

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ**

**Н.В. Петров, А.А. Городецкий,
В.Г. Беспалов, А.А. Дроздов, А.Н. Цыпкин,
М.С. Куля**

Виртуальный лабораторный практикум:

**ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ОПТИКА
И ФЕМОТЕХНОЛОГИИ**

Учебно-методическое пособие



Санкт-Петербург

2011

Петров Н.В., Городецкий А.А., Беспалов В.Г., Дроздов А.А., Цыпкин А.Н., Куля М.С.

Виртуальный лабораторный практикум:
ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ОПТИКА И ФЕМТОТЕХНОЛОГИИ

Учебно-методическое пособие

Под редакцией: Беспалова В.Г. – СПб: НИУ ИТМО, 2011. – 64 с.

В пособии представлены учебные материалы виртуального практикума по дисциплине «Фемтосекундная оптика и фемтотехнологии». Даны описания виртуальных лабораторных работ с краткими изложениями теоретического материала.

Предназначено для бакалавров и магистров, обучающихся по направлению 200700 «Фотоника и оптоинформатика», а также для студентов оптических и информационных специальностей смежных направлений.

Рекомендовано к печати ученым советом факультета фотоники и оптоинформатики, протокол № 7 от 17.11.2011 г.



В 2009 году Университет стал победителем многоэтапного конкурса, в результате которого определены 12 ведущих университетов России, которым присвоена категория «Национальный исследовательский университет». Министерством образования и науки Российской Федерации была утверждена программа его развития на 2009–2018 годы. В 2011 году Университет получил наименование «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики»

© Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, 2011

© Н.В. Петров, А.А. Городецкий, В.Г. Беспалов,
А.А. Дроздов, А.Н. Цыпкин, М.С. Куля, 2011

Содержание

1	Лабораторная работа №1 ДИФРАКЦИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ЩЕЛИ	4
2	Лабораторная работа №2 ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ФЕМ- ТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРА В НЕЛИНЕЙНЫХ КРИСТАЛ- ЛАХ	10
3	Лабораторная работа №3 РАСЧЕТ ПРИЗМЕННОГО СТРЕТЧЕРА И КОМПРЕССОРА	17
4	Лабораторная работа №4 ИМПУЛЬСНАЯ ТЕРАГЕРЦОВАЯ ГОЛОГРАФИЯ	26
5	Лабораторная работа №5 ОПТИЧЕСКОЕ БИСТАБИЛЬНОЕ УСТРОЙСТВО	39
6	Лабораторная работа №6 ГЕНЕРАЦИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО СУПЕРКОНТИНУУМА	52

1 Лабораторная работа №1

ДИФРАКЦИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ЩЕЛИ

Цель работы: Ознакомиться с особенностями дифракции широкополосного излучения на щели.

Объект исследования: излучение фемтосекундного лазера

Задачи, решаемые в работе:

1. Анализ изменения спектра излучения при удалении от оптической оси.
2. Выявление особенностей дифракционной картины широкополосного излучения, отличных от дифракции монохроматического излучения.
3. Рассмотрение возможных математических подходов к решению этой задачи

СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ

В данной работе мы рассмотрим дифракцию широкополосных фемтосекундных импульсов, генерируемых в лазерной установке.

Фемтосекундная лазерная установка

Фемтосекундные импульсные лазеры используются во многих областях физики, биологии, медицины и других естественных наук, включая такие области применения как: обработка различных материалов, многофотонная микроскопия, «pump — probe» спектроскопия, параметрическая генерация, генерация суперконтинуума, тестирование полупроводниковых устройств, задающий генератор в усилительных системах, генерация терагерцового излучения, оптическая когерентная томография и метрология оптических частот. С ростом числа применений лазеров ультракоротких импульсов, возникает необходимость в компактных, надежных, малошумящих источниках фемтосекундных импульсов. Идеальным решением являются фемтосекундные волоконные лазеры, основанные на волокнах легированных эрбием. Подробнее с фемтосекундными лазерными системами вы познакомитесь на других лабораторных работах этого курса.

Спектр фемтосекундного излучения.

Допустим, у нас уже есть некоторая система, генерирующая импульсы фемтосекундной длительности в оптическом и инфракрасном диапазоне спектра. Спектр оптических импульсов можно вычислить, используя преобразование Фурье. Введем комплексную функцию

$$E(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} U(t) \exp(i\omega t) dt \quad (1.1)$$

Энергетический спектр сигнала определяется квадратом модуля функции $E(\omega)$

$$\rho(\omega) = |E(\omega)|^2 \quad (1.2)$$

Важно отметить, что энергетический спектр одинаковых по длительности импульсов может оказаться разным. Это связано с тем, что импульсы могут обладать разной временной зависимостью фазы $\phi(t)$ в формуле (1.1). Проиллюстрируем последнее утверждение на примере Гауссовых импульсов, описываемых выражением

$$F(t) = \exp\left(-\frac{t^2}{T_0^2}\right) \quad (1.3)$$

$$T_{WHFM} = 2 \ln(1 + \sqrt{2}) T_0 \approx 1.763 T_0,$$

При наличии частотной модуляции комплексная амплитуда поля гауссова импульса может быть записана в виде

$$U(t) = \exp\left(-\frac{1 + iC(t)}{2} \frac{t^2}{T_0^2}\right) \quad (1.4)$$

где $C(t)$ — параметр модуляции. В случае линейной частотной модуляции параметр $C = const$. Подставляя для этого случая выражение (1.4) в формулу (1.1), для $U(\omega)$ получаем выражение

$$U(\omega) = \left(\frac{2\pi T_0^2}{1 + iC}\right) \exp\left(-\frac{\omega^2 T_0^2}{2(1 + iC)}\right) \quad (1.5)$$

Нормированный энергетический спектр $\rho_H(\omega)$ для этого случая имеет вид

$$\rho_H(\omega) = \exp\left(-\frac{\omega^2 T_0^2}{2(1 + iC)}\right) \equiv \exp\left(\frac{\omega^2}{\Delta\omega_0^2}\right) \quad (1.6)$$

где $\Delta\omega_0$ — полуширина спектра по уровню мощности (интенсивности) $\frac{1}{e}$. В отсутствие частотной модуляции ($C = 0$) ширина спектра минимальна, при этом выполняется соотношение

$$\Delta\omega_0 T_0 = 1 \quad (1.7)$$

Импульсы, для которых выполняется соотношение (1.7), называются **спектрально ограниченными**. При наличии линейной частотной модуляции ширина спектра импульса увеличивается в $\sqrt{1 + C^2}$ раз по сравнению со спектрально ограниченным импульсом той же длительности. Такое уширение спектра возможно, например, за счет фазовой самомодуляции при распространении светового импульса в волокне без дисперсии (т.е. на длине волны нулевой дисперсии). Если же световой импульс распространяется в линейном режиме в волокне с дисперсией, то появление частотной модуляции, обусловленное дисперсией, ведет к увеличению длительности светового импульса, и при этом его спектр не изменяется!

Дифракция широкополосных импульсов на щели

Решать прямую задачу дифракции широкополосных импульсов можно двумя способами. Первый способ заключается в решении системы уравнений Максвелла для поля фемтосекундного импульса. Но этот метод достаточно ресурсоемок, и мы не будем подробно на нем останавливаться. В нашей работе мы будем пользоваться следующим способом. Применяя, как описано выше, преобразование Фурье, перейдем в спектральную область. Широкий спектр разобьем на узкие компоненты, и для каждой решим прямую задачу дифракции. Которая, как вы помните с прошлого года, заключается в следующем: Рассчитывается поле для каждой спектральной компоненты, при этом щель представляется в виде суперпозиции точечных источников. Тогда для поля данной спектральной компоненты в каждой точке экрана можно записать следующее выражение:

$$U(\lambda, y) = \sum_x \frac{1}{i\lambda r_{xy}} \exp\left(-i\frac{2\pi}{\lambda} r_{xy}\right), \quad (1.8)$$

где r_{xy} — расстояние между точками щели и экрана. Для получения результирующей картины дифракции, получившиеся поля переводятся в интенсивности, затем интенсивности всех компонент спектра суммируются.

ОПИСАНИЕ ВИРТУАЛЬНОЙ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

- **Distance** — расстояние от щели до экрана
- **Screen** — размер экрана
- **Duration** — длительность импульса
- **Slit** — ширина щели
- **Screen scale** — расстояние между соседними точками экрана в длинах волн.
- **Wavelength** — центральная длина волны широкополосного излучения.

При выполнении виртуальной лабораторной работы следует принимать во внимание, что графики позволяют менять предельные значения по осям при отображении результата. По умолчанию включена опция автоматического масштабирования по обеим осям, которую можно отключить нажатием правой кнопки мыши на график и снятием маркера напротив надписи «**Autoscale X**» (или **Y**). В отсутствии масштабирования можно пользоваться инструментами в левом нижнем углу графика — такими как лупа, либо же задавать необходимый интервал численно - щелчком левой кнопки мыши по одному из предельных значений на графике. Кроме того можно вызвать другие скрытые опции графика, все тем же нажатием правой кнопки мыши на график и выбором соответствующего маркера в подменю «**Visible items**». Описанные выше возможности позволяют, например, точно измерить различия в спектрах пикосекундных и фемтосекундных импульсов.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Получите спектр, установив параметры длительности импульса и длины волны. Длина волны излучения выдается преподавателем каждому студенту **индивидуально!**
2. При соответствии или превосходстве полученного спектра вашим ожиданиям, можете смело вводить оставшиеся параметры (при выборе параметров советуем руководствоваться здравым смыслом) и наблюдать картины дифракции во втором окне, а в третьем — спектр в точке экрана с координатой, задаваемой в расположенном рядом с ним окне.
3. Проследите зависимость дифракционной картины от ширины спектра
4. Получите спектр в различных точках экрана и объясните его изменения.

5. Выявите характерные отличия дифракционных картин широкополосного излучения от дифракционных картин, получаемых в монохроматическом свете.
6. Приведите несколько примеров спектров в различных точках экрана, которые имеют один или несколько минимумов, объясните появление минимумов.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

Подготовьте отчет в соответствии с ходом работы. Графически представьте результаты проделанных измерений. Дайте развернутое объяснение результатов и выявленных зависимостей. Ответьте на контрольные вопросы.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое спектрально ограниченный импульс?
2. Почему при получении полной картины дифракции суммируются интенсивности, а не амплитуды?
3. Пользуясь результатами проделанной работы, опишите картину дифракции широкополосного излучения на:
 - (а) круглом отверстии;
 - (б) прямоугольном отверстии;
 - (с) дифракционной решетке.
4. Какой минимальной длительности может быть импульс излучения Титан-Сапфирового лазера? Эрбиевого лазера? Почему?
5. Какие уравнения, описывающие дифракцию волнового фронта, вы знаете? Запишите их и назовите методы их решения.

Примечание: На вышепоставленные вопросы необходимо ответить. Ответы изложить в отчете, стараясь избегать схожести на отчет соседа. В отчете старайтесь не быть голословными и подтверждать свои ответы комментариями и иллюстрациями, сделанными в ходе лабораторной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гудмен Дж.* Введение в Фурье-оптику. — М.: «Мир», 1970.

2. *Г.Агравал* Нелинейная волоконная оптика. — М.: Мир, 1996.
3. *Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С.* Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. — М.: Наука, 1988.
4. *T. Kreis* Handbook of Holographic Interferometry - Optical and Digital Methods. Wiley, Weinheim, 2005.

2 Лабораторная работа №2 ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРА В НЕЛИНЕЙНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Цель работы: Ознакомиться с явлением генерации второй гармоники (ГВГ) излучения фемтосекундного лазера в нелинейных кристаллах KDP, BBO и LiIO₃.

Объект исследования: Нелинейные кристаллы KDP, BBO и LiIO₃.

Задачи, решаемые в работе:

1. Анализ изменения интенсивности и спектра второй гармоники при изменении толщины кристалла.
2. Анализ изменения интенсивности и спектра второй гармоники при изменении длительности фемтосекундного импульса.
3. Сравнение эффективности генерации второй гармоники в различных кристаллах

СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ

В данной работе мы рассмотрим явление ГВГ широкополосных фемтосекундных импульсов, генерируемых в лазерной установке

Нелинейные оптические явления.

Оптические эффекты, характер которых зависит от интенсивности излучения, называются нелинейными, а область оптики, изучающую такие явления — нелинейной оптикой.

Нелинейная поляризация.

