоконные световоды, генерирующие суперконтинуум в средней инфракрасной области. Они должны иметь высокую нелинейность и малые оптические потери именно в этой спектральной области. Известен ряд стекол с высокой прозрачностью в средней инфракрасной области, из которых изготавливаются волоконные световоды. К сожалению, их качество пока оставляет желать лучшего. Наивысший нелинейный показатель преломления и потенциально низкие оптические потери имеют теллуритные и халькогенидные стекла.

В последние годы в качестве импульсного источника в указанном инфракрасном диапазоне длин волн широкое применение находит излучение разностной частоты, сгенерированного в поле фемтосекундного лазерного импульса, распространяющегося в нелинейном кристалле с квадратичной нелинейностью.

Вместе с тем, очевидно, что описание процесса распространения предельно короткого фемтосекундного импульса с длительностью в несколько оптических колебаний методом медленно меняющихся амплитуд (ММА) требует учета как дисперсионных так и нелинейных членов высокого порядка. Возникает также необходимость более корректного аналитического описания процесса распространения предельно коротких фемтосекундных лазерных импульсов в линейных и нелинейных средах.

Уравнения, описывающие процесс распространения предельно короткого лазерного импульса в нелинейной среде как в приближении метода медленно меняющихся амплитуд, так и в приближении однонаправленных волн не могут быть в общем случае решены аналитически. Существенная часть выводов по исследованию особенностей динамики распространения предельно короткого фемтосекундного лазерного импульса в нелинейной среде получена благодаря применению разных численных методов для решения соответствующих уравнений. Одним из основных численных методов, используемым в данных задачах является псевдоспектральный метод разделения.

Практически важным является задача применения новых численных методов, для исследования процесса нелинейного взаимодействия предельно короткого фемтосекундного лазерного импульса с нелинейной средой.

Цель работы. Целью данной диссертационной работы является:

• Исследование особенности формирования и распространения фемтосекундного солитона в сверхбыстродействующей волоконной системе связи с учетом нелинейных эффектов высокого порядка.

© National Library of Armenia

• Исследование процесса генерации излучения разностной частоты в спектральной области 8-14 мкм в поле фемтосекундного лазерного импульса, распространяющегося в кристалле GaAs.

Научная новизна работы. Научная новизна работы определяется нижеперечисленным рядом выполненных впервые теоретических работ:

1. Получено численное решение нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) высокого порядка, описывающего нелинейное распространение фемтосекундного солитона в одномодовом оптическом волокне с использованием метода прямых.
2. Показано, что при нулевом значении мнимой части коэффициента нелинейной восприимчивости и некоторых условиях на коэффициенты уравнения, начальную энергию и частоту имеет место солитонное решение НУШ с учетом нелинейных эффектов высокого порядка.
3. Для исследования время-частотной динамики предельно короткого фемтосекундного лазерного импульса, распространяющегося в одномодовом оптическом волокне с учетом линейных и нелинейных членов высокого порядка, использовано преобразование Вигнера и проведен вейвлет анализ.
4. В приближении однонаправленных волн получена система связанных дифференциальных уравнений в частных производных, описывающих процесс генерации излучения разностной частоты взаимоортогонально линейно поляризованными предельно короткими фемтосекундными лазерными импульсами, распространяющимися в нелинейном кристалле GaAs в режиме слабо выраженной хроматической дисперсии.

Научные положения, выносимые на защиту:

• Получены условия, при которых возможно существование фемтосекундного солитона, являющегося решением нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) высокого порядка.

• Показана возможность применения метода прямых для численного моделирования процесса распространения предельно короткого фемтосекундного лазерного импульса в нелинейной прозрачной среде.

• С помощью преобразования Вигнера и вейвлет анализа описана время-частотная динамика предельно короткого фемтосекундного лазерного импульса, распространяющегося в одномодовом оптическом волокне со смещенной дисперсионной характериситикой, с учетом линейных и нелинейных членов высокого порядка.

• Теоретически описан процесс генерации излучения разностной частоты взаимоортогонально линейно поляризованными предельно короткими фемтосекундными лазерными импульсами, распространяющимися в нелинейном кристалле GaAs в режиме слабо выраженной хроматической дисперсии.

Апробация работы. Основные положения и научные результаты исследования докладывались на международной конференции “ International Conference on Laser Physics 2010”, Volume 7998, Proc. SPIE 7998, 79980R (2010); doi:10.1117/12.890861 (Ереван 2010г.), и многократно обсуждались на научных семинарах кафедры СВЧ радиофизики и телекоммуникации ЕГУ.

Публикации. Основные результаты диссертации опубликованы в 6 научных работах, список которых приведен в конце автореферата.

Структура и обьем диссертационной работы. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка цитируемой литературы.

© National Library of Armenia

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении формулируется цель и задачи работы, показывается научная новизна и практическая значимость полученных результатов, перечисляются защищаемые положения и кратко рассматривается содержание диссертационной работы по главам.

В первой главе рассматриваются вопросы связанные с линейной дисперсией и нелинейным самовоздействием импульса, распространяющимся в световоде, а также вопросы связанные с влиянием частотной модуляции на процесс формирования солитона. Рассмотрены особенности взаимодействия солитонов, а также приведены примеры конструирования конкретных солитонных линий связи. В заключении первой главы рассмотрен процесс влияния нелинейных эффектов высоких порядков на устойчивость формирования солитонов в линиях связи.

Во второй главе рассмотрена динамика процесса распространения короткого фемтосекундного лазерного импульса в одномодовом оптическом волокне со смещенной дисперсионной характеристикой. Получены условия, при которых возможно существование фемтосекундного солитона, являющегося решением нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) высокого порядка. Получено численное решение (НУШ), описывающего нелинейное распространение фемтосекундного импульса в одномодовом световоде.

$$iE_\xi + \alpha_1 E_{\tau\tau} + \alpha_2|E|^2E = i\alpha_3 E_{\tau\tau\tau} + i\alpha_4(|E|^2E)_\tau + i(\alpha_5 + i\alpha_6)E(|E|^2)_\tau \quad (2.1)$$

где $E(\xi,\tau) = A(\xi,\tau)/P_0^{1/2}$, A(ξ,τ) – медленно изменяющаяся огибающая электрического поля, P_0– пиковая мощность импульса, $\xi = (z|\beta_2|)/\tau_0^2$, β_2– дисперсия групповых скоростей, τ_0– длительность начального импульса на полувысоте, z – ось вдоль которого распространяется импульс, $\tau = \left(t - z/v_g\right)/\tau_0$– время в бегущих системах координат, v_g –групповая скорость, $\alpha_1 = -\frac{1}{2}\beta_2/|\beta_2|$, $\alpha_2 = N^2 = \gamma P_0\tau_0^2/|\beta_2|$,γ– нелинейный коэффициент, $\alpha_3 = \beta_3/(6|\beta_2|\tau_0)$, β_3– дисперсия третьего порядка, $\alpha_4 = 2N^2/(\omega_0\tau_0)$, ω_0– несущая частота импульса, $\alpha_5 = N^2(\tau_R/\tau_0)$, τ_R– характерное время рамановского отклика среды, $\alpha_6 = \varepsilon\alpha_5$, где $\varepsilon \le 1$. Выбор спектрального диапазона определяется отрицательностью дисперсии среды (т.е. $\beta_2 < 0$). Решение уравнения (2.1) для стационарного одиночного солитона ищется в виде

$$E(\xi,\tau) = E_0 sech(\tau + \chi\xi)exp\{i(K\xi - \Omega\tau)\} \quad (2.2)$$

