

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

Кафедра компьютерной физики и метаматериалов на
базе Саратовского филиала Института радиотехники
и электроники им. В.А. Котельникова РАН

**Проявление модуляционной неустойчивости при распространении
оптических импульсов в волокнах с переменной по длине дисперсией**
АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ

студента 4 курса группы 431
по направлению подготовки 03.03.02 «Физика»
физического факультета
Рап Александра Игоревича

Научный руководитель

к.ф.-м.н., доцент

А.И. Конюхов

25.05.2017

Заведующий кафедрой

д.ф.-м. н., профессор

В.М. Аникин

25.05.2017

Введение

Модуляционная неустойчивость (MI) представляет собой нелинейный процесс, широко изученный в различных областях физики, в том числе в плазме, гидродинамике и оптике. При наличии мощной непрерывной волны (CW) MI приводит к появлению и усилению боковых полос в волновом спектре. В нелинейной волоконной оптике такой процесс продемонстрирован в волокнах с аномальной, постоянной дисперсией групповой скорости (GVD), а также в нормальных GVD-волокнах, позволяя выполнение условия нелинейного фазового синхронизма либо за счет дисперсии четвертого порядка, двойного лучепреломления или мультимодальной структуры. Однако эффективность таких параметрических процессов может сильно страдать от нежелательных продольных колебаний параметров волокна, с быстрым падением коэффициента усиления, а также уширением его ширины полосы. В конечном счете, параметрический выигрыш может полностью исчезать при наличии флуктуации волокна, что приводит к требованию сложных устройств или конструкций волокон. Эффективность процессов перестройки импульсов также может быть серьезно нарушена стохастическими флуктуациями параметров волокна. Напротив, всякий раз, когда продольные изменения параметров волокна довольно велики, периодичны и контролируются, например, в потере (или нелинейности), дисперсии или поляризации управляемых волоконных или лазерных систем, появляются новые детерминированные MI или параметрические резонансные (PR) боковые полосы.

Цель дипломной работы:

Разработка метода генерации новых частот при нелинейном распространении оптических импульсов в волокнах с переменным диаметром.

Задачи дипломной работы:

1) Изучить распространение оптических импульсов при генерации частотного уширения за счет модуляционной неустойчивости

- 2) Изучить условия фазового синхронизма для генерации новых частот в оптических волокнах с переменным по длине диаметром
- 3) Построить математическую модель распространения импульсов в оптических волокнах.
- 4) Изучить эффекты генерации новых частот при использовании волокон с периодическим изменением дисперсии вдоль волокна.

Структура и объём работы

Дипломная работа состоит из введения, пяти глав, списка использованных источников. Общий объём работы составляет 61 страницу, 1 таблицу, 18 рисунков. Библиография включает 23 наименования.

Краткое содержание работы

Во введении обосновывается актуальность работы.

В первой главе описывается основное уравнение распространения.

Большинство нелинейных эффектов в волоконных световодах изучаются с использованием импульсов длительностью от ~ 10 нс до ~ 10 фс. Когда такие импульсы распространяются в световоде, на их форму и спектр влияют как дисперсионные, так и нелинейные эффекты. В этом разделе мы выведем основное уравнение, описывающее распространение оптических импульсов в волоконных световодах, как в нелинейной среде с дисперсией. Начнем вывод с волнового уравнения (1.1.a)

$$\nabla * \nabla * E = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (1.1.a)$$

Используя уравнения (1.1.b) и (1.1.c), его можно записать в виде

$$P(r, t) = P_L(r, t) + P_{NL}(r, t) \quad (1.1.b)$$

$$\nabla * \nabla * E = \nabla(\nabla * E) - \nabla^2 E = -\nabla^2 E \quad (1.1.c)$$

$$\nabla^2 F - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P_L}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2} \quad (1.1.1)$$

где линейная P_L и нелинейная P_{NL} части индуцированной поляризации.

Также в этой главе описываются численные методы.