Эффект генерации суммарных частот заключается в том, что при поступлении в среду излучений на частотах ω_1 и ω_2 на выходе возникает электромагнитная волна с частотой $\omega_3 = \omega_1 \pm \omega_2$

Если $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, т.е. в среду поступает интенсивные волны одной частоты, то излучение на суммарной частоте является их второй гармоникой:

$$\omega + \omega = 2\omega \quad (2.1)$$

Рассмотрим причину появления этого эффекта. Взаимодействие световой волны с веществом на классическом языке описывается вектором поляризации \vec{P} . Эта поляризация, вообще говоря, является некоторой функцией $\vec{P} = f(\vec{E})$ напряженности электрического поля \vec{E} световой волны. В приближении соответствующем области линейной оптики поляризация связана с напряженностью поля \vec{E} линейно

$$\vec{P} = \kappa \vec{E} \quad (2.2)$$

Такое приближение достаточно хорошо работает для не очень высоких значений \vec{E} , т.е. для интенсивностей обеспечиваемых обычными, не лазерными источниками. При воздействии на среду лазерного излучения с достаточно высокой плотностью потока соотношение (2.2) может уже не выполняться. Если отличие связи поляризации \vec{P} и поля \vec{E} от линейной не слишком велико (а именно так обстоит дело даже в сильных лазерных полях), то функцию $\vec{P} = f(\vec{E})$ можно представить в виде ряда

$$\vec{P} = \kappa \vec{E} + \chi \vec{E} \vec{E} + \vartheta \vec{E} \vec{E} \vec{E} \quad (2.3)$$

Первый член его является линейной, а остальные — нелинейной составляющей поляризации. Отношение каждого последующего члена ряда к предыдущему $\approx \frac{1}{E}$, т.е. последующие члены ряда быстро уменьшаются. Переход от линейной связи $\vec{P} = \kappa \vec{E}$ к нелинейной заставляет пересмотреть все основные аспекты взаимодействия светового излучения с веществом.

Величины χ и ϑ называют эффективной нелинейной поляризуемостью среды. Следует отметить, что запись разложения (2.3) в достаточной степени условна, т.к. величины κ , χ и ϑ , вообще говоря, являются тензорами соответственно 2-го, 3-го и т.д. рангов.

Появление второй гармоники связано с квадратичным членом $\chi \vec{E} \vec{E}$ в разложении (2.3) поляризации \vec{P} по степеням электрического поля световой волны. Если в среду входит гармоническая световая волна вида $E = A \cos(\omega t - kz)$, то, в силу (2.3), переизлученное поле в среде будет содержать не только частоту ω , но и ее гармоники на частотах 2ω , 3ω и т.д.. Действительно, второй член ряда (2.3) можно представить в виде

$$\chi E^2 = \frac{1}{2}\chi A^2 + \frac{1}{2}\chi \cos(2(\omega t - kz)) \quad (2.4)$$

Второй член в выражении (2.4) описывает переизлученное электроном поле на частоте 2ω второй гармоники падающей волны. Величину χ (тензор третьего ранга) называют квадратичной нелинейной поляризуемостью вещества. Необходимым условием ГВГ является отличие χ от нуля. Это осуществляется в анизотропных средах не имеющих центра симметрии. Действительно, если вещество изотропно, или имеет центр симметрии, то при изменении направления приложенного электрического поля E поляризация P должна менять знак. Чтобы удовлетворить этому требованию, члены, содержащие четные степени в разложении (2.3), должны отсутствовать, т.е. величина χ должна быть равной нулю. Кроме того, конечно, в среде должно отсутствовать поглощение для всех взаимодействующих волн.

Условие фазового синхронизма.

Генерация излучения на суммарной (или разностной) частоте происходит наиболее эффективно, если волна с частотой ω_3 , приходящая к данному элементу объема от предшествующих элементов, находится в нужной фазе с излучением на этой же частоте, которое порождается в этом элементе объема. Интенсивность генерации в таком случае возрастает на несколько порядков, поскольку ее накопление происходит по всей длине нелинейной среды. Такое благоприятное соотношение фаз реализуется, если для волновых векторов выполняется равенство

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_3 \quad (2.5)$$

Выражение (2.5) называют условием фазового (волнового, пространственного) синхронизма.

Условие фазового синхронизма может выполняться для волн с различными поляризациями при определенных направлениях распространения их в анизотропных кристаллах. Возникновение его удобно иллюстрировать при помощи поверхностей волновых векторов в отрицательном одноосном кристалле (практически наиболее важный случай). На Рис. 2.1 показаны сечения таких поверхностей плоскостью XZ , когда ось Z параллельна оптической оси C . Пусть в процессе $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$, волны с частотами ω_1 и ω_2 имеют линейную поляризацию и распространяются в кристалле как обыкновенные волны, т.е. вектора напряженности электрического поля волн $\vec{E}_{1,2}$ ортогональны оси C . Для выполнения условия синхронизма в отрицательном кристалле волна ω_3

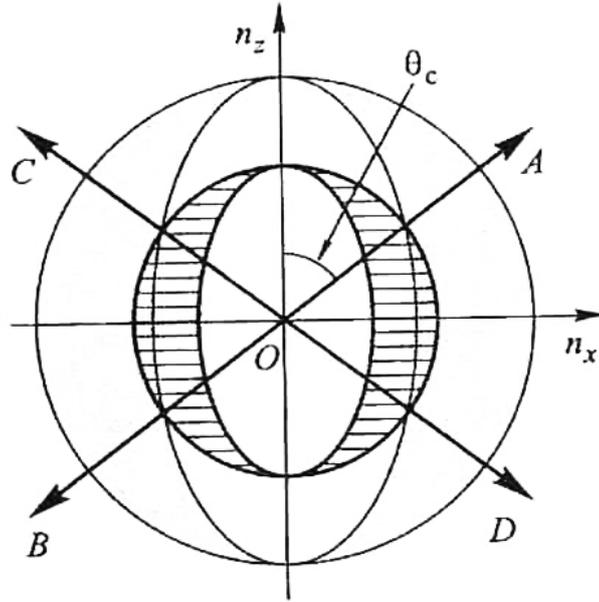


Рис. 2.1: Иллюстрация условия фазового синхронизма.

должна обязательно быть необыкновенной, т.е. линейно поляризованной, с вектором \vec{E}_3 лежащим в плоскости проведенной через ось C и ортогональным векторам $\vec{E}_{1,2}$. Такой тип взаимодействия называется - оое.

Случай сверхкоротких импульсов.

При использовании сверхкоротких лазерных импульсов стандартное квазистатическое приближение не работает, поэтому необходимо рассматривать нестационарный режим генерации второй гармоники. В нестационарном режиме появляются два специфических эффекта: эффект *группового запаздывания* взаимодействующих световых импульсов и эффект *дисперсионного расплывания* импульсов.

Зависимость групповой скорости от частоты приводит к тому, что импульс второй гармоники смещается (во времени) относительно импульса основной частоты по мере распространения излучения в нелинейном кристалле. В этом заключается эффект группового запаздывания импульсов. Возможно как опережение, так и отставание импульса второй гармоники относительно основного излучения.

Введем обозначение $u_1, \tau_1, l_1 = \frac{c\tau_1}{n_1}$, - групповая скорость, эффективная длительность и эффективная длина импульса основного излучения, $u_2, \tau_2, l_2 = \frac{c\tau_2}{n_2}$ — то же для импульса второй гармоники. Величину $\nu = \frac{1}{u_1} - \frac{1}{u_2}$ называют

групповой расстройкой. Условия группового запаздывания представляются в виде $l_1 < l, l_2 < l, \nu \neq 0$, где l — толщина кристалла.

Известно, что ГВГ может быть описана с помощью системы укороченных уравнений для комплексных амплитуд.

$$\begin{cases} \frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 = -i\sigma_1 A_1^* A_2 \exp(-ik\Delta k \cdot z) \\ \frac{dA_2}{dz} + \delta_2 A_2 = -i\sigma_2 A_1^2 \exp(-ik\Delta k \cdot z) \end{cases} \quad (2.6)$$

где δ_i — коэффициенты линейного поглощения, σ_i — коэффициенты нелинейной связи, а $\Delta k = K - 2k$ — волновая расстройка $\left(K = \frac{2\omega \cdot n(2\omega)}{c}, k = \frac{\omega \cdot n(\omega)}{c} \right)$.

Чтобы учесть эффект группового запаздывания импульсов, надо рассматривать амплитуды поля как функции не только координаты, но и времени. Система (2.6) тогда преобразуется в

$$\begin{cases} \frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{u_1} \frac{\partial A_1}{\partial z} + \delta_1 A_1 = -i\sigma_1 A_1^* A_2 \exp(-ik\Delta k \cdot z) \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{u_2} \frac{\partial A_2}{\partial z} + \delta_2 A_2 = -i\sigma_2 A_1^2 \exp(-ik\Delta k \cdot z) \end{cases} \quad (2.7)$$

Решая эту систему, виртуальный прибор осуществляет моделирование процесса генерации второй гармоники излучения фемтосекундного лазера в нелинейных кристаллах.

ОПИСАНИЕ ВИРТУАЛЬНОЙ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

Меню «**Select your crystal**» позволяет рассмотреть явление ГВГ на трех кристаллах KDP, BBO и LiIO₃. Элемент управления «**Tau₀(fs)**» — позволяет изменять длительность импульса основной гармоники, а «**Thinkness (μm)**» — толщину кристалла.

Верхний график отображает дисперсионную зависимость для выбранного с помощью меню вещества. Нижний — спектр на выходе из кристалла. Не забывайте о возможности отключения автоматического масштабирования по

осям нажатием правой кнопки мышки на графике и снятием маркера напротив надписи «Autoscale X» (Y). Пользуйтесь элементами управления графика, расположенными в его левом нижнем углу. Кнопка «Write to file» позволяет записать спектр в файл для дальнейшего анализа в программах типа «Origin», «Excel» и т.п. По нажатию кнопки появляется окно, где необходимо выбрать путь для сохранения файла, указать имя и расширение файла (.txt)

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Построить график зависимости эффективности генерации второй гармоники от толщины кристаллов основной гармоники.
2. Проанализировать и графически представить изменение интенсивности и спектра второй гармоники при изменении длительности фемтосекундного импульса.
3. Сравнить эффективности генерации второй гармоники в различных кристаллах.
4. Выявить качественную зависимость формы спектра от толщины кристалла.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

Подготовьте отчет в соответствии с ходом работы, в котором дайте ответы на контрольные вопросы.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. В чем существенное отличие ГВГ, полученной с помощью излучения фемтосекундных импульсов от ГВГ, полученной с помощью непрерывного излучения, импульсов наносекундной длительности?
2. Какими свойствами должен обладать кристалл для эффективной генерации второй гармоники?
3. Возможно ли совпадение групповых скоростей первой и второй гармоники в кристалле, и если такое возможно - в чем это проявится?
4. В каком кристалле наблюдается наиболее эффективная генерация второй гармоники при идентичных начальных параметрах? Почему так происходит?

5. Как влияет фазовая модуляция импульса на генерацию второй гармоники?

ЛИТЕРАТУРА

1. *В.Г. Дмитриев. Л.В. Тарасов* Прикладная нелинейная оптика. ФИЗМАТЛИТ, 2004.

3 Лабораторная работа №3

РАСЧЕТ ПРИЗМЕННОГО СТРЕТЧЕРА И КОМПРЕССОРА

Цель работы: Ознакомиться с механизмом растяжения и сжатия оптических импульсов во времени с помощью призм.

Объект исследования: Призменный стретчер и компрессор. Фемтосекундные лазерные системы.

Задачи, решаемые в работе:

1. Знакомство с устройствами растяжения и сжатия сверхкоротких импульсов, используемых в реальных фемтосекундных системах.
2. Изучение механизмов создания систем с отрицательной дисперсией с помощью призм.
3. Выявление особенностей компрессии сверхкоротких импульсов.
4. Анализ зависимостей получаемых длительностей импульса от геометрического расположения элементов стретчера и компрессора.

СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ

В данной работе мы рассмотрим простейшую схему призменного стретчера и компрессора, используемых для растяжения и сжатия оптических импульсов во времени.

Хроматическая дисперсия.

При взаимодействии электромагнитной волны со связанными электронами диэлектрика отклик среды зависит от оптической частоты ω . Это свойство, называемое хроматической дисперсией, проявляется как частотная зависимость показателя преломления $n(\omega)$. Возникновение хроматической дисперсии связано с характерными частотами, на которых среда поглощает электромагнитное излучение вследствие осцилляций связанных электронов. Вдали от резонансных частот среды поведение показателя преломления среды хорошо описывается уравнением Зельмейера:

$$n(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (3.1)$$

где ω_j — резонансная частота и B_j — величина j -го резонанса. Суммирование в уравнении производится по всем резонансным частотам вещества, которые вносят вклад в интересующей нас области спектра.

Усиление chirпированных импульсов.

Кристаллы $Ti^{3+}:Al_2O_3$ имеют высокий порог насыщения, что делает возможным получать относительно высокие энергии в импульсе из лазерных систем небольших размеров. $Ti^{3+}:Al_2O_3$ также имеют широкую полосу усиления, необходимую для усиления импульсов фемтосекундной длительности. Ограничения возникают от того, что пучки с высокой яркостью имеют тенденцию к самофокусировке (результат нелинейности показателя преломления в зависимости от интенсивности света). Это приводит к необходимости ограничивать интенсивность в усилителях до величин меньших 10 ГВт/см^2 .

Техника усиления chirпированных импульсов (*Chirped Pulse Amplification*) позволяет обойти это ограничение. Идея заключается в следующем. Изначально генерируются импульсы сверхкороткой длительности. Следующий шаг — растяжение их во времени с целью существенного уменьшения их пиковой мощности. Затем эти оптические импульсы малой яркости усиливаются. При этом вероятность самофокусировки, приводящей к повреждению оптических элементов усилителя, существенно уменьшается. После усиления импульсы сжимаются до их первоначальной длительности.