где E_0- комплексная амплитуда, Ω- центральная частота, 1/χ- групповая скорость, K-волновой вектор. При этом модуль амплитуды определяется как

$$|E_0| = \sqrt{\frac{-6\alpha_3}{3\alpha_4 - 2\alpha_6}},$$

а центральная частота

$$\Omega = \frac{3\alpha_2\alpha_3 - 2\alpha_1\alpha_6 + 3\alpha_1\alpha_4}{6(\alpha_6\alpha_3 - \alpha_3\alpha_4)}.$$

© National Library of Armenia

Дисперсионные характеристики указанных волноводов определяются следующим образом

$$\beta_2(\lambda) = -392.3 + 1140.2\lambda - 1013.8\lambda^2 + 284.1\lambda^3 \text{ (пс)}^2/\text{км} \quad (2.3)$$

$$\beta_3(\lambda) = -5.3052 \times 10^{-5}\lambda^2(1140.2 - 2027.6\lambda + 852.3\lambda^2) \text{ (пс)}^3/\text{км}. \quad (2.4)$$

При численном решении уравнения (2.1) в качестве граничного условия используется

$$E(\xi = 0, \tau) = E_0 sech(\tau) exp\{-i\Omega\tau\} \quad . \quad (2.5)$$

Для численного решения уравнения рассматриваемой задачи применяется метод прямых.
На рис. 2.1. показана эволюция временного профиля огибающего импульса в процессе распространения, полученное в результате численного решения при ненулевом значении коэффициента $\alpha_5 \neq 0$. Как видно из рис.2.1, по мере распространения импульса пик сдвигается к заднему фронту. При этом основной пик сдвигается к заднему фронту со скоростью, увеличивающейся с расстоянием. Этот сдвиг обусловлен уменьшением групповой скорости, которая в свою очередь вызвана длинноволновым сдвигом спектрального максимума импульса.

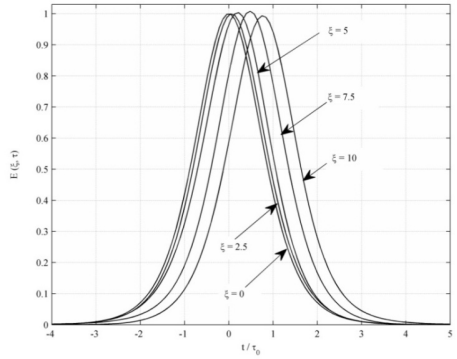


Рисунок 2.1 Эволюция временного профиля огибающего импульса в процессе распространения, полученнаяв результате численного решения, при $\alpha_5 \neq 0$.

На рис. 2.2 приведена зависимость задержки пика импульса от пройденного расстояния, где показано, что задержка импульса τ_d возрастает как ξ^2. На рис. 2.3. показана эволюция временного профиля огибающего импульса в процессе распространения, полученное в результате численного решения (2.14), при $\alpha_5 = 0$.

© National Library of Armenia

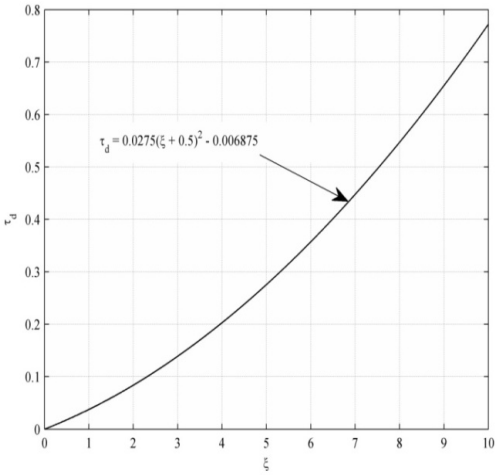


Рисунок 2.2 Зависимость задержки пика импульса от пройденного расстояния, где показано, что задержка импульса τ_d возрастает как ξ^2.

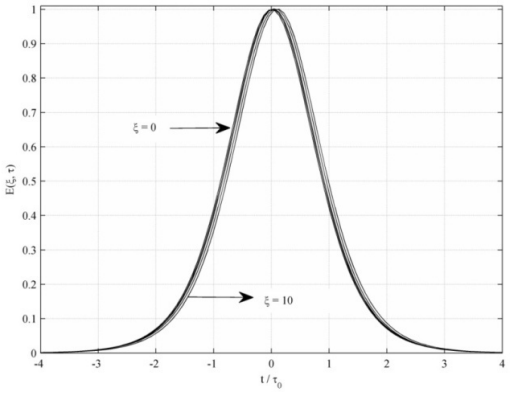


Рисунок2.3 Эволюция временного профиля огибающего импульса в процессе распространения, полученное в результате численного решения при $\alpha_5 = 0$.

Как видно из рис. 2.3 в данном случае имеет место солитонный режим распространения импульса в световоде, что находиться в согласии с вышеизложенными выводами. В данной главе приводятся результаты теоретического исследования процесса распространения предельно короткого фемтосекундного импульса со значением центральной длины волны, соответствующей нулевой дисперсии, в одномодовом волокне со смещенной дисперсионной характеристикой ((2.3), (2.4)) с учетом нелинейности пятого порядка и дисперсионных членов четвертого и пятого порядков. Методом прямых проведено численное интегрирование НУШ высокого порядка (НУШВП)

© National Library of Armenia

$$i\frac{\partial E}{\partial \xi}+\alpha_1\frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2}+\alpha_2|E|^2E+\alpha_3|E|^4E=i\alpha_4\frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3}+\alpha_8\frac{\partial^4 E}{\partial \tau^4}+i\alpha_9\frac{\partial^5 E}{\partial \tau^5}+$$
$$i\alpha_6\frac{\partial}{\partial \tau}\left(|E|^2E\right)+i\alpha_5E\frac{\partial}{\partial \tau}|E|^2+i\alpha_7E\frac{\partial}{\partial \tau}|E|^4, \qquad (2.6)$$

где $\alpha_3=N_1^2=\gamma_1P_0^2\tau_0^2/|\beta_2|$, $\gamma_1=\gamma(n_4/n_2)/A_{eff}$,n_2 – нелинейная добавка к показателю преломления, обусловленная нелинейностью $\chi^{(3)}$,n_4 – квадратичный нелинейный коэффициент, обусловленный нелинейностью $\chi^{(5)}$, $\alpha_4=\beta_3/(6|\beta_2|\tau_0)$, β_3– дисперсия третьего порядка (ДТП), $\alpha_5=N^2(\tau_R/\tau_0)$, τ_R– постоянная времени, определяемая наклоном линии рамановского усиления в окрестности несущей частоты ω_0, $\alpha_6=-2N^2/(\omega_0\tau_0)$, $\alpha_7=N_1^2(\tau_R/\tau_0)$, $\alpha_8=-(\beta_4/24)/(|\beta_2|\tau_0^2)$, β_4– дисперсия четвертого порядка, $\alpha_9=-(\beta_5/120)/(|\beta_2|\tau_0^3)$, β_5– дисперсия пятого порядка.