Уравнение распространения нелинейное дифференциальное уравнение с частными производными, которое, вообще говоря, нельзя решить аналитически, за исключением некоторых частных случаев, когда для решения применим метод обратной задачи рассеяния. Поэтому часто для изучения нелинейных эффектов в световодах необходимо численное моделирование. Для этой цели можно использовать множество численных методов, которые можно отнести к одному из двух классов: 1) разностные методы и 2) псевдоспектральные методы. Вообще говоря, псевдоспектральные методы на порядок или даже более быстрее при той же точности счета. Одним из наиболее широко используемых методов решения задачи распространения импульсов в нелинейной среде с дисперсией является фурье-метод расщепления по физическим факторам (SSFM). Относительно большая скорость счета этим методом по сравнению с большинством методов конечных разностей достигается благодаря использованию алгоритма быстрого фурье-преобразования.

Применять SSFM-метод относительно просто. Как показано на рисунке 1.1.1, длина световода делится на множество сегментов, которые не обязательно должны быть одинаковой длины.

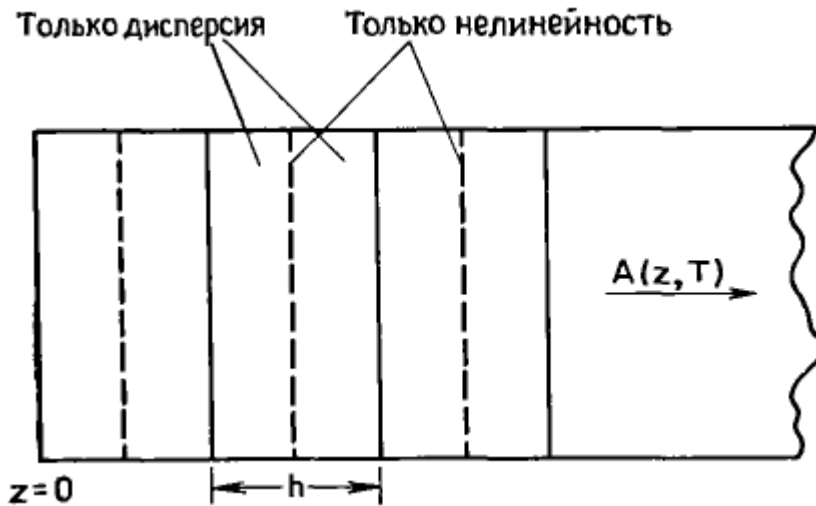


Рисунок 1.1.1. Схема симметризованного SSF-метода, используемого для численного моделирования. Длина световода разбивается на большое количество сегментов длины h . Внутри сегмента действие нелинейности учитывается в центральной точке, указанной штриховой линией.

Во второй главе описывается модуляционная неустойчивость.

квазипериодической дисперсии

Эволюцию оптического поля ψ в световоде можно описать нелинейным уравнением Шредингера (NLSE), которое включает как керровскую нелинейность γ , так и продольно меняющуюся дисперсию второго порядка $\beta_2(z)$:

$$i \frac{\partial \psi}{\partial z} - \frac{\beta_2(z)}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + \gamma |\psi|^2 \psi = 0 \quad (2.1.1)$$

где ψ - комплексное электрическое поле, z - расстояние распространения, t - приведенное время.

МР или параметрический резонанс, индуцированный продольными вариациями хроматической дисперсии, теоретически исследовался ранее в широком диапазоне конфигураций, начиная от синусоидальных профилей с пространственным периодом в несколько десятков метров, вплоть до дисперсионно управляемых систем с периодами в несколько километров.