Согласно принципу неопределенности Гейзенберга между длительностью светового импульса и шириной его спектра должна существовать определенная связь, из которой следует, что импульсы очень короткой длительности должны иметь очень широкий спектр. Для гауссова импульса, это соотношение $\Delta\nu\Delta\tau > 0.441$, где $\Delta\nu$ — ширина спектра и $\Delta\tau$ — длительность импульса. (Для импульса длительностью 50 фс на длине волны 800 нм соответствующая ширина спектра составляет более 18 нм). Оптическое устройство, способное задерживать определенную частоту спектра импульса относительно других, может, в принципе, растягивать короткий импульс до больших длительностей или, с другой стороны, сжимать длинный импульс до короткой длительности.

Призма, которая рассеивает разные частоты под разными углами, может служить основой такого оптического устройства. Пара призм может быть

сьюстирована так, чтобы свет более высокой частоты (синяя компонента спектра) проходил больший путь, чем свет с более низкой частотой (красная часть спектра), тем самым растягивая оптический импульс. Такой импульс имеет положительную дисперсию групповых скоростей (*positive Group Velocity Dispersion*), и называется положительно chirпированным (*Positively Chirped*). С другой стороны, если задержать красные компоненты импульса относительно синих, то положительно chirпированный импульс будет сжиматься.

Призменный компрессор

Призменный компрессор — оптическое устройство, предназначенное для сжатия сверхкоротких лазерных импульсов имеющих положительный chirп. Наиболее простая схема компрессора состоит из двух призм и зеркала.

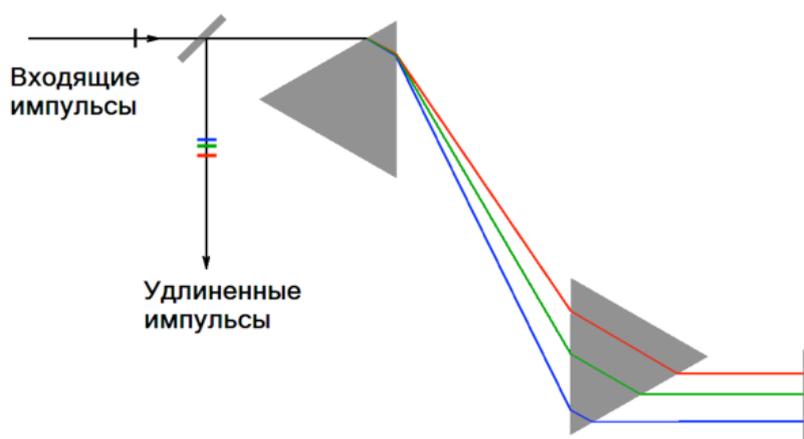


Рис. 3.1: Призменный компрессор. Красными линиями указан путь лучей, имеющих большие длины волн по сравнению с синими — более коротковолновыми. Расположение красных, зеленых и синих компонент после компрессора отображено в масштабе.

Хотя дисперсия материала призмы приводит к тому, что различные компоненты длин волн распространяются по различному пути, компрессор устроен таким образом, что все компоненты длин волн покидают компрессор в различные моменты времени, но в одном направлении. Если различные компоненты длин волн лазерного импульса уже разделены во времени, то призменный компрессор может сделать их перекрывающимися, таким образом, укорачивая импульс.

Почти все оптические материалы, прозрачные для видимого света имеют положительную дисперсию: показатель преломления уменьшается с увеличением длины волны. Это значит, что более короткие длины волн рас-

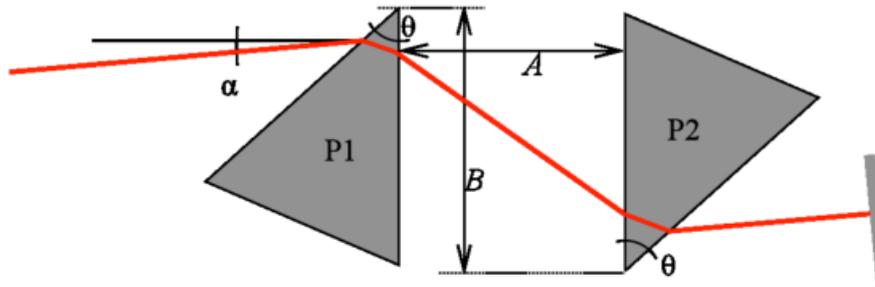


Рис. 3.2: Геометрия призмного компрессора.

пространяются медленнее через эти материалы. То же самое верно и для призм в призмном компрессоре. Однако положительная дисперсия призм меняется благодаря дополнительному отрезку между призмами, на котором коротковолновые компоненты длин волн проходят больший путь, чем длинноволновые. Тщательно подбирая геометрию расположения призм (рис. 3.1), появляется возможность получить отрицательную дисперсию, которая будет компенсировать положительную дисперсию других оптических компонент.

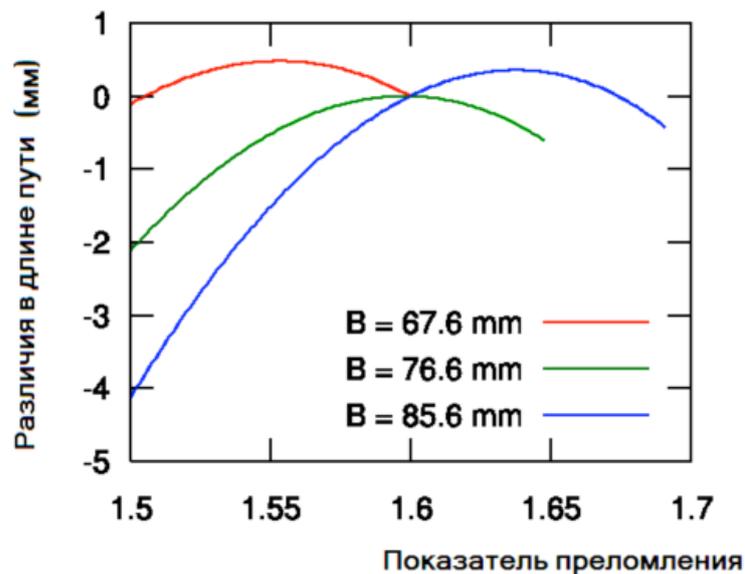


Рис. 3.3: Эффективная длина пути для призмного компрессора с $A = 100\text{мм}$, $\theta = 55^\circ$, и $\alpha = 10^\circ$. Цветом соответствуют различные значения B . Когда $B = 67.6\text{ мм}$ луч едва попадает в кончики обеих призм, при значении показателя преломления $n = 1.6$ (Цвета не соответствуют лучам на рис 3.1).

Как показано на рис. 3.3, сдвигая призму P2 вверх или вниз, можно получить как отрицательную дисперсию компрессора около значения показателя преломления $n = 1.6$ (красная кривая), так и положительную (синяя кривая). Отрезок, на котором может быть получена отрицательная дисперсия

достаточно небольшой, поскольку, призма P2 может быть смещена только на короткую дистанцию вверх, до места, где световые лучи начнут распространяться, минуя призму.

В принципе, угол α можно менять для настройки дисперсионных свойств призмённого компрессора. На практике, однако, геометрию подбирают таким образом, чтобы падающий и преломленный лучи имели тот же самый угол, что и центральная длина волны сжимаемого спектра. Эта конфигурация известна под названием «угол минимального отклонения» (*angle of minimum deviation*), и легко настраивается, нежели чем с произвольными углами.

ОПИСАНИЕ ВИРТУАЛЬНОЙ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

Виртуальный прибор устроен следующим образом:

1. Призмённый стретчер

Хотя число призм в установке может быть произвольным, обычно используют 2 призмы в угле минимального отклонения, а углы падения на каждую из поверхностей выбирают за углы Брюстера.

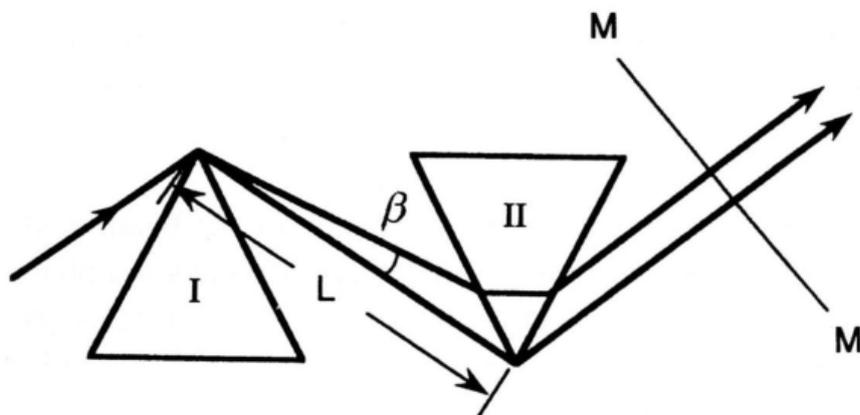


Рис. 3.4: Призмы расположены таким образом, что угол минимального отклонения является так же углом Брюстера.

Можно показать, что оптический путь, который вносит вклад в дисперсию, равен $l = 2L \cos \beta$. Дисперсия групповой скорости — вторая производная от длины пути на соответствующей длине волны:

$$\frac{d^2 l}{d\lambda^2} = 4L \left\{ \left(\frac{d^2 n}{d\lambda^2} + \left(2n - \frac{1}{n^3} \right) \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \right) \sin \beta - 2 \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \cos \beta \right\} \quad (3.2)$$

Вторая часть этого уравнения отвечает за отрицательную дисперсию. Множитель $L \sin \beta$ отражает путь пучка от вершины первой призмы. При размещении пучка в максимально возможном близком положении от вершины, им можно пренебречь. Вводя $L \sin \beta = 4r$, где r — радиус пучка, и полагая $\cos \beta \approx 1$, $2n \gg \frac{1}{n^3}$, получаем:

$$\frac{d^2l}{d\lambda^2} = 16r \left(\frac{d^2n}{d\lambda^2} + 2n \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \right) - 8L \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \quad (3.3)$$

Для достаточно большого расстояния между призмами, правая часть уравнения может быть сделана отрицательной, как показано на следующем примере: Для излучения титан-сапфирового лазера с двумя призмами из стекла SF10 для компенсации дисперсии $n = 1.711$, $\frac{dn}{d\lambda} = -0.0496 \mu m^{-1}$, $\frac{d^2n}{d\lambda^2} = \mu m^{-2}$, на 800 нм и при $r = 1$ мм

$$\frac{d^2l}{d\lambda^2} = 0.294 - 0.0197L \quad (3.4)$$

Для моделирования процесса растяжения импульсов используется уравнение (3.3). Хроматическая дисперсия задается с помощью уравнения Зельмейера (3.1). Первая и вторая производные $\frac{dn}{d\lambda} = f(\lambda)$ и $\frac{d^2n}{d\lambda^2} = g(\lambda)$ численно вычисляются из определения производной. Далее уравнение

$$\frac{d^2l}{d\lambda^2} = 16r (g(\lambda) + 2nf^2(\lambda)) - 8Lf^2(\lambda) \quad (3.5)$$

Подвергается двукратному интегрированию по методу Эйлера, в результате чего рассчитываются оптические пути l для каждой из компонент длин волн оптического импульса.

Зависимость, описывающая растяжение импульсов в стретчере выглядит следующим образом:

$$\Delta\tau = \tau_0 + \left(\frac{l_b - l_r}{c} \right) \quad (3.6)$$

где τ_0 — длительность импульса на входе в стретчер, l_b и l_r — длины оптических путей «синих» и «красных» компонент импульса на половине максимальной интенсивности, c — скорость света.

В конечном счете, пользователем задается длительность импульса τ_0 , входящего в стретчер и указывается длина волны излучения. Программа моделирует нормированный импульс гауссовой формы $I(\lambda)$, который будет сжиматься в стретчере, вычисляет его полуширину и подает крайние координаты длин волн λ_b и λ_r , необходимые для определения l_b и l_r . И наконец, вычисляется длительность импульса на выходе из стретчера. Пользователем задается интервал L , на котором производится расчет растяжений импульса в результате прохождения через призмы стретчера. Результаты расчета отображаются в виде графика $\Delta\tau(L)$.

2. Призменный компрессор

Как было указано выше, с помощью пары призм можно создать линию задержки, которая создаёт негативную дисперсию.

В данной части работы пользователем задается длительность импульса, $\Delta\tau$ входящего в компрессор, и указывается длина волны излучения, а также ширина спектра. Зависимость, описывающая сжатие импульсов в компрессоре, выглядит следующим образом:

$$\tau = \Delta\tau - \left| \frac{l_b - l_r}{c} \right| \quad (3.7)$$

Пользователем, как и в случае со стретчером, задается интервал L , на котором производится расчет компрессии импульса в результате прохождения через призмы компрессора. Результаты расчета отображаются в виде графика $\tau(L)$.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Стретчер:

1. Рассмотреть как меняется длительность уширенных импульсов для 3 различных материалов призм (различных $n(\lambda)$), сравнить получившиеся $\Delta\tau$.
2. Измерить зависимость $\Delta\tau(\tau_0)$.
3. Рассчитать полуширину спектрально-ограниченного импульса гауссовой формы для исследуемой в работе длины волны и понять, какой импульс подается в стретчер — спектрально ограниченный, или нет.