В данной главе приводятся результаты численного решения НУШВП методом прямых для граничного условия, выбранного в виде

$$E(\xi=0,\tau)=E_0\exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_0^2}\right)\exp\{-i\omega_0\tau\}, \qquad (2.7)$$

где $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$.Для исследования время-частотной динамики распространения предельно короткого фемтосекундного лазерного импульса в одномодовом оптическом волокне с учетом нелинейности пятого порядка и дисперсионных членов четвертого и пятого порядков использовано преобразование Вигнера (ПВ)

$$W_\xi(\tau,\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}E\left(\xi,\tau+\frac{\tau_1}{2}\right)E^*\left(\xi,\tau-\frac{\tau_1}{2}\right)\exp(-j\omega\tau_1)d\tau_1 \qquad (2.8).$$

Вычисления численного решения НУШВП и ПВ проводились при помощи системы компьютерной математики Matlab 9.X. На рисунках 2.4 (а) – 2.5 (а) представлены двумерные функции ПВ для импульса длительностью $4T_0$ и максимумом мощности 113 кВт при расстояниях распространения $\xi = 0$; и 1 соответственно.

© National Library of Armenia

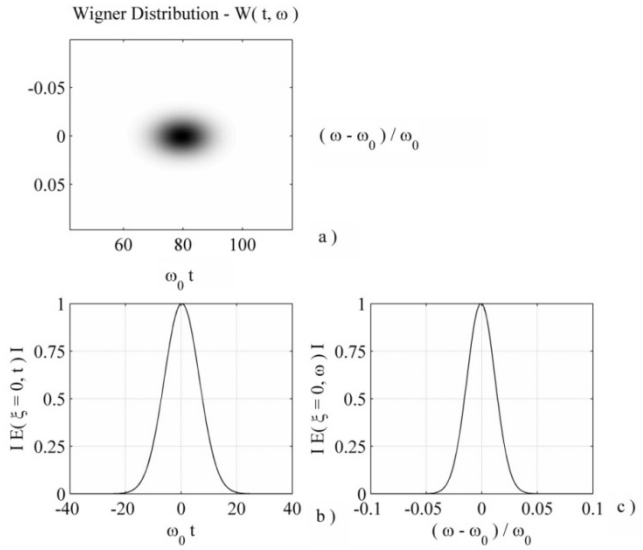


Рисунок 2.4 Двумерная функция распределения Вигнера для импульса длительностью $4T_0$ и максимумом мощности 113 кВт для расстояния распространения $\xi = 0$.

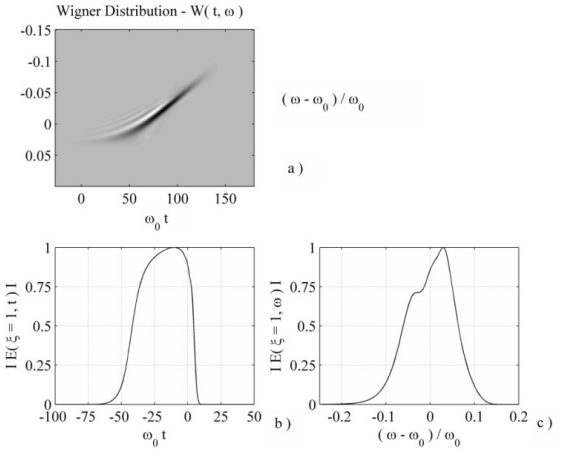


Рисунок 2.5 Двумерная функция распределения Вигнера для импульса длительностью $4T_0$ и максимумом мощности 113 кВт для расстояния распространения $\xi = 1$.

На рисунках 2.4 (б) – 2.5 (б) показаны временные профили интенсивности импульса $\left|E(\xi,\tau)\right|^2$ для вышеуказанных значений расстояний в волокне, полученные путем интегрирования (2.8) по частоте. На рисунках 2.4 (с) – 2.5 (с) показаны спектральные плотности импульса $\left|E(\xi,\omega)\right|^2$ для тех же значений расстояний, полученные путем

© National Library of Armenia

интегрирования (2.8) по времени. Согласно оценкам численных значений характеристических расстояний при $\xi = 0.1$ временная и спектральная эволюция импульса определяется совместным воздействием линейной дисперсии третьего порядка и фазовой самомодуляции. При этом фазовая самомодуляция определяется нелинейностью третьего порядка $\chi^{(3)}$. Относительная ширина спектра импульса $\Delta\omega/\omega_0$ при $\xi = 0.1$ равна 0.063. При $\xi = 0.4$ кроме вышеуказанных механизмов на эволюцию импульса начинает влиять рамановское рассеяние, обусловленное нелинейностью $\chi^{(3)}$. Относительная ширина спектра импульса $\Delta\omega/\omega_0$ при $\xi = 0.4$ равна 0.142. При $\xi = 0.6$, кроме выше рассмотренных механизмов, на эволюцию импульса начинает оказывать влияние линейная дисперсия четвертого порядка и процесс самообострения, который определяется нелинейностью$\chi^{(3)}$. Относительная ширина спектра импульса $\Delta\omega/\omega_0$ при $\xi = 0.6$ равна 0.166. При $\xi = 1$ начинает сказываться влияние линейной дисперсии второго порядка. Относительная ширина спектра импульса $\Delta\omega/\omega_0$ при $\xi = 1$ составляет 0.211. Как видно из вышеизложенного, ПВ позволяет выявлять время-частотную динамику предельно короткого фемтосекундного лазерного импульса. При этом, для получения большего количества достоверной информации о импульсе, желательно также одновременно анализировать временной профиль, спектральную плотность и зависимость мгновенной частоты от времени. Показано, что применение вейвлетов могут оказаться чрезвычайно полезными, в частности, при описании частотно-временной эволюции фемтосекундных предельно коротких лазерных импульсов, распространяющихся в одномодовом оптическом волокне. В соответствии с численным решением НУШВП, в котором учтены нелинейность пятого порядка и дисперсионные члены четвертого и пятого порядков имеет место ассиметризация “огибающей” импульса с укручением переднего фронта. И ,соответственно, для более детализированного спектрального анализа переднего фронта импульса частотное разрешение должно быть лучше, чем для медленно меняющейся части импульса (задний фронт). Для спектрально-временного анализа предельно короткого лазерного импульса нами был использован вейвлет Marlet, который часто применяется при анализе сигналов с локальными изменениями частоты и который имеет следующий вид

$$V(f_0, t) = \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right)\cos(2\pi f_0 t), \tag{2.9}$$