Рассмотрим профиль дисперсии волокна, который эволюционирует с расстоянием Z в соответствии со следующим синусоидальным правилом

$$\beta_2(Z) = \beta_{2av} + \beta_{2amp} \sin(2\pi Z/\Lambda) \quad (2.1.2)$$

где Λ - пространственный период дисперсионного колебания, β_{2av} - средняя дисперсия волокна, а β_{2amp} - половина амплитуды дисперсии от максимума к пику. При наличии синусоидальных продольных изменений GVD и при накачке непрерывной волной мощности P QPM FWM (или MI, или PR) приводит к появлению боковых полос резонансного усиления, угловое изменение частоты которых относительно насоса может быть аналитически предсказано следующим образом :

$$\Omega_p^2 = \frac{2\pi p / \Lambda - 2\gamma P}{\beta_{2av}} \quad (2.1.3)$$

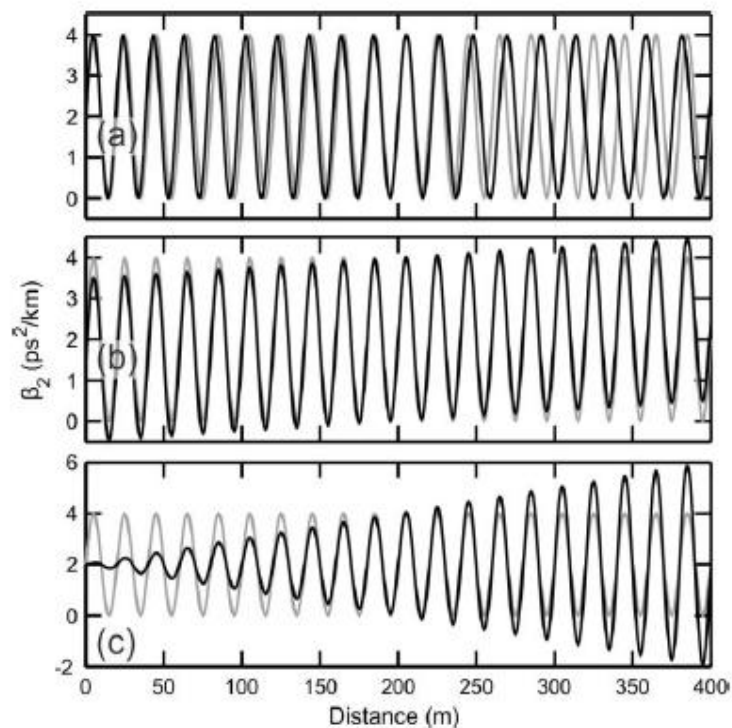


Рисунок 2.1.1: Эволюция продольного профиля дисперсии DOF с синусоидальной модуляцией дисперсии (серая линия) или для квазипериодической DOF с линейной эволюцией: пространственного периода (панель а, черная линия, $\alpha = 0,1$); Средняя дисперсия (панель b, черная линия, $\alpha = 0,5$); Амплитуда флуктуаций дисперсии (панель с, черная линия, $\alpha = 2$).

В третьей главе описывается фазовая кросс модуляция оптических импульсов.

Электрическое поле эллиптически поляризованной волны может быть записано в виде

$$E(r, t) = \frac{1}{2}(\hat{x}E_x + \hat{y}E_y)\exp(-i\omega_0 t) + \text{компл. сопр.} \quad (3.1.1)$$

где E_x и E_y комплексные амплитуды компонент вектора поляризации волны с несущей частотой ω_0 . Как и прежде, получим выражение для нелинейной поляризации P_{NL} . В изотропной среде P_{NL} можно записать в общем виде:

$$P_{NL}(r, t) = \frac{1}{2}(\hat{x}P_x + \hat{y}P_y)\exp(-i\omega_0 t) + \text{компл. сопр.} \quad (3.1.2)$$

где P_x и P_y определяются как

$$P_i = \frac{3\varepsilon_0}{2} \sum_j \left(\chi_{xxxy}^{(3)} E_i E_j E_j^* + \chi_{xyxy}^{(3)} E_j E_i E_j^* + \chi_{xyyx}^{(3)} E_j E_j E_i^* \right) \quad (3.1.3)$$

где $i, j = x$ или y . Три независимые компоненты $\chi^{(3)}$ связаны с $\chi_{xxxx}^{(3)}$ соотношением