4. Отметить как изменится длительность выходного импульса при изменении дисперсии.

Компрессор:

1. Для установленных по умолчанию параметров найдите оптимальное для компрессии расстояние L .
2. Проследите изменение процесса сжатия τ от ширины пучка

Задания по обеим частям:

1. Для стретчера и компрессора промерить зависимости $\Delta\tau(L)$ и $\tau(L)$ — соответственно, построить графики, сравнить и объяснить результаты.
2. На основе данных, полученных в ходе лабораторной работы, предложить схему стретчера и компрессора, которые бы растягивали импульс с 30/120 фс до 10 пс, а затем сжимали его обратно до 30/120 фс для излучения $Ti : sapphire/Er^{3+}$ -волоконного лазеров соответственно.
3. Произведите сравнение величин растяжения и компрессии импульсов для излучения $Ti : sapphire$ и Er^{3+} -волоконного лазеров.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

Подготовьте отчет в соответствии с ходом работы, в котором дайте ответы на контрольные вопросы. Объясните полученные зависимости для длительностей импульсов, проходящих через стретчер и компрессор.

В отчете выразите свое мнение по поводу того, какой из предложенных виртуальных материалов $\{n(\lambda)\}$ наиболее близок к известным вам реальным? Представьте один - несколько графиков реальных $n(\lambda)$.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Можно ли использовать керровскую линзу для растяжения и сжатия импульсов во времени?
2. Что такое чирпированный импульс?

3. Для спектрально-ограниченных импульсов различной формы справедливо общее соотношение следующего вида

$$\Delta\nu\tau_p = \frac{\Delta\omega_0}{2\pi}\tau_p = K \quad (3.8)$$

где $\Delta\omega_0$ — спектральная ширина, τ_p — длительность импульса. Рассчитать K для прямоугольного импульса.

4. Разъяснить парадокс: Пусть у нас есть короткий импульс в несколько колебаний поля. С одной стороны, чем длительность импульса больше, тем уже его спектр. С другой стороны, при распространении импульса из-за нормальной дисперсии групповых скоростей более длинноволновые компоненты спектра распространяются быстрее коротковолновых, однако все компоненты в спектре присутствуют, т.е. он не изменяется.
5. Почему для моделирования работы стретчера достаточно указать только длительность импульса, а для компрессора необходимо также указать ширину спектра?
6. Что будет на выходе компрессора, если на его вход подать спектрально ограниченный импульс?

ЛИТЕРАТУРА

1. http://en.wikipedia.org/wiki/Prism_compressor
2. http://en.wikipedia.org/wiki/Chirped_pulse_amplification#With_prisms
3. *Г.Агравал* Нелинейная волоконная оптика. — М.: Мир, 1996.

4 Лабораторная работа №4

ИМПУЛЬСНАЯ ТЕРАГЕРЦОВАЯ ГОЛОГРАФИЯ

Цель работы: Ознакомиться с принципами обращения волнового фронта на примере терагерцовой (ТГц) голографии. Ознакомиться с теорией ТГц излучения.

Объект исследования: ТГц pump-probe установка с электро-оптическим детектированием с разрешением во времени.

Задачи, решаемые в работе:

1. Знакомство с ТГц технологиями и материалами.
2. Изучение механизмов обращения волнового фронта.
3. Выявление особенностей голографической техники в случае импульсного ТГц излучения.
4. Анализ зависимости качества восстанавливаемого изображения от геометрических параметров установки.

СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ

Терагерцовая область частот (300 ГГц — 10 ТГц, рис. 4.1) представляет собой довольно значительную часть спектра оптического излучения, находящуюся между микроволновой радиочастотной и инфракрасной областью. В отличие от последних, ТГц область до последнего времени оставалась практически неизученной, что связано с отсутствием как источников достаточно мощного терагерцового излучения, так и приёмников, способных зарегистрировать излучение в данной области спектра.

ТГц диапазон охватывает актуальную область колебательных, вращательных и трансляционных линий широкого класса органических и биологических молекул. Беспрепятственное проникновение сквозь дымы и туманы, одежду, бумагу, дерево, пластмассу, керамику и другие материалы открывает широкие возможности интравидения с разрешением вплоть до 100 мкм и высоким отношением сигнал/шум, вследствие малости рэлеевского рассеяния излучения в этом диапазоне. Небольшая энергия терагерцовых квантов и

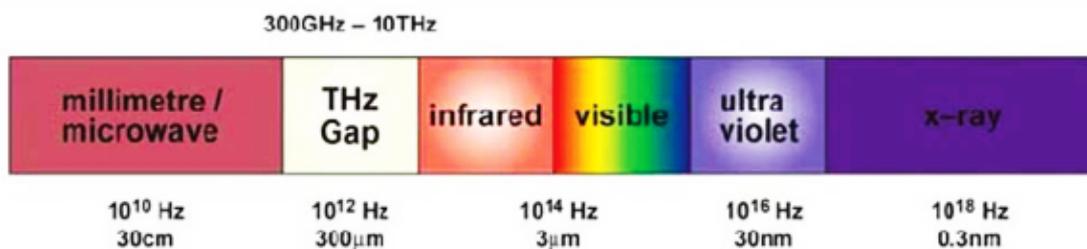


Рис. 4.1: Шкала электромагнитных излучений.

связанный с этим неионизирующий характер терагерцового излучения открывает широкие возможности для его использования в биологии и медицине. В то же время энергия терагерцовых квантов соответствует колебательной энергии важных биологических молекул, включая молекулы ДНК и РНК, что позволяет осуществлять целенаправленное воздействие на них как в исследовательских, так и медицинских целях, стимулируя или подавляя развитие вирусов, клеток и их компонентов. Не менее перспективным с точки зрения практики является применение терагерцового излучения в медицине для визуализации, голографирования и томографии тканей, терапии и хирургии.

За последние пятнадцать лет вместе с развитием фемтосекундных твердотельных лазеров (в особенности лазеров на кристаллах сапфира, активированных ионами титана) и микроэлектроники, в исследованиях терагерцовой области наметился значительный сдвиг. В настоящее время наиболее развиты три метода получения предельно коротких ТГц импульсов с использованием фемтосекундных лазерных источников: генерация фотопроводящими антеннами, нелинейно-оптическая генерация разностной частоты или оптическое выпрямление, генерация с использованием оптического пробоя фемтосекундных импульсов в газах. Данные методы позволяют получать ТГц электромагнитное излучение с пиковыми амплитудами электрического поля до $\sim 100 \text{кВ} \cdot \text{см}^{-1}$ при использовании фемтосекундных лазерных систем с усилителями.

Основные методы генерации широкополосного импульсного ТГц излучения.

Генерация фотопроводящими антеннами

Одним из первых был реализован метод генерации фотопроводящей антенной при облучении фемтосекундными импульсами. Эффект генерации электромагнитного излучения поверхностью полупроводника, которая и является

фотопроводящей антенной, при возбуждении его сверхкороткими фемтосекундными импульсами объясняется динамикой образования фотоносителей — электронно-дырочных пар и их сверхбыстрым движением в приложенном или приповерхностном электрическом поле. Согласно уравнениям Максвелла, возникающий при этом ток $J(t)$ вызывает генерацию электромагнитного импульса $E(t) \propto \frac{\partial J}{\partial t}$, обычно в виде одного колебания со спектром, определяемым Фурье-преобразованием его временной формы. Таким образом, поверхность полупроводника работает как динамическая фотопроводящая антенна, излучающая импульсы широкополосного электромагнитного излучения длительностью в сотни фемтосекунд. Центральная частота генерации в фотополупроводниках, как правило, находится в районе 1 – 2 ТГц. В качестве генераторов терагерцового излучения широко используются полупроводниковые кристаллы GaAs, InP и InAs. Для увеличения эффективности терагерцового излучения образцы кристаллов помещаются в сильные электрические или магнитные поля. Следует отметить, что интенсивность терагерцового излучения пропорциональна временным производным от концентрации электронно-дырочных пар и их скорости движения в электрическом или магнитном поле, которая определяется подвижностью носителей заряда. Одним из наиболее высоких значений подвижности электронов $\sim 3 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ обладают легированные кристаллы арсенида индия InAs, и именно на них достигнута в настоящее время наибольшая эффективность преобразования.

Оптическое выпрямление

Большое пиковое электрическое поле излучения фемтосекундного импульса в видимом или ближнем ИК диапазонах спектра позволяет использовать нелинейную восприимчивость второго порядка ($\chi^{(2)}$) электрооптических кристаллов для генерации ТГц излучения. Нелинейное взаимодействие между любыми двумя частотными составляющими в пределах спектра фемтосекундного импульса наводит поляризацию $P(\omega_{\text{ТГц}})$ и позволяет излучать электромагнитные волны на частоте биений, причем поляризация пропорциональна интенсивности падающего импульса, т.е. в частотной области можно записать:

$$P(\omega_{\text{ТГц}}) \propto \chi^{(2)} E(\omega_1) E(\omega_2) \sim \chi^{(2)} E_0^2 \quad (4.1)$$

где $E(\omega_1)$ и $E(\omega_2)$ — компоненты спектра фемтосекундного импульса, а $\omega_{\text{ТГц}} = |\omega_1 - \omega_2|$. В дипольном приближении и в дальней зоне дифракции амплитуда терагерцовой волны пропорциональна второй производной по

времени от оптически наведенной поляризации $E_{\text{TГц}} \propto \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}$.

Поскольку обычно ширина спектра/длительность импульса фемтосекундного излучения составляет 10 ТГц/100 фс, то верхний предел ширины спектра и нижний предел длительности импульса ТГц излучения должны составлять приблизительно те же величины.

Этот механизм использовался для генерации ТГц излучения во многих электрооптических кристаллах, таких как ZnSe, GaSe, DAST. Помимо величины восприимчивости второго порядка, эффективность преобразования в ТГц излучение зависит от соотношения фаз взаимодействующих волн, т.е. должно выполняться условие фазового синхронизма

$$\Delta k = k_1 - k_2 - k_{\text{TГц}} = 0 \quad (4.2)$$

где Δk — волновая расстройка между волновыми векторами волн накачки k_1 , k_2 и волновым вектором ТГц импульса $k_{\text{TГц}}$. Во многих нелинейных оптических материалах, например, таких как LiNbO₃, фазовый синхронизм между ТГц волной и волной накачки не может быть достигнут в связи с тем, что показатель преломления данных материалов на ТГц частотах определяется приблизительно квадратным корнем из диэлектрической постоянной, который значительно больше чем показатель преломления в видимом и ближнем ИК диапазонах спектра. Фазовый синхронизм наблюдается в таких нелинейных материалах как ZnTe, GaSe, DAST, в которых длина когерентности составляет 0.1 ... 1 мм.

Генерация с использованием оптического пробоя

Генерация ТГц излучения при фокусировке основной и второй гармоник фемтосекундного лазера в воздухе - один из самых новых способов генерации ТГц излучения, не требующая наличия какой либо специальной среды. В настоящее время большинство научных групп связывают появление излучения разностной частоты с четырехволновым смешением излучения первой и второй гармоник фемтосекундного лазера накачки на плазменной нелинейности третьего порядка $\chi^{(3)}$. Процесс описывается следующим образом: поляризация на ТГц частоте $P(\omega_{\text{TГц}})$ возникает при взаимодействии трех волн — двух волн накачки основной частоты $E(\omega_1)$, $E(\omega_2)$ и волны второй гармоники $E(2\omega)$:

$$P(\omega_{\text{TГц}}) \propto \chi_{i,j,k,l}^{(3)} E(2\omega) E(\omega_1) E(\omega_2) \quad (4.3)$$

Следует отметить, что для появления ТГц излучения в данном случае необходимо наличие плазмы или оптического пробоя газа — т.е. появления свободных электронов. Другое объяснение эффекта дано на основе модели поперечного плазменного тока, возникающего вследствие высвобождения электронов из молекул газа посредством туннельной ионизации. Появившиеся электроны ускоряются в асимметричном лазерном поле, образованного сложением колебаний первой и второй гармоник, что приводит к появлению составляющей скорости в поперечном направлении — т.е. поперечному току. Поскольку процесс сильно нестационарный, и происходит в течении длительности импульса лазера (< 50 фс); ток $J(t)$ вызывает генерацию электромагнитного импульса $E(t) \propto \frac{\partial J}{\partial t}$, таким образом генерируя электромагнитный импульс на ТГц частотах.

Детектирование импульсного ТГц излучения

Для измерения мощности ТГц излучения могут быть использованы болометры и опто-акустические датчики. Для детектирования импульсного ТГц излучения могут использоваться также несколько методов. Первым приемником импульсного терагерцового излучения стала фотопроводящая антенна, электрооптическое детектирование, также получило широкое распространения из-за широкой полосы пропускания и возможности параллельного формирования изображений, буквально несколько лет назад в RPI (Troy, NY) сообщают о безматериальной ABCD (*Air-Breakdown-Coherent-Detection*) технике детектирования, аналогичной оптическому пробую.