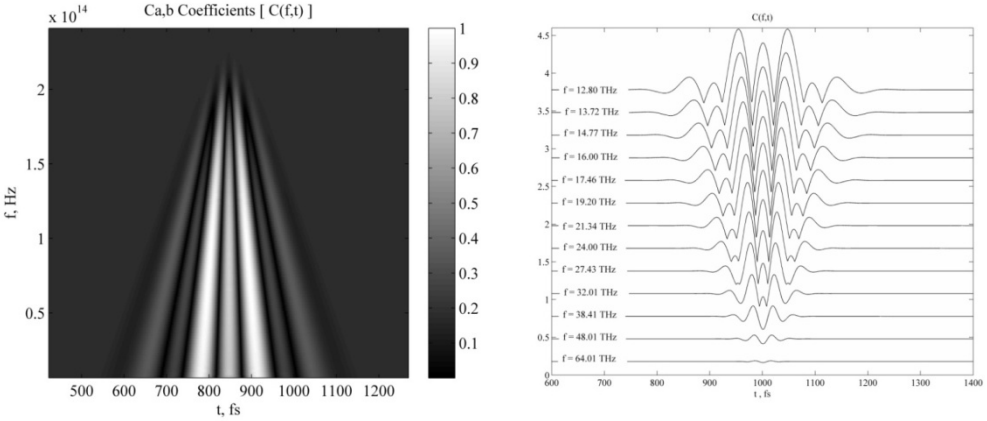
где $f_0 = 5/2\pi$ - частота, которая определяет число осцилляций внутри гауссового импульса. На рисунке 2.6 (а) показан частотно-временной спектр C(f,t), импульса (при ξ=0) с длительностью $4\cdot T_0 = 21$ фс и максимумом мощности 113 кВт

$$C(a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}}\int_{-\infty}^{\infty} s(t)V\left((t-b)/a\right)dt \tag{2.10}$$

где масштабный коэффициент a и параметр сдвига b, $V(a,b,t)$– функция, описывающая вейвлет, $s(t)$ – анализируемый сигнал. На рисунке 2.6 (б) показаны временные зависимости C(f,t) для высокочастотных спектральных компонент. Представленный частотно-временной спектр C(f,t) [C(a,b)] расчитан для случая когда a = 1,2,…256, однако на рисунке 2.6 (а) представлен результат, соответствующий значениям a = 1,2,…128. Значениям высокочастотных компонент, показанным на рис 2.6 (б) соответствуют значения

© National Library of Armenia

коэффициента a равным 15, 20, 25, 30, 35, 40, 45, 50, 55, 60, 65, 70 и 75 соответственно. Частотное разрешение в окрестности значений a равном 15÷20 составляет 3 ТГц. Временное разрешение, обусловленное шагом временной дискретизации дискретизированного во времени и пространстве уравнения (2.6), в нашем случае составляет 0.2 фс.

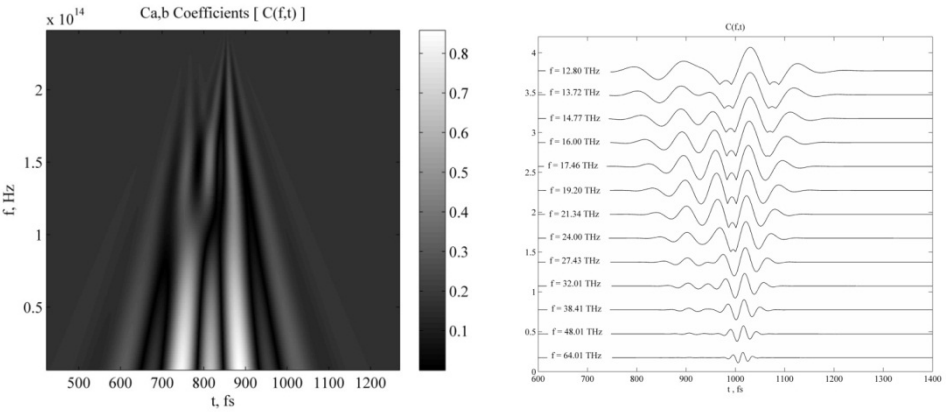


а) б)

Рисунок 2.6 Частотно-временной спектр C(f,t), импульса при ξ=0 (а), временные зависимости C(f,t) для высокочастотных спектральных компонент (б).

На рисунке 2.7 (а) показан частотно-временной спектр C(f,t), импульса при ξ=1. Согласно оценкам численных значений характеристических расстояний, при ξ = 1 кроме выше рассмотренных механизмов на эволюцию импульса начинает оказывать влияние линейная дисперсия второго порядка. На рисунке 2.7 (б) показаны временные зависимости C(f,t) при ξ=1 для тех же высокочастотных спектральных компонент. Согласно рисунку 2.7 (б), степень ассиметризации временного профиля, обусловленная укручением переднего фронта, можно описать в спектральном диапазоне с частотным разрешением не хуже 3 ТГц. При этом, следует отметить, что для выбранного диапазона значений спектральных компонент временной фурье-анализ не обеспечивает необходимого частотного разрешения 3 ТГц. Таким образом, вейвлет-анализ позволяет локализировать во времени резкие скачки в изменении временного профиля импульса с достаточно высоким спектральным разрешением.

© National Library of Armenia



а) б)

Рисунок 2.7 Частотно-временной спектр C(f,t), импульса при ξ=1 (а), временные зависимости C(f,t) для высокочастотных спектральных компонент (б).

Таким образом, как видно из вышеизложенного, вейвлет-анализ позволяет локализировать во времени резкие скачки в изменении временного профиля импульса с достаточно высоким спектральным разрешением.

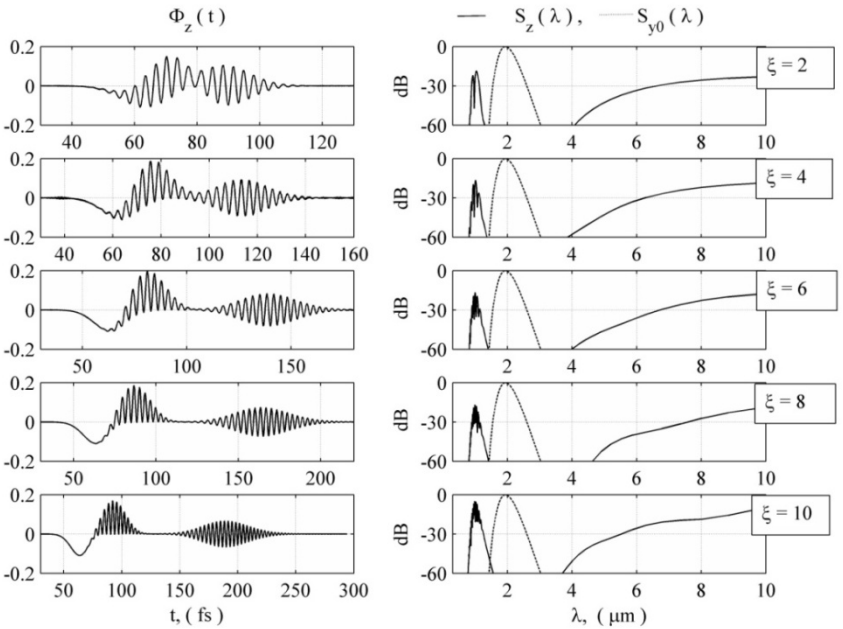
В третьей главе рассматривается процесс генерации импульсного излучения в диапазоне длин волн 8-14 мкм, для оптической связи на короткие расстояния через свободную атмосферу. Приведены результаты численного моделирования процесса генерации излучения разностной частоты в кристалле GaAs в поле предельно короткого фемтосекундного лазерного импульса в режиме слабо выраженной хроматической дисперсии. В качестве нелинейного кристалла рассматривается изотропный кристалл GaAs, а направление распространения взаимодействующих импульсов совпадает с нормалью к плоскости <110> кристалла. В приближении однонаправленных волн выведена система связанных дифференциальных уравнений в частных производных, описывающих эволюцию электрических полей взаимоортогонально линейно поляризованных лазерных импульсов. Показано, что в спектральном диапазоне 1.98 мкм ÷ 10 мкм аппроксимационная кривая зависимости коэффициента преломления практически не отличается от зависимости, полученной экспериментально. Начальные условия для численного решения полученной системы уравнений выбираются в виде