Относительная величина трех компонент зависит от конкретных физических механизмов, вносящих вклад в $\chi^{(3)}$. В кварцевых световодах, где $\chi^{(3)}$ имеет в основном электронное происхождение, эти три компоненты почти одинаковы по величине. Если для простоты предположить, что они одинаковы, "поляризационные компоненты" P_x и P_y из выражения (3.1.3) приобретают вид

$$P_x = \frac{3\varepsilon_0}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} \left[(|E_x|^2 + \frac{2}{3}|E_y|^2) E_x + \frac{1}{3} \frac{E_x^* E_y}{(E_x^* E_y) E_y} \right] \quad (3.1.4)$$

$$P_x = \frac{3\varepsilon_0}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} \left[(|E_y|^2 + \frac{2}{3}|E_x|^2) E_y + \frac{1}{3(E_y^* E_x) E_x} \right] \quad (3.1.5)$$

Последнее слагаемое в (3.1.4) и (3.1.5) аналогично тому, что (3.1.a) возникает из-за четырехволнового смешения,

$$P_{NL} = \frac{1}{2} \tilde{\chi} \{ P_{NL}(\omega_1) \exp(-i\omega_1 i) + P_{NL}(\omega_2) \exp(-i\omega_2 i) + P_{NL}(2\omega_1 - \omega_2) \exp[-i(2\omega_1 - \omega_2) i] \}$$

но из-за вырождения поляризационных компонент ($\omega_2 = \omega_1 = \omega_0$) дает вклад на одной частоте. Его влияние на динамику поляризационных компонент зависит от степени фазового согласования между ортогонально-поляризованными модами, определяемой длиной биений L_B , которая вводится как

$$L_B = \frac{2\pi}{|\beta_x - \beta_y|} = \frac{\lambda}{B}$$

Если длина световода $L \gg L_B$, что имеет место в сильно двулучепреломляющих световодах, то из-за большого фазового рассогласования последние члены в выражениях (3.1.4) и (3.1.5) вносят пренебрежимо малый вклад. С другой стороны, для слабо двулучепреломляющих световодов этот член необходимо включать, если $L \ll L_B$.

В четвертой главе описывается условие фазового синхронизма.

Итак, пусть исходная волна, бегущая в кристалле, имеет вид

$$E(z, t) = E_0 \cos(\omega t - k_1 z) \quad (4.1)$$

Это плоская волна частоты ω , волновое число k_1 этой волны определяет её фазовую скорость

$$v = \frac{\omega}{k_1} = \frac{c}{n(\omega)} \quad (4.2)$$

$n(\omega)$ - показатель преломления для волны, имеющей частоту ω .

Это волна возбуждает в каждой точке среды колебания поляризации с частотой 2ω . Эту волну поляризации можно рассматривать как бегущую в среде антенну или колеблющийся с частотой 2ω диполь.

Из-за движения между волнами, излучаемыми "антенной" в разные моменты времени (и в разных местах) возникает фазовый сдвиг, равный $\Delta\varphi = (k_2 - k_1)z$

Пока путь волны в кристалле достаточно мал:

$$\Delta\varphi = (k_2 - k_1)z \ll \pi, \quad (4.3)$$

все "вторичные волны", излученные бегущей антенной, складываются синфазно, поэтому амплитуда суммарной волны растет.

Условие, при котором волны второй гармоники, испущенные разными осцилляторами среды, складываясь синфазно, образуют в сумме волну, амплитуда которой при распространении в кристалле нарастает, называется условием фазового синхронизма.

В пятой главе представлено распространение импульса в оптическом волокне, эволюция спектра и импульс на выходе .

Для моделирования использовался язык программирования Фортран (Fortran) и среда разработки CodeBlocks.

Заключение

В результате работы было изучено распространение оптических импульсов при генерации частотного уширения, рассмотрено условия фазового

синхронизма для генерации новых частот в оптических волокнах с переменным по длине диаметром, построена математическая модель распространения импульсов в оптических волокнах и изучены эффекты генерации новых частот при использовании волокон с периодическим изменении дисперсии вдоль волокна.