В электро-оптической pump-probe схеме детектирования двулучепреломление в кристалле вызывается действием электрической компоненты терагерцового излучения, которая модулирует состояние поляризации пробного пучка при прохождении света через кристалл. Временная эволюция формы импульса во всех может быть получена изменением относительной длины траекторий терагерцового излучения и пробного пучка в кристалле. В ABCD технике совместная фокусировка ТГц излучения и пробного пучка в воздухе вызывает генерацию второй гармоники пробного пучка с интенсивностью, пропорциональной полю ТГц излучения, и временная форма также получается путем изменения разности хода пробного и ТГц пучков.

Применение импульсного ТГц излучения

Ультракороткие ТГц оптические импульсы перспективны для внутренней

и внешней связи в интегральных схемах, для спектроскопии с разрешением во времени и химического определения состава сложных соединений, для создания ТГц радаров и для целей оптической ТГц голографии или томографии с разрешением во времени (*time domain T-ray imaging*).

Общая схема time-domain генерации и детектирования ТГц излучения представлена на рис. 4.2.

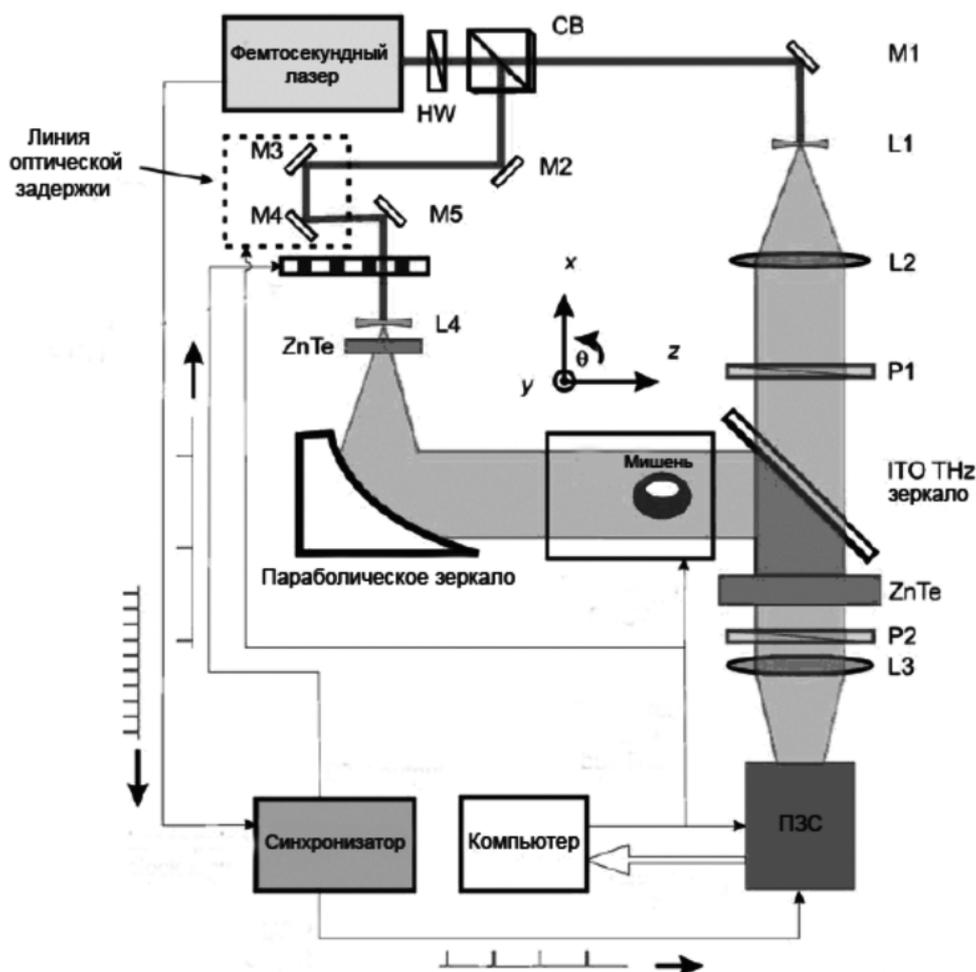


Рис. 4.2: Общая схема установки для целей ТГц спектроскопии и голографии с разрешением во времени.

В схеме ТГц спектрографа лазерный пучок от фемтосекундного лазера разделяется на пробный пучок и пучок накачки. Пучок накачки падает на полупроводниковый кристалл InAs, помещенный в постоянное магнитное поле, где путём возбуждения фотоносителей и происходит генерация ТГц излучения, которое потом собирается параболическим зеркалом, после чего освещает объект. Объект обладает некоторым амплитудно-фазовым пропусканием, при прохождении сквозь него происходит дифракция ТГц излучения. Проб-

ный пучок, предварительно расширенный с помощью системы линз 5-6, и терагерцовый, коллинеарно проходят через электрооптический кристалл ZnTe, после чего измеряется поляризация прошедшего пробного излучения в каждой точке с использованием ПЗС матрицы. ТГц излучение в кристалле наводит двулучепреломление вследствие электрооптического эффекта. Картина двулучепреломления повторяет пространственное распределение амплитуды ТГц излучения, а при освещении кристалла поляризованной оптической волной фемтосекундного Ti:Sapphire лазера, пространственная картина может быть зарегистрирована обыкновенной ПЗС-камерой. С помощью линии оптической задержки производится изменение времени пересечения терагерцового излучения и пробного пучка в кристалле и таким образом, измеряя при различных задержках картину двулучепреломления можно измерить зависимость амплитуды ТГц излучения от времени в различных точках изображения объекта. Ниже мы покажем, как с использованием данной зависимости можно восстановить картину исходного объекта. Используя Фурье преобразование $E(x, y, t)$, можно получить спектр пропускания в конкретных точках объекта, а также вычислить величину показателя преломления.

ОПИСАНИЕ ВИРТУАЛЬНОЙ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

Построение и восстановление изображений с помощью сверхширокополосных ультракоротких ТГц импульсов

Рассмотрим объект, обладающий амплитудно-фазовым пропусканием, с которым жестко связана система координат (x, y) . Плоскость регистрирующего экрана параллельна плоскости объекта и находится на расстоянии l от него. С плоскостью экрана связана система координат (ξ, η) , оси которой параллельны осям плоскости (x, y) (См. рис. 4.3).

На объект падает спектрально-ограниченный широкополосный ТГц импульс. При детектировании применяется временное сканирование терагерцового пикосекундного импульса инфракрасным фемтосекундным, что дает информацию об амплитуде сигнала в зависимости от разности хода импульсов, а имея амплитудную временную зависимость несложно с помощью преобразования Фурье перейти к комплексному спектру регистрируемого излучения, т.к. длительность одного примерно в 100 раз больше, чем у второго, разбиение широкого спектра на сумму монохроматических компонент не внесет

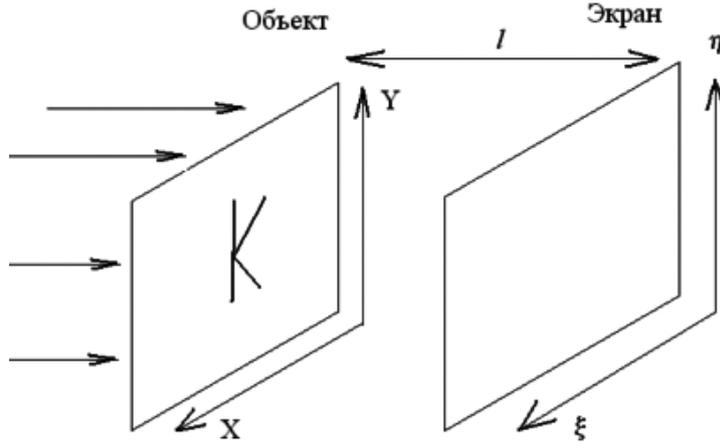


Рис. 4.3: Схема виртуального эксперимента.

большой погрешности.

В случае распространения света в вакууме дисперсией можно пренебречь и, используя математическое выражение принципа Гюйгенса-Френеля, нетрудно найти амплитуду поля монохроматического излучения частоты ω в точке плоскости (ξ, η) .

$$U(\xi, \eta, \omega) = \iint_A \mathcal{G}(\xi, \eta, x, y, \omega) U(x, y, \omega) dx dy, \quad (4.4)$$

где

$$\mathcal{G}(\xi, \eta, x, y, \omega) = \frac{\omega}{2\pi c} \frac{\exp\left(-i\frac{\omega}{c}r(\xi, \eta, x, y)\right)}{r(\xi, \eta, x, y)}, \quad (4.5)$$

- функция Грина, переводящая поле из плоскости (x, y) в плоскость (ξ, η) , в которой $r(\xi, \eta, x, y) = \sqrt{l^2 + (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}$ — расстояние между точками на объекте и голограмме.

Так как методика регистрации с разрешением во времени позволяет получить зависимость ТГц поля от времени в каждой точке голограммы, то есть такая регистрация является когерентной, из временного профиля излучения возможно перейти к комплексному спектру излучения в каждой точке, в которой проводилась регистрация:

$$U(\xi, \eta, t) \xrightarrow{FFT} U(\xi, \eta, \omega) \quad (4.6)$$

Таким образом, мы получаем амплитуду и фазу для всех компонент спектра ТГц излучения, дифрагировавшего на объекте, в каждой точке области

регистрации, что позволяет называть данную методику **безопорной импульсной ТГц голографией**.

В силу обратимости по времени уравнений Максвелла, мы можем рассмотреть возможность обращения волнового фронта во времени, функция Грина, переводящая поле из плоскости (ξ, η) в плоскость (x, y) является комплексно-сопряженной к функции Грина, переводящая поле из плоскости (x, y) в плоскость (ξ, η) .

$$\mathcal{G}(x, y, \xi, \eta, \omega) = \mathcal{G}^*(\xi, \eta, x, y, \omega), \quad (4.7)$$

Таким образом, для каждой длины волны можно получить поле в плоскости объекта (x, y) по распределению поля, зарегистрированного на голограмме (ξ, η) .

$$U(x, y, \omega) = \iint_{A'} \mathcal{G}(x, y, \xi, \eta, \omega) U(\xi, \eta, \omega) d\xi d\eta, \quad (4.8)$$

Интегрирование в формуле (4.8) следует проводить по всему размеру голограммы. В результате мы получаем пространственную спектральную картину в каждой точке плоскости объекта. На рис. 4.4 показано восстановление изображения объекта, полученное с помощью численного моделирования.



а)



б)



в)

Рис. 4.4: Объект (портрет Ю.Н. Денисюка 256×256), полученная на нём дифракционная картина (1024×1024) и восстановленное изображение

Работа с виртуальным прибором.

На Рис 4.5. Представлен интерфейс виртуального прибора. Прибор имеет следующие элементы управления:

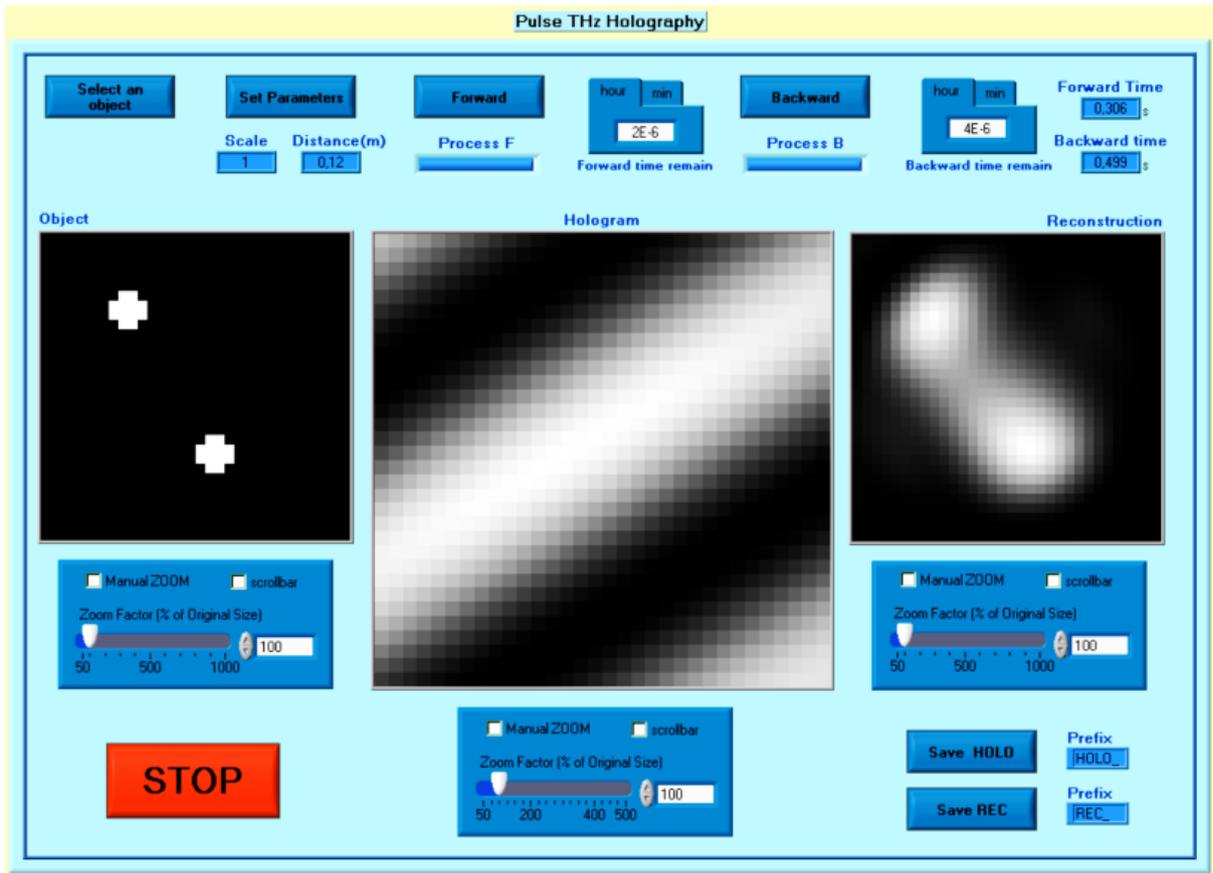


Рис. 4.5: Лицевая панель виртуального прибора.