$$\Phi_y\left(\xi=0,\eta\right)=\Phi_{y0}\exp\left(-\eta^2/\tau_p^2\right)\cos\left(\eta\right),\ \Phi_z\left(\xi=0,\eta\right)=0, \qquad (3.1)$$

где Φ_{y0} – начальное нормированное значение амплитуды импульса с у поляризацией, $2\tau_p = 30$ фс - длительность импульса, $\lambda_0 = 1.98$ мкм – центральная длина волны. Длина среды выбиралась равной L = 10Ld2≈ 74.57 мкм, а максимальное значение начальной амплитуды импульса E_0max = 100 МВ/м. Что касается граничных условий, то они могут быть опущены, так как переменная η меняется в бесконечной области $-\infty \le \eta \le \infty$, а изменения решения происходят на конечном интервале поэтому влиянием граничных условий по η на решение

© National Library of Armenia

можно пренебречь. Решения системы уравнений рассматриваются в прямоугольнике $0 \le \xi \le L$, $0 \le \eta \le T$, ограниченном прямыми $\eta_m = m \cdot h$ (m = 0,1,2, … M), где $h = T/M$ и $\xi_n = n \cdot k$ (n = 0,1,2, … N), где k = L/N. На рис. 3.1 (а) представлена эволюция временного профиля электрического поля *y*- поляризованного импульса на десяти дисперсионных расстояниях L_{d2}. Как видно из рисунка и из результатов расчета дисперсионное расплывание импульса несущественно и в частности, при ξ = 10 составляет примерно 36 фс. На рис.3.1(а) представлена эволюция временного профиля электрического поля z-поляризованного импульса на десяти дисперсионных растояниях L_{d2}. Как видно из рисунка, *z*-поляризованный импульс с нулевым начальным значением амплитуды генерируется в процессе распространения в нелинейном кристалле, обусловленный нелинейной поляризацией $P_{NL,z}(t) = \varepsilon_0 d_{14} E_y^2(t)$. При этом, согласно результатам расчетов, в процессе распространения в кристалле от поля нелинейной поляризации отделяется низкочастотный видеоимпульс, соответствующий импульсному излучению на разностной частоте и который опережает импульс нелинейной поляризации. На рис. 3.1 (б) представлена эволюция спектральной плотности *z* поляризованного импульса на десяти дисперсионных расстояниях L_{d2}.



а) б)

Рисунок 3.1 Эволюция временного профиля (а) и спектральной плотности (б) электрического поля *z*-поляризованного импульса на десяти дисперсионных растояниях L_{d2}

.

© National Library of Armenia

Там же показана спектральная плотность *y*-поляризованного импульса на входе нелинейного кристалла (ξ = 0). Теоретическое предельное значение эффективности генерации излучения разностной частоты определяется следующим образом

$$\frac{I_{DF}(L)}{I_{opt}(0)} \le \frac{n(\lambda_0, \Delta T)\lambda_0}{n(\lambda_{DF}, \Delta T)\lambda_{DF}} \tag{3.2}$$

где $I_{opt}(0)$ – интенсивность импульса накачки на входе в кристалл, $I_{DF}(L)$ – интенсивность импульсного излучения на выходе кристалла, λ_{DF} – длина волны излучения на разностной частоте. Согласно результатам расчетов, в частности, при λ_0 = 1.98 мкм, λ_{DF} = 4.1 мкм предельное значение эффективности преобразования не более 0.49 (- 3.1 дБ), а при λ_{DF} = 10 мкм не более 0.2 (- 6.98 дБ). В выше рассмотренном нами случае, согласно результатам расчетов, при ξ = 10 эффективность на длине волны 4.1 мкм составляет ~ -51 дБ, а на длине волны 10 мкм – -14 дБ. В данной главе рассмотрено также влияние пространственной ограниченности (дифракционного расплывания) лазерного импульса длительностью в несколько колебаний на эффективность генерации излучения разностной частоты. Приведены также результаты исследования процесса генерации излучения разностной частоты в поле пространственно-ограниченного лазерного импульса длительностью в несколько циклов, распространяющегося в тонком кристалле GaAs. Приведены результаты численного интегрирования 2D системы нелинейных уравнений Максвела методом конечных разностей во временной области, для волны типа TE_y. Рассматривается взаимодействие линейно-поляризованного импульса с центральной длиной волны λ_0=1.98мкм. , длительностью τ_0= 17.16фс. и электрическим полем с амплитудой $E_{x0,max}$=100МВ/м, распространяющимся вдоль нормали к <110> плоскости в кристале GaAs с толщиной 14.74мкм. Ширина начального, линейно поляризованного пучка в ходе вычислений изменяется от 5.94мкм. до 9.9мкм. Рассмотрен случай, когда электрическое и магнитное поля не меняются в направлении оси у, которая совпадает с нормалью к <110>- плоскости GaAs кристалла. То есть, предполагается, что частные производные полей по переменной у равны нулю и что при распространении форма импульса вдоль оси у остается неизменной. Численные расчеты выполнены при следующих начальных условиях

$$E_x\left(t - \frac{z}{v}, x, z = 0\right) = E_{x0} \cdot \exp\left(-\frac{(t - \frac{z}{v})^2}{\tau_0^{\,2}}\right) \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{\sigma_0^{\,2}}\right) \cos\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot c}{\lambda_0} \cdot (t - \frac{z}{v})\right), \tag{3.3}$$

$$E_z\left(t - \frac{z}{v}, x, z = 0\right) = 0,$$

© National Library of Armenia

где λ_0 = 1.98мкм - центральная длина волны, $2\tau_0$ = 17.16 фс - длительность импульса и E_{x0} = 100 МВ/м - амплитуда начального импульса. В ходе вычислений диаметр пучка $2\sigma_0$ варируется от $3\lambda_0$=5.94мкм до $5\lambda_0$=9.9 мкм. Длина среды была выбрана равной L = 14.74мкм..