- **Select an object** — позволяет загрузить в программу изображение с 256 градациями серого, размер точки на объекте соответствует длине волны с частотой 1ТГц.
- **Set parameters** — вызывает всплывающее окно для установки параметров, а именно:
 - **Distance** — расстояние от плоскости объекта до экрана
 - **Scale** — масштаб экрана в размерах объекта (во сколько раз линейный размер голограммы будет больше линейного размера объекта).
- **Forward** — запускает расчет голограммы
- **Backward** — запускает процедуру восстановления
- **hour/min** — индикаторы оставшегося времени
- **Process B, F** — графические индикаторы оставшегося времени
- **Forward time** — индикатор затраченного времени на моделирование голограммы

- **Backward time** — индикатор затраченного времени на восстановление объекта
- **Object** — изображение объекта
- **Hologram** — изображение смоделированной голограммы
- **Reconstruction** — изображение восстановленного объекта
- **Manual zoom** — позволяет рассматривать объект с произвольным увеличением (задается при помощи **zoom factor**)
- **Scrollbar** — включает полосу прокрутки
- **Save holo** — позволяет записать в 8-битный файл смоделированную голограмму
- **Save rec** — позволяет записать в файл восстановленное изображение объекта
- **Prefix** — приставка в имени записываемого файла

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Создать 8 битный серый объект (256 color, grayscale) — белая точка на черном фоне, размер объекта (например) 32 на 32 точки (использовать **Mspaint** или другие доступные графические редакторы), размер точки на объекте соответствует длине волны с частотой 1ТГц.
2. Получить дифракционную картину, оценить телесный угол, под которым она получена.
3. Восстановить объект, оценить качество восстановления
4. Создать 8 битный серый объект — две белых точки на черном фоне, размер объекта (например) 32 на 32 точки (использовать **Mspaint** или другие доступные графические редакторы).
5. Получить дифракционную картину, оценить телесный угол, под которым она получена и ее качество (должны быть четко различимы полосы (дуги гипербола) толщиной в несколько пикселей, полос на дифракционной картине должно быть много).

6. Восстановить объект при достаточном контрасте и разрешении дифракционной картины, при недостаточном — изменить параметры и повторить пункт 5.
7. Определив оптимальное соотношение времени расчета и точности (свою формулу для оценки приведите в отчете), постройте дифракционную картину сложного бинарного объекта. Оцените качество и приемлемую скорость вычислений.
8. Прodelать пункт 7 для объекта с градациями серого в структуре.

Примечание: слишком малое расстояние между объектом и голограммой в эксперименте нереализуемо.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

Подготовьте отчет в соответствии с ходом работы. Представьте расчеты телесных углов и качества восстановленного изображения. Рассуждения об определении оптимального времени вычислений для получения качественного изображения сопровождайте графическими зависимостями. Представьте несколько восстановленных изображений различного качества. Приведите зависимость качества восстановленного изображения от телесного угла.

Дайте развернутые ответы на контрольные вопросы.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Каким образом записывается информация о фазе терагерцовой волны?
2. Опишите общие соображения, которыми следует руководствоваться при работе с «толстым» объектом, обладающим дисперсией?
3. Рассчитайте дальнюю зону для ТГц излучения частотой 1.6ТГц, дифрагирующем на объекте с характерным размером 5 мм.
4. Рассчитайте шаг микрометрического двигателя линии задержки для сканирования ТГц импульса длительностью 10 пс фемтосекундным импульсом в 100 фс ровно по 100 непересекающимся точкам.
5. Сравните различные способы оценки качества восстановленного изображения (например, число Штреля, среднеквадратичная ошибка, функция корреляции и др.).

ЛИТЕРАТУРА

1. http://en.wikipedia.org/wiki/Terahertz_radiation
2. <http://en.wikipedia.org/wiki/THz-TDS>
3. *Гудмен Дж.* Введение в Фурье-оптику М.: Мир , 1970
4. *Зельдович Б.Я., Пиллпецкий Н.Ф., Шкунов В.В.* Обращение волнового фронта. — М.: Наука, 1985.

5 Лабораторная работа №5

ОПТИЧЕСКОЕ БИСТАБИЛЬНОЕ УСТРОЙСТВО

Цель работы: Изучить принцип работы кольцевого оптического резонатора, создающего бистабильную зависимость интенсивности света на выходе оптического резонатора от интенсивности накачки.

Объект исследования: Оптическое бистабильное устройство на основе нелинейных оптических эффектов

Задачи, решаемые в работе:

1. Получение и анализ гистерезисной зависимости при работе кольцевого оптического резонатора
2. Построение логических элементов на основе петли гистерезиса

СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ

Для физики и техники оптических компьютеров нового поколения принципиальное значение представляют методы создания бистабильности и мультистабильности. Реализация таких систем позволяет конструировать системы параллельной обработки информации.

Оптическая бистабильность

Оптическая бистабильность — одно из проявлений самовоздействия света в нелинейных системах с обратной связью, при котором определённой интенсивности и поляризации падающего излучения соответствуют два возможных устойчивых стационарных состояния поля прошедшей волны, отличающихся амплитудой и (или) параметрами поляризации. Передаточные характеристики таких систем, показывающие зависимость стационарных значений выходной интенсивности I_{Π} , степени эллиптичности ε_{Π} и угла наклона φ_{Π} главной оси эллипса поляризации прошедшего излучения от соответствующих характеристик падающего $(I, \varepsilon, \varphi)$ неоднозначны и обладают ярко выраженными гистерезисными свойствами.

При циклически адиабатическом изменении входной интенсивности или поляризации в широком диапазоне бистабильное устройство функционирует обратимо, причём предыдущее состояние системы однозначно определяет, ка-

кое из двух устойчивых состояний поля реализуется на выходе. Именно обратная связь в нелинейных системах является причиной возникновения области значений параметров интенсивности и поляризации падающего излучения, для которой передаточные характеристики $I_{\text{п}}(I, \varepsilon, \phi)$, $\varepsilon_{\text{п}}(I, \varepsilon, \varphi)$ и $\varphi_{\text{п}}(I, \varepsilon, \varphi)$ неоднозначны, то есть фиксированным значениям $(I, \varepsilon, \varphi)$ соответствует m стационарных состояний поля прошедшего излучения. Если устойчивы два из них, то в этой области параметров $(I, \varepsilon, \varphi)$ в оптической системе реализуется оптическая бистабильность, если больше — мультистабильность. Наряду со стационарными состояниями в нелинейной системе с обратной связью могут возникать режимы устойчивого, периодического, субгармонического и хаотического изменения интенсивности и поляризации света.

В качестве оптически бистабильных устройств широко используются: пассивные оптические резонаторы, содержащие нелинейные среды, где обратная связь возникает за счёт отражения от зеркал; системы с распределённой обратной связью (встречные волны непрерывно взаимодействуют в сечениях нелинейной среды); оптоэлектронные гибридные системы, в которых обратная связь осуществляется за счёт управления параметрами оптической среды электрическим сигналом с детектора прошедшего светового потока. Представляет интерес безрезонаторная оптическая бистабильность, обусловленная корреляциями пар атомов в сильном электромагнитном поле. Оптический гистерезис и оптическая бистабильность возникают также в сложных активных лазерных системах.

Амплитудная бистабильность в пассивном кольцевом оптическом резонаторе

Возникновение оптической бистабильности удобно пояснить на примере кольцевого оптического резонатора, содержащего изотропную нелинейную среду. В такой системе возможна абсорбционная и дисперсионная бистабильность. Первая возникает, если от интенсивности света зависит коэффициент поглощения, вторая — показатель преломления. Рассмотрим дисперсионную оптическую бистабильность в предположении неизменности поляризации света в оптическом резонаторе, когда длительность падающего импульса $\tau_{\text{и}}$ намного больше времени обхода оптического резонатора t_p и времени релаксации нелинейности τ ($\tau_{\text{и}} \gg t_p, \tau_{\text{и}} \gg \tau$).

В этом случае изменение медленно меняющейся амплитуды линейно поляризованной волны $E(t, z)$ в нелинейной непоглощающей среде, помещённой в оптический резонатор, описывается уравнением

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{\nu} \frac{\partial E}{\partial t} = -\frac{ik}{n_0} n E \quad (5.1)$$

Здесь ν — групповая скорость, k — волновое число, n_0 — линейный показатель преломления. Зависящая от интенсивности нелинейная добавка к показателю преломления n_2 удовлетворяет релаксационному уравнению

$$\tau \frac{\partial n_2}{\partial t} + n_2 = \alpha |E|^2 \quad (5.2)$$

α — нелинейная константа среды. В кольцевом оптическом резонаторе (рис. 5.1) линейно поляризованное излучение, проходя через входное зеркало (коэффициент отражения r), падает в точке $z = 0$ на нелинейную среду длины l .

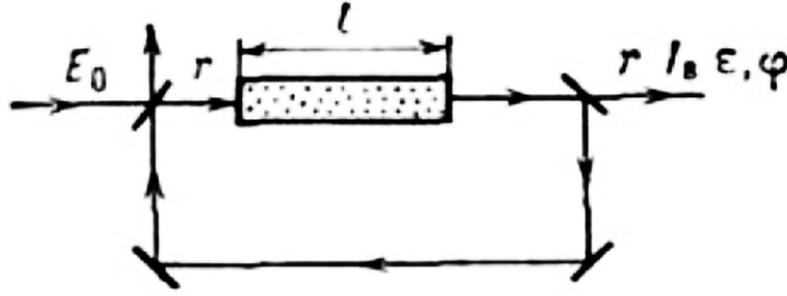


Рис. 5.1: Схема кольцевого оптического резонатора.

Пройдя через неё, оно частично отражается от выходного зеркала (коэффициент отражения r), полностью — от двух других зеркал и снова попадает в среду. Интегрируя (5.1), (5.2) и учитывая граничные условия в точке $z = 0$, можно получить систему уравнений для поля на входе в среду $E(t, 0)$ и для нелинейного изменения (набега) фазы $\bar{\Phi}(t)$ при прохождении светового импульса через оптический резонатор:

$$\begin{cases} E(t, 0) = \sqrt{1-r} \cdot E_0 + r E(t - t_p, 0) \exp(-i(\Phi_0 + \bar{\Phi})) \\ \tau \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial t} + \bar{\Phi} = \alpha k l |E(t - t_p, 0)|^2 \end{cases} \quad (5.3)$$

Здесь E_0 — амплитуда падающей волны, $\Phi_0 = k(n_0 l + L)$, $l + L$ — полная длина оптического резонатора. В стационарном режиме система уравнений (5.3) сводится к трансцендентному уравнению для поля в оптическом резонаторе

$$\left(|ED|^2 = I_{\text{вх}}, |E_c|^2 = I_c\right):$$

$$(1 - r) I_{\text{вх}} = I_c (1 + r^2 - 2r \cos(\Phi_0 + \alpha k l I_c)), \quad (5.4)$$

которое легко решить графически. Для этого представим (5.4) в виде системы уравнений для коэффициента пропускания $T_c = (1 - r) \frac{I_c}{I_{\text{вх}}}$ и полного набегу фазы Φ :

$$\begin{cases} T_c = \frac{(1 - r)^2}{1 + r^2 - 2r \cos(\Phi_0 + \alpha k l I_c)} \\ T_c = (1 - r) \frac{\Phi - \Phi_0}{k \alpha l I_{\text{вх}}} \end{cases} \quad (5.5)$$

Первое выражение описывает кривую пропускания (рис. 5.2, а). Второе выражение в (5.5) даёт семейство прямых, исходящих из начала координат (для простоты полагаем $\Phi_0 = 0$), наклон которых меняется с изменением интенсивности падающего света. Точки пересечения обоих графиков дают решение уравнения (5.4).

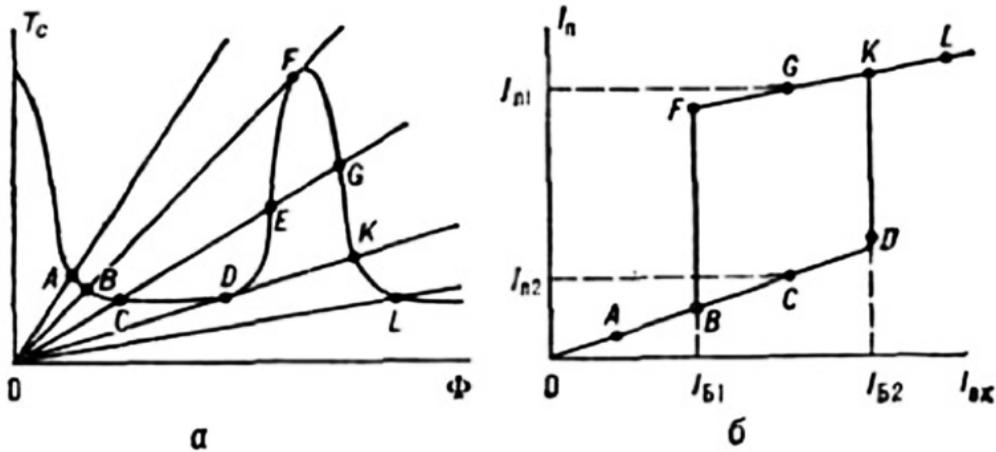


Рис. 5.2: Амплитудная оптическая бистабильность: а — графическое решение уравнений (5.5); б — зависимость интенсивности света на выходе оптического резонатора от интенсивности линейно поляризованной накачки.

При малых и достаточно больших $I_{\text{вх}}$ оно единственно (соответственно точки А и L). При интенсивностях падающего света, удовлетворяющих неравенству $I_{\text{Б1}} < I_{\text{вх}} < I_{\text{Б2}}$ у оптического резонатора появляются три рабочие

точки (C , E , G). Граничным интенсивностям соответствуют прямые $BF(I_{B1})$ и $DK(I_{B2})$. Линеаризовав (5.3), можно показать, что если $\tau \gg t_m$, то при интенсивностях $I_{B1} < I_{вх} < I_{B2}$ из трёх рабочих точек только две, лежащие соответственно на участках BD и FK кривой пропускания (C и G), являются устойчивыми относительно плоскоровновых возмущений той же поляризации. Рабочие точки, лежащие между D и F на кривой пропускания (например, E), оказываются неустойчивыми.

При адиабатическом изменении $I_{вх}$ меняется показатель преломления нелинейной среды, а следовательно, и оптическая длина оптического резонатора. Возникающая из-за этого фазовая отстройка оптического резонатора от начального состояния приводит к изменению выходной интенсивности.

При увеличении входной интенсивности рабочая точка движется по устойчивой части кривой пропускания до точки D ($I_{вх} = I_{B2}$). В ней стационарное решение становится неустойчивым и происходит переход в устойчивую точку K . При дальнейшем увеличении $I_{вх}$ рабочая точка движется по устойчивому участку KL кривой пропускания. Уменьшая входную интенсивность, оптическую систему можно вернуть в начальное состояние (точка A). При этом рабочая точка движется сначала по устойчивой части кривой пропускания $LKGF$. В точке F ($I_{вх} = I_{B1}$) выходная интенсивность резко уменьшается — система переходит в положение B . Дальнейшее уменьшение $I_{вх}$ снова связано с движением по устойчивому участку BA кривой пропускания. В результате циклического изменения входной интенсивности передаточная характеристика $I_{п}(I_{вх}) = (1 - r)E_c$, $\varepsilon_{п} = \varepsilon$, $\varphi_{п} = \varphi$ принимает вид петли гистерезиса (рис. 5.2, б) и если $I_{вх}$ лежит между I_{B1} и I_{B2} , то интенсивность на выходе может быть либо большой, либо маленькой в зависимости от того, каким образом изменяется интенсивность (увеличивается или уменьшается). Такое бистабильное поведение лежит в основе двоичных переключающих устройств. Оптическая бистабильность наблюдается в пассивных оптических резонаторах с различными нелинейными средами: атомными парами, изотропными средами, жидкими кристаллами, полупроводниками и т.д.

Оптические логические устройства на основе оптической бистабильности

Полный набор полностью оптических логических устройств для синтеза более сложных блоков оптического компьютера реализуется, например, на основе пассивных нелинейных резонаторов-интерферометров, в которых в результате светоиндуцированного изменения оптической длины происходит

сдвиг пика пропускания (резонанса) относительно длины волны падающе-го излучения. В зависимости от начальных условий (начального положения пика пропускания и начальной интенсивности) в пассивном нелинейном резонаторе нелинейный процесс завершается установлением одного из двух устойчивых состояний пропускания (отражения) падающего излучения.

На рис. 5.3 и 5.4 приведены передаточные характеристики бистабильно-го интерферометра — зависимости интенсивности выходного сигнала (от-ражённого $I_{отр}$ и прошедшего $I_{пр}$) от интенсивности сигнала на входе $I_{вх}$, складывающегося из сигнала подсветки I_0 и информационного сигнала I_1 или I_1 и I_2 . Если $I_0 + I_1 = I_{вкл}$ — (порог переключения) — происходит переход системы из состояния с высокой интенсивностью на выходе "1") в состояние с низкой интенсивностью на выходе ("0", рис. 5.3, а) или наоборот (рис. 5.4, а). Вообще говоря, гистерезис, характерный для оптической бистабильности, в данном случае не обязателен. Важно лишь обеспечить достаточно большой перепад между высокой и низкой выходными интенсивностями по отношению к изменению входной интенсивности, вызвавшей этот перепад.

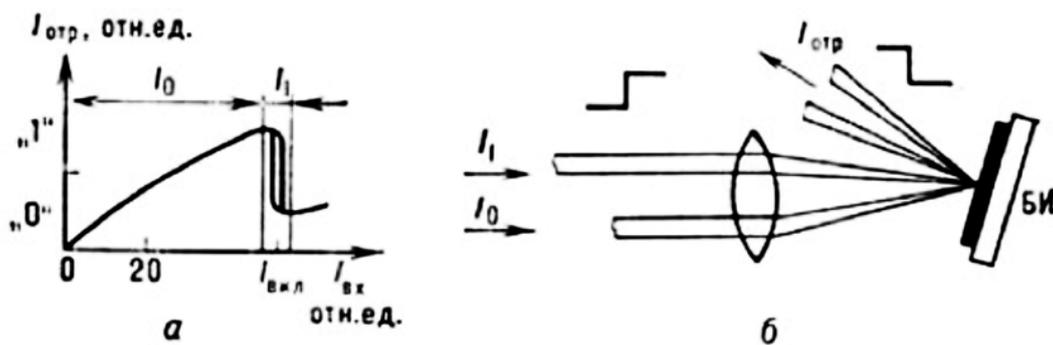


Рис. 5.3: Передаточная характеристика бистабильного интерферометра в отраженном пучке (а) и схема с логической функцией "НЕ" (б).

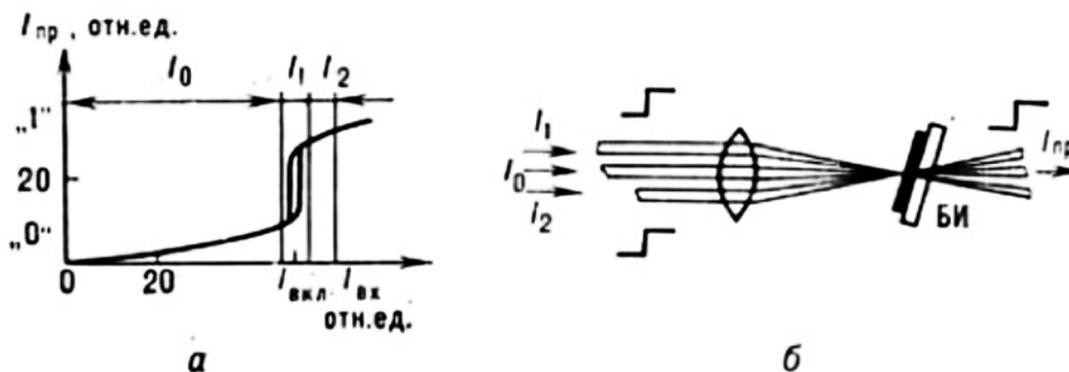


Рис. 5.4: Передаточная характеристика бистабильности в проходящем пучке (а) и схема устройства с логическими функциями "И", "НЕТ", "ДА" (б).

Элемент "НЕ" реализуется с использованием отражённого от бистабильного интерферометра потока (рис.5.3,б). Интенсивность $I_{\text{вх}}$ устанавливается несколько ниже порога переключения $I_{\text{вкл}}$, что соответствует высокой интенсивности отражённого сигнала. Незначительная добавка I_1 приводит к резкому уменьшению интенсивности $I_{\text{отр}}$, а снятие I_1 — к восстановлению высокого уровня $I_{\text{отр}}$. На рис. 5.4(б) дана схема устройства, представляющего собой по сути оптически программируемый элемент процессора, в котором тот или иной вид логической операции задаётся значением интенсивности подсветки I_0 . На бистабильный интерферометр, кроме подсветки, подаются ещё два информационных пучка I_1 и I_2 и на выходе рассматривается интенсивность проходящего пучка. Если интенсивность подсветки выбрана такой, что $I_0 = I_{\text{вкл}} - 0.5I_1$ (рис. 5.4, а), то наличие сигнала хотя бы в одном из информационных пучков переводит элемент в единичное состояние для проходящего луча (логическая функция "ИЛИ"). При установке $I_0 = I_{\text{вкл}} - 1.5I_1$ элемент включается лишь при одновременной подаче сигнала ("1") в обоих информационных каналах (функция "И"). Если выполняется условие $I_0 < I_{\text{вкл}} - (I_1 + I_2)$, то при любой комбинации состояний I_1, I_2 на выходе имеет место низкий уровень интенсивности (функция "НЕТ"). Наконец, при $I_0 > I_{\text{вкл}}$ бистабильный интерферометр всегда остаётся во включённом состоянии (функция "ДА"). Для отражённого потока в этой же схеме обеспечиваются также функции "ИЛИ -- НЕТ" и "И -- НЕТ".

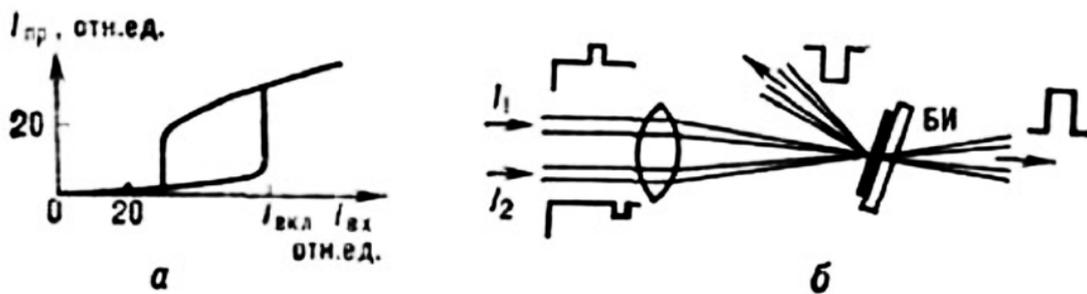


Рис. 5.5: Передаточная характеристика (а) и схема триггера с отдельными инверсными входами и выходами (б).

Такой набор элементов является достаточным для синтеза более сложных блоков. На рис. 5.5 даны некоторые примеры организации взаимодействия между отдельными элементами. Бистабильность с гистерезисной зависимостью (рис. 5.5, а) действует как оптический триггер с отдельными инверсными входами и выходами (рис. 5.5, б).

Чтобы получить RS-триггер, один из входных сигналов в схеме рис. 5.5(б) необходимо инвертировать. (RS-триггер имеет два входа и два устойчивых

состояния, которые меняются под действием входных сигналов, при этом обязательно попеременно то с одного, то с другого входа.) Инвертирование можно сделать с помощью дополнительного элемента "НЕ" (рис. 5.6, а). В исходном состоянии интенсивность I_2 выбрана чуть ниже порога переключения элемента "НЕ", и уровень сигнала высок. Его сумма с начальной интенсивностью I_1 за счёт регулировки последней соответствует примерно центральной области гистерезисной петли. Система находится в состоянии с низким пропусканием (выключен). Манипуляции интенсивностью пучка I_2 (R-вход) не могут изменить это состояние. Кратковременное же увеличение интенсивности I_1 (S-вход) приводит к включению системы. После этого ближайшим по времени всплеском сигнала I_2 триггер опрокидывается в исходное состояние.