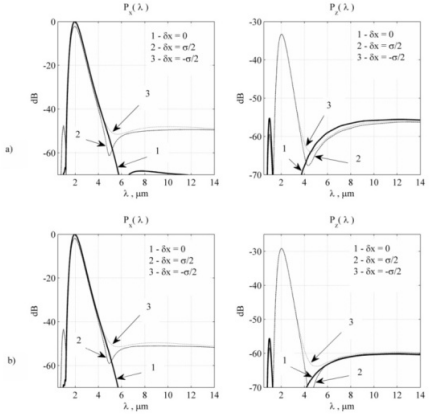


Рисунок 3.2 Зависимости нормированных спектральных плотностей энергии для x- и z-поляризованных импульсов на выходе кристалла от длины волны при эирине пучка 9.9мкм (а) и 5.94мкм (б)

Спектральные распределения на выходе кристалла, показанные на рис. 3.2(a) и 3.2(b), получены с учетом потерь на отражение на границе воздух-GaAs, которое при нормальном падении составляет –5.367 dB на длине волны 1.98 мм. На рис. 3.2 показан также спектральный суперконтинуум в области разностных частот. Из рисунка 3.2 также видно, что спектральное распределение плотности энергии на оси пучка ($\delta x = 0$) z- поляризованного импульса содержит спектральные компоненты только в области суммарных частот ($\lambda_{DF}/2$) и разностных частот. Спектральные компоненты в окрестности центральной длины волны λ_0 возникают при смещении от центра пучка на расстояния $\delta x = \pm\sigma_0/2$. Плотность энергии z-поляризованного импульса в области длин волн от 10 мкм до 14 мкм равна приблизительно –64.5 dB при радиусе пучка σ_0 = 9.9 мкм и –60 dB при σ_0 = 5.94 мкм. В спектральном распределении при $\delta x = 0$ практически отличны от нуля только спектральные компоненты в окрестности λ_0, а при смещении от центра пучка на $\delta x = \pm\sigma_0/2$ появляются также спектральные компоненты в области суммарных и разностных частот. Плотность энергии для x-поляризованного импульса в области длин волн от 10 мкм до 14 мкм равна около –50 dB при радиусе пучка равном как σ_0 = 9.9 мкм так и 5.94мкм. В ходе вычислений для фильтрации спектрального суперконтинуума с целью выделения ИРЧ был использован фильтр с коэффициентом пропускания

$$h(\nu) = 1/1 + \nu^2/\nu_c^2 , \qquad (3.4)$$

где ν_c = 81.71 ТГц (c/ν_c = 3.67 мкм). Отметим, что при фильтрации фильтром (3.4), фазовое соотношение между спектральными компонентами в области разностных частот в полосе пропускания фильтра остается без изменений.

© National Library of Armenia

Показано, что при генерации ИРЧ в процессе нелинейного взаимодействия пространственно ограниченного лазерного импульса длиной в несколько периодов колебаний с тонким кристаллом GaAs, в ближнем поле ИРЧ происходит частотно-пространственное разделение спектральных компонент ИРЧ, что позволяет осуществить пространственно-временную фильтрацию ИРЧ.

Заключение

Получено численное решение НУШ с учетом нелинейных эффектов высоких порядков. Рассмотрен случай, когда учитываются как реальная, так и мнимая часть коэффициента нелинейной восприимчивости. Показано, что при нулевом значении мнимой части α_5, коэффициента нелинейной восприимчивости имеет место солитонное решение НУШ с учетом нелинейных эффектов высоких порядков. В ходе численного решения НУШ получена эволюция временного профиля огибающего импульса в процессе распространения, как при ненулевом так и при нулевых значениях α_5.

Рассматрено НУШВП, в котором учтены нелинейность пятого порядка и дисперсионные члены четвертого и пятого порядков. В данном случае не существует солитонного решения. Методом прямых проведено численное интегрирование НУШВП. Расчитаны зависимости мгновенных частот фемтосекундного импульса от времени, эволюция спектра фемтосекундного лазерного импульса. Для исследования время-частотной динамики предельно короткого фемтосекундного лазерного импульса, распространяющегося в одномодовом оптическом волокне с учетом линейных и нелинейных членов высокого порядка, использовано преобразование Вигнера. Для исследования время-частотной динамики использован также Marlet вейвлет, который часто применяется при анализе сигналов с локальными изменениями частоты. В частности, показано, что благодаря применению вейвлет-анализа становиться возможным локализировать во времени укручение переднего фронта с частотным разрешением не хуже 3 ТГц.

В приближении однонаправленных волн выведена система связанных дифференциальных уравнений в частных производных, описывающих эволюцию электрических полей взаимоортогонально линейно поляризованных лазерных импульсов с длительностями в несколько оптических колебанийв нелинейном кристалле с квадратичной нелинейностью в режиме слабо выраженной хроматической дисперсии. В качестве нелинейного кристалла рассматрен изотропный кристалл GaAs, а направление распространения взаимодействующих импульсов совпадает с нормалью к плоскости <110> кристалла. Получена зависимость относительного смещения центральной длины волны спектра импульса накачки от пройденного расстояния при E_{0max} = 50 МВ/м и 100 МВ/м. Показано, что при $\xi = 3$ когда E_{0max} = 50 МВ/м и при $\xi = 1$ когда E_{0max} = 100 МВ/ происходит скачкообразное изменение относительного смещения центральной длины волны спектра на 2%. Показано, что при толщине кристалла *GaAs*, соизмеримой с длиной когерентности излучения разностной частоты, эффективность генерации излучения разностной частоты на длинах волн 4.1 мкм и 10 мкм для накачки длительностью 30 фс на длине волны 1.98 мкм и амплитудой электрического поля 100 МВ/м составляет -51 дБ и -14 дБ соответственно. А максимальное значение эффективности преобразования , в полосе частот от $\omega_5 = 2\pi c/\lambda_5$ ($\lambda_5 = 4$ мкм) до $\omega_6 = 2\pi c/\lambda_6$ ($\lambda_6 = 10$ мкм) при амплитуде электрического поля импульса накачки 100 МВ/м и толщине кристалла 41 мкм составляет -21 дБ. Показано, что при генерации ИРЧ в процессе нелинейного взаимодействия пространственно ограниченного лазерного импульса длиной в несколько периодов колебаний с тонким

© National Library of Armenia

кристаллом GaAs, в ближнем поле ИРЧ происходит частотно-пространственное разделение спектральных компонент ИРЧ.

Литература

1. Д. Л. Оганесян, А. О. Оганесян, Г. Д. Оганесян, К. А. Оганесян. Численное моделирование процесса распространения фемтосекундного оптического солитона в одномодовом волокне с учетом мнимой части рамановского оклика среды. Изв. НАНАрмении, т.45, N6, с. 391-400, 2010.

2. Hovhannisyan, D. L.; Hovhannisyan, A. H.; Hovhannisyan, G. D.; Hovhannisyan, K. A., Numerical Modeling of Femtosecond Optical Soliton Propagation in Single Mode Fiber with taking into account the Raman Response Imaginary Part.Ashtarak, Armenia International Conference on Laser Physics, Proc. SPIE 7998, 79980R (2010); http://dx.doi.org/10.1117/12.890861, pp. 8 2010

3. Hovhannisyan D. L., Chaltykyan V. O., Hovhannisyan A. O., Hovhannisyan G. D., Hovhannisyan K. A., Computer simulation of the propagation of extremely short femtosecond pulse in single-mode fiber with shifted dispersion characteristics. Optical Memory and Neural Networks, 20, 4, с.237-246, 2011.

4. К. А. Оганесян. Вейвлет-анализ предельно короткого фемтосекундного импульса, распространяющегося в одномодовом волокне со смещенной дисперсионной характеристикой. Изв. НАН Армении, т.47, N2, с.121-130, 2012.

5. Д. Л. Оганесян, В. О. Чалтыкян, А. С. Мартиросян, Г. Д. Оганесян, К. А. Оганесян. Генерация излучения разностной частоты в GaAs в поле лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний в режиме слабо выраженной хроматической дисперсии. Изв. НАНАрмении, т.46, N2, с. 91-108, 2011.

6. Hovhannisyan, D. L., Hovhannisyan, A. H., Chaltikyan V. O., Hovhannisyan, G. D., Hovhannisyan, K. A. . 2D simulation of generation of difference-frequency radiation by few-cycle laser pulse in thin crystal of GaAs. Optical Memory and Neural Networks (Information Optics), 21, 145-158, 2012.

© National Library of Armenia

ԱՄՓՈՓԱԳԻՐ

Աշխատանքում ուսումնասիրված է միջավայրի իներցիոն ռամանյան արձագանքի ազդեցությունը առաջին կարգի ֆեմտովարկյանային սոլիտոնի կայունության վրա: Ուղիղ գծերի եղանակով կառուցվել է ռամանյան կոմպլեքս գործակից պարունակող Շրեդինգերի ոչ գծային հավասարման համար խառը խնդրի թվային լուծումը: Համաձայն այդ եղանակի, ածանցյալները ըստ ժամանակի փոխարինվել են վերջավոր տարբերություններով, իսկ տարածական փոփոխականը պահվել է անընդհատ: Արդյունքում ստացվել է սովորական դիֆերենցիալ հավասարումների համակարգ, որը լուծվել է Ռունգե-Կուտի եղանակով: Ընդ որում նկատի են առնվել բարձր կարգի ոչ գծային երևույթները: Այդ մոդելը նկարագրում է ֆեմտովարկյանային օպտիկական սոլիտոնի տարածումը միամոդ մանրաթելում: Դիտարկվել է այն դեպքը, երբ հաշվի են առնվում ոչ միայն հաճախությունից կախված ուժեղացումը, այլ նաև ոչ գծային դիսիպացիան, որը տեղի ունի հարկադիր կոմբինացիոն ցրման ժամանակ: Ստացված են պայմաններ մանրաթելի պարամետրերի և իմպուլսի սկզբնական էներգիայի, ինչպես նաև ալիքի երկարության վրա, որոնց առկայության դեպքում հնարավոր է սոլիտոնային լուծում: Հավասարման թվային լուծման ընթացքում կառուցվել է տարածման ժամանակ իմպուլսի պարուրիչի ժամանակային պրոֆիլի փոփոխությունը, երբ $\alpha_5 \neq 0$, և երբ $\alpha_5 = 0$: Ստացվել է նաև իմպուլսի գագաթի հապաղման կախվածությունը անցած ճանապարհից, երբ $\alpha_5 \neq 0$:

Դիտարկվել է Շրեդինգերի ոչ գծային բարձր կարգի հավասարումը, որտեղ հաշվի են առնվել հինգերորդ կարգի ոչգծայնությունը և չորրորդ ու հինգերորդ կարգի դիսպերսիոն անդամները և ցույց է տրվել, որ այս դեպքում գոյություն չունի սոլիտոնային լուծում: Ուղիղների եղանակով կառուցվել է հավասարման համար խառը խնդրի թվային լուծումը: Հաշվարկվել է ֆեմտովարկյանային իմպուլսի ակնթարթային հաճախությունների կախվածությունը ժամանակից, ֆեմտովարկյանային իմպուլսի սպեկտրի զարգացումը: Գերկարճ ֆեմտովարկյանային իմպուլսի, որը տարածվում է միամոդ մանրաթելում, որտեղ հաշվի են առնված գծային և բարձր կարգի ոչ գծային անդամները, ժամանակահաճախային դինամիկան ուսումնասիրելու համար օգտագործվել է Վիգների ձևափոխությունը: Նույն նպատակների համար օգտագործվել է նաև վեյվլետ անալիզը, երբ ուսումնասիրվել է 21 ֆվ տեվողությամբ գերկարճ իմպուլսը, որը տարածվում է շեղված դիսպերսիոն բնութագիր ունեցող միամոդ մանրաթելում: Ալիքի կենտրոնական երկարությունը վերցվել է հավասար 1.595մկմ: Այդ ալիքի երկարությունը համապատասխանում է մանրաթելի զրոյական դիսպերսիային: Վեյվլետ անալիզը կատարվել է ուղիղ գծերի եղանակով Շրեդինգերի ոչ գծային հավասարման համար խառը խնդիրը լուծելու համար: Այդ հավասարման մեջ հաշվի են արնվել հինգերորդ կարգի ոչգծայնությունը և չորրորդ ու հինգերորդ կարգի դիսպերսիոն անդամները: Օգտագործվել է Marlet վեյվլետը, որը հաճախ կիրառվում է հաճախության լոկալ փոփոխումներով ազդանշանի վերլուծության ժամանակ: Մասնավորապես, ցույց է տրված, որ շնորիվ վեյվլետ անալիզի, հնարավոր է լինում ժամանակի ընթացքում լոկալիզացնել լիմպուլսի առջևի ճակատի դքության աճը 3 ՏՀց հաճախականային լուծողականությունից ոչ պակաս:

Միաուղղված ալիքների մոտարկման ճշտությամբ արտածվել է մասնակի ածանցյալներով դիֆերենցիալ հավասարումների համակարգ, որը նկարագրում է թույլ արտահայտված խրոմատիկ դիսպերսիայի ռեժիմում քառակուսային ոչգծայնություն

© National Library of Armenia

ունեցող բյուրեղում մի քանի օպտիկական տատանումների տևողությամբ փոխօրթոգոնալ գծորեն բևեռացված լազերային իմպուլսների էլեկտրական դաշտերի զարգացումը: Որպես ոչ գծային բյուրեղ դիտարկվել է իզոտրոպ GaAs բյուրեղը, իսկ փոխազդող իմպուլսների տարածման ուղղությունը համնկնում է բյուրեղի <110> հարթության նորմալի հետ: Հավասարումների համակարգը լուծվել է վերջավոր տարբերությունների եղանակով: Ստացվել է մղման իմպուլսի սպեկտրի կենտրոնական երկարության ալիքի հարաբերական շեղման կախվածությունը անցած ճանապարհից, երբ էլեկտրական դաշտի լայնույթը հավասար է E_{0max} = 50 ՄՎ/մ և 100 ՄՎ/մ: Ցույց է տրված, որ նորմավորված հեռավորության ξ = 3-ի արժեքի դեպքում, երբ E_{0max} = 50 ՄՎ/մ և ξ = 1 դեպքում, երբ E_{0max} = 100 ՄՎ/մ տեղի է ունենում սպեկտրի կենտրոնական ալիքի երկարության հարաբերական շեղման թռիչքաձև փոփոխություն 2%-ով: Ցույց է տրված, որ երբ *GaAs* բյուրեղի հաստությունը համաչափելի է տարբերային հաճախության ճառագայթման կոհերենտության երկարության հետ, ապա տարբերային հաճախության ճառագայթման էֆեկտիվությունը 4.1 մկմ և 10 մկմ ալիքների երկարությունների վրա և 30 ֆվ տեվողությամբ մղման իմպուլսի համար, որի ալիքի երկարությունը հավասարէ 1.98 մկմ, իսկ էլեկտրական դաշտի լայնույթը կազմում է 100 ՄՎ/մ հավասար է համապատասխանաբար-51 դԲ և -14 դԲ: Իսկ մղման իմպուլսի էլեկտրական դաշտի լայնույթի 100 ՄՎ/մ արժեքի դեպքում ,երբ բյուրեղի հաստությունն է 41մկմ, տարբերային հաճախության ճառագայթման գեներացիայի էֆեկտիվության առավելագույն արժեքը 4 մկմ - 10 մկմ սպեկտրալ շերտում, կազմում է -21 դԲ: Ցույց է տրված, որ մի քանի տատանման պարբերության տևողություն ունեցող լազերային փնջի բարակ GaAs բյուրեղի ոչ գծային փոխազդեցության ընթացքում տարբերային հաճախության ճառագայթի մոտակա դաշտում տեղի է ունենում ճառագայթման սպեկտրալ բաղադրիչների հաճախա-տարածային բաժանում:

© National Library of Armenia

Summery

Using the method of lines (MOL) the existence of the analytic solitary-wave solutions for a high-order nonlinear Schrodinger equation (NLSE) under some physical constraints on the model coefficients is shown. Numerical solutions of the higher order NLSE with both real and imaginary Raman terms, which can model an femtosecond pulse propagation through single mode optical fiber has been found. It is shown that if the imaginary part of the Raman terms is equal to zero then there exist the first order solitary wave solution of NLSE. From the constraints for the solitary-wave solutions the conditions such as the wavelength needed to launch the pulse, the types of optical fibers, and the required peak power has been obtained. In particular, it's shown that the analytic first order solitary-wave solution in the limit of $\alpha_5 = 0$ does exist. It's obtained the dependence of pulse peak delay versus propagation distance when $\alpha_5 \neq 0$. In order to show the accuracy of the presented method, root-mean square value of error vector, corresponding to difference of initial soliton and solitary-wave solutions were calculated.

The supercontinuum generation process by extremely short femtosecond laser pulse, propagated in a dispersion-flattened single-mode fiber at the zero dispersion wavelength, is studied. The higher order nonlinear Schrodinger equation (NLSE) where the fifth order nonlinearity, forth and fifth order dispersion terms are taking into account is considered. The results of numerical analysis of higher order NLSE performed by the method of lines (MOL) are presented. The dependences of femtosecond pulse instant frequencies versus time for propagation normalized distances ξ= 0.1; 0.4; 0.6 and 1 at normalized nonlinearity $N^2 = 10$ are obtained. The dependences of femtosecond pulse normalized bandwidth $\Delta\omega/\omega_0$ versus propagation distance at $N^2 = 1$; 3; 5; 7 and 10 are obtained. The Wigner analysis has been used for investigating extremely short femtosecond pulse propagation dynamics in optical fibers by taking into account the fifth order nonlinearity, forth and fifth order dispersion terms. This analysis provides a simple, clear, and profound insight into the nature of the physical phenomena that determine the pulse evolution in a dispersion-flattened single mode fiber near the zero-dispersion wavelength. It's shown that the Wigner analysis can be used for investigating dynamics of propagation of extremely short femtosecond pulse in optical fiber. For the study the dynamic spectrum 21 fs duration laser pulse at 1.595 um central wavelength, which correspond to zero dispersion of considered single mode fibre, the wavelet analysis was used . The Marlet wavelet was applied, which are more suitable for studying the ultrafast oscillations with high frequency and temporal resolution. Particularly, it's shown that due to wavelet analysis it's possible to localize races at the forefront of the temporal profile with spectral resolution no less than 3 THz.

The system of coupled modified Korteweg □ de Vries equations in the approximation of unidirectional waves which describe the evolution of electric fields of mutually-orthogonal linearly polarized laser pulses with duration of several optical oscillations in a nonlinear crystal with quadratic nonlinearity in the regime of weakly expressed chromatic dispersion is derived. An isotropic GaAs crystal is considered as a nonlinear crystal, and the direction of propagation of interacting pulses is assumed to coincide with the normal to the <110> plane of the crystal. The derived system of equations was solved numerically by the finite difference method. It's obtained the dependence of the relative shift of the central wavelength of pumping pulse spectrum on the distance travelled. It is shown that the decrease the crystal thickness down to values commensurate with the coherence length of difference-frequency radiation leads to an

© National Library of Armenia

increase of conversion efficiency. In particular, we have shown that the efficiency of difference-frequency generation at 4.1 μm and 10 μm is –51 dB and –14 dB for the 30 fs pumping pulse at the wavelength 1.98 μm for the amplitude of the electric field 50 and 100 MV/m, respectively. The maximum conversion efficiency in the frequency band from $\omega_5 = 2\pi c/\lambda_5$ (λ_5=4 μm) to $\omega_6=2\pi c/\lambda_6$ (λ_6=10 μm) for E_{0}max=100 MV/m and the crystal thickness 41 μm is –21 dB.

Theoretically studied the process of the difference frequency radiation (DFR) generation by interaction of few cycle duration laser beam with a GaAs thin crystal. It's performed 2D numerical time-integration of the system of nonlinear Maxwell equations for the TE_y mode with the use of the finite-difference method. In considered geometry y-axis coincide with the normal to the <110>-plane of a GaAs crystal. It's considered the interaction of linearly–polarized pulse, having the central wavelengths of 1.98 μm, duration 17.16 fs and the electrical field amplitude $E_{x0,max}$ = 100 MV/m, propagating in the 14.74 μm-thickness GaAs crystal. The beam waist of initial linearly polarized pulse varies from 5.94 μm to 9.9 μm. In the nonlinear part of the medium polarization, the inertialess second order susceptibility is taken into account. The process of DFR pulses generation arising via spectral filtration of formed supercontinuum at the output of nonlinear crystal is studied. The dependence of the power density for x and z-polarized pulses at crystal output versus wavelength are obtained. Also, the three dimensional representation of the propagation of the x and z-polarized filtrated DFR pulses at the 132 fs time for x-polarized initial Gaussian pump beam diameter 9.9 μm and 5.94 μm respectively are obtained. It's shown that the angular divergence of x-polarized DFR at 10 μm is about 18° for initial x-polarized beam waist $\sigma_0 = 2.97\ \mu m$. It's shown also that, in considered geometry, the DFR generation efficiency for the x-polarized pulse is less sensitive to the decreasing of initial beam waist. Obtained results can be used particularly for realizing the DFR pulse space-time filtration.

© National Library of Armenia