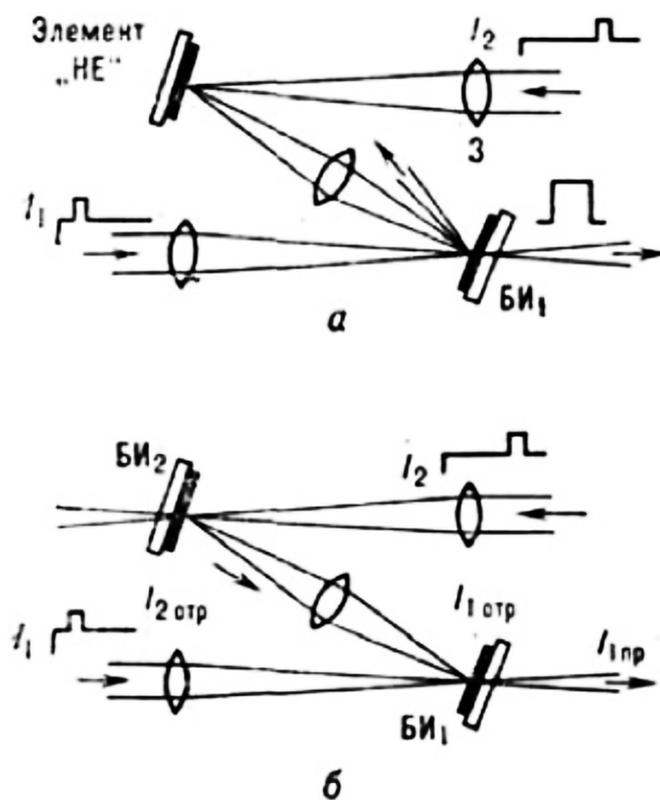


Рис. 5.6: Передаточная характеристика (а) и схема триггера с отдельными инверсными входами и выходами (б).

RS-триггер реализуется также и на основе двух "скрещенных" устройств с функциями "НЕ" (рис. 5.6, б). Введённая в систему жёсткая положительная обратная связь приводит к тому, что первый из элементов устойчиво находится во включённом состоянии, если второй в выключенном, и наоборот. По сравнению с предыдущей эта схема полностью симметрична, но требует более тщательной юстировки.

ОПИСАНИЕ ВИРТУАЛЬНОЙ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ



Рис. 5.7: Общий вид виртуальной лабораторной установки

Работа начинается в данном окне (рис. 5.7). В окне **Parameters** вводятся параметры, характеризующие конфигурацию кольцевого оптического резонатора: коэффициент отражения зеркал (**Reflection index**), нелинейная константа среды (**Alpha**), длина волны излучения (**Wavelength**), длина нелинейной среды (**Media length**), начальная фаза волны (**Initial phase**). После введения этих параметров в левом верхнем окне вводится диапазон подаваемых на вход резонатора интенсивностей. Нажатием на кнопку **Next** появляется новое окно (рис. 5.8)

В этом окне графически решается система уравнений. В ячейки **System roots Tc1, Tc2, Tc3** необходимо ввести найденный из графиков коэффициент пропускания (**Transmittance coefficient**). После заполнения ячеек необходимо нажать кнопку **Next**, тем самым увеличить подаваемую на вход интенсивность на величину выбранного шага. Соответственно изменится наклон красной прямой, соответственно необходимо будет записать в ячейки **System roots** новые корни системы уравнений. Удобно также пользоваться курсором для более точного определения координаты **Tc (Transmittance coefficient)**. Курсор включается постановкой галочки на ячейку **Cursor Enable**, на графике появляется желтый курсор. Поставив его на место пересечения графиков в левой нижней ячейке **Y coordinate** появится искомое значение координаты с точностью до 4 знака.

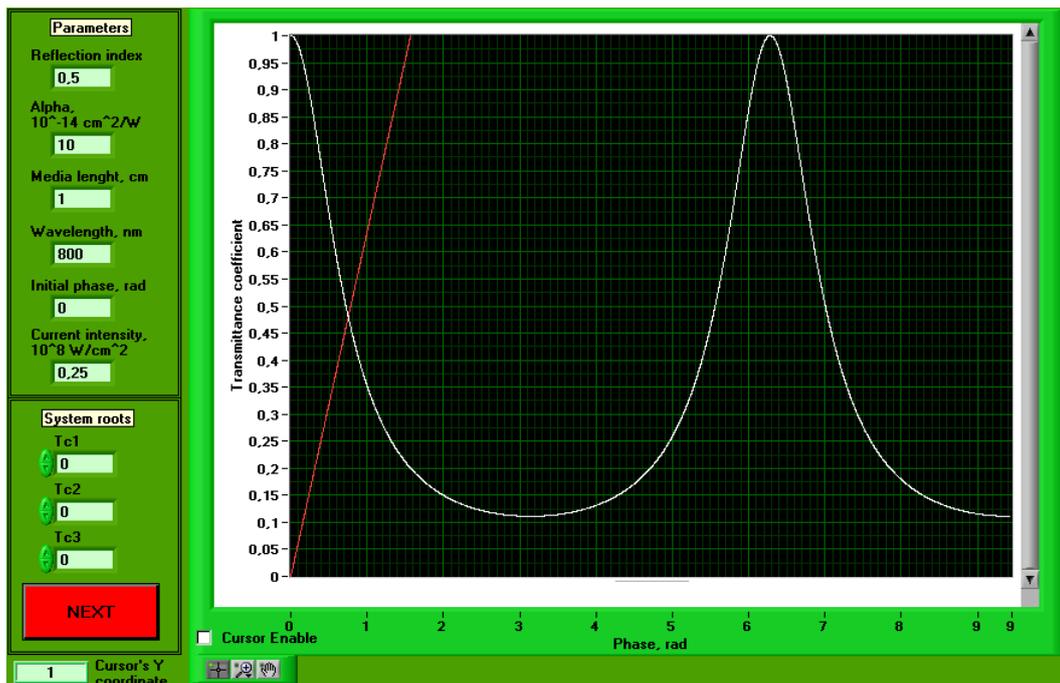
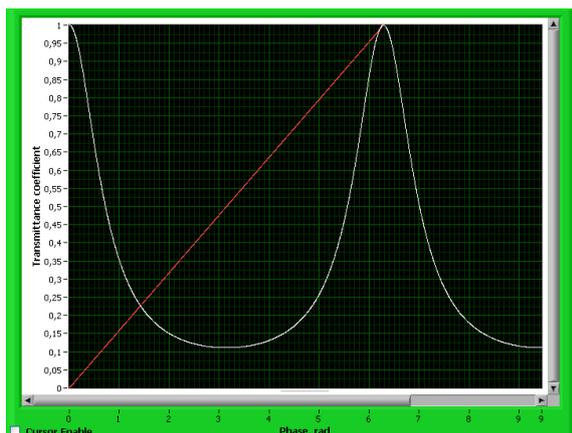
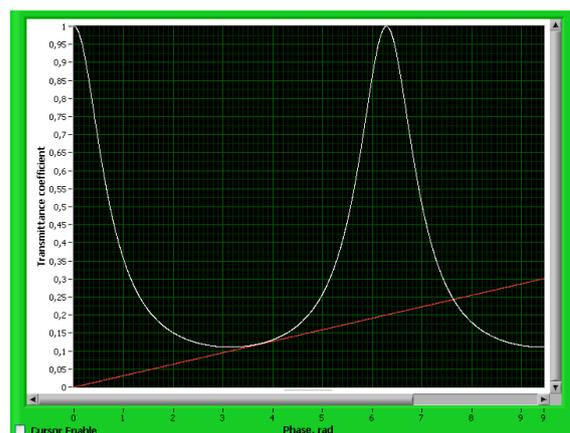


Рис. 5.8: Второе окно виртуальной лабораторной установки



а)



б)

Рис. 5.9: Возможные случаи взаиморасположения графиков

Количество корней не всегда будет равно трем, поэтому:

- Когда всего один корень ввести $Tc1 = Tc2 = Tc3$
- При ситуации, когда имеются только 2 корня:
 - В первом случае(рис. 5.9, а) вводить $Tc1$ и $Tc2 = Tc3$
 - Во втором случае(рис. 5.9, б) вводить $Tc1 = Tc2$ и $Tc3$

После того, как будут промерены все точки, программа перейдет в первое окно, где по промеренным точкам будет построен график гистерезисной зави-

симости интенсивности на выходе резонатора от интенсивности на входе (рис. 5.11).

Во второй части работы необходимо по полученной гистерезисной зависимости построить логические элементы. Сигнал подсветки i_0 и пороговый сигнал переключения i программа сама выводит из полученной зависимости и отображает в соответствующих ячейках. Необходимо подобрать из графика такие значения информационных сигналов (это подаваемые на вход резонатора интенсивности i_1 и i_2), чтобы элемент работал как логическое 'ИЛИ', 'И', 'НЕТ', 'ДА'. Галочки рядом с ячейками i_1 и i_2 означают, что интенсивность подается на прибор или не подается. Наличие сигнала на выходе системы отображается красной лампочкой. Если на выходе логическая единица — лампочка горит, если логический нуль — не горит. Так, например, при правильно подобранной интенсивности на сигнале переключения наличие сигнала на входе при изначальном состоянии логического нуля ведет к переключению системы в состояние логической единицы, снятие сигнала переключения возвращает систему в состояние логического нуля (что и есть элемент 'НЕ').

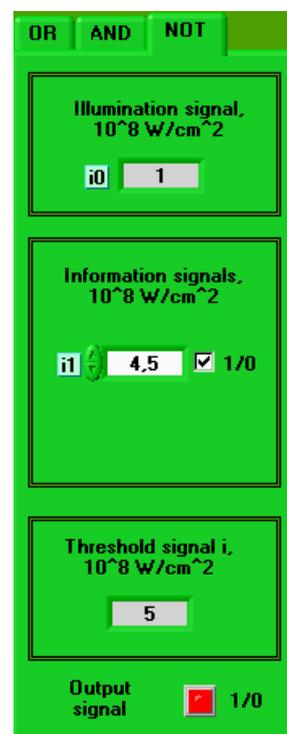


Рис. 5.10: Пример работы логического элемента НЕ

Рис. 5.10.

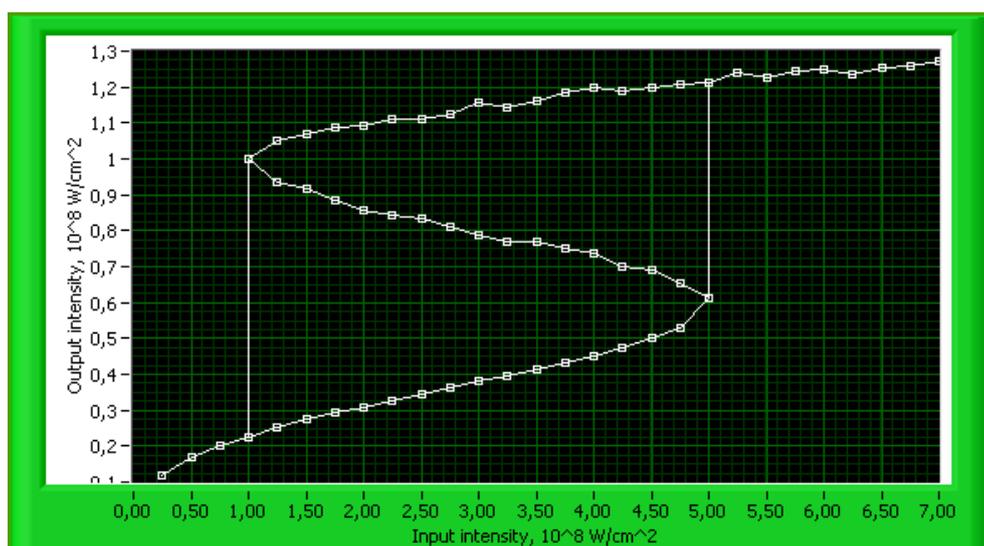


Рис. 5.11: Получаемая из построения петля гистерезиса

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Получить конфигурацию оптического резонатора: r — коэффициент отражения зеркал, L — длина нелинейной среды, λ — длина волны, α — константа среды, также полезно менять начальную фазу Φ_0 (менять параметры удобно для получения в конечном итоге оптимального графического отображения системы уравнений, описывающей коэффициент пропускания T_c).
2. Меняя значения входной интенсивности $I_{\text{вх}}$ с определенным шагом построить график петли гистерезиса. В новом окне найти графически корни системы уравнений. Для большей точности нахождения корней удобно использовать курсор на графике (включается галочкой **Cursor Enable**).
3. Пользуясь полученным графиком в качестве примера, построить элементарные логические функции "AND", "OR", "NOT". При введении корректных значений информационных сигналов зависимость интенсивности на выходе системы от интенсивности на входе будет описываться данными логическими функциями.
4. Из анализа значений интенсивности i_0, i_1, i_2, i сделайте вывод о зависимости работы логических переключателей от вида гистерезисной петли и соответственно о зависимости вида петли от параметров на входе в резонатор.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

Подготовьте отчет в соответствии с ходом работы. Рассуждения об определении оптимальных параметров оптического резонатора для получения бистабильности сопровождайте графическими зависимостями. Представьте полученный график гистерезисной зависимости интенсивности света на выходе резонатора от интенсивности на входе. Получите логические элементы, работающие на основе полученного гистерезиса. Дайте развернутые ответы на контрольные вопросы.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Почему для случая бистабильности имеется только два стабильных состояния системы, а третье состояние является нестабильным?

2. Что необходимо для получения многозначности нелинейного пропускания?
3. Какие еще оптические схемы используются для получения оптической бистабильности?
4. Какие еще существуют виды бистабильности кроме амплитудной и в чем их особенности?
5. Какие еще существуют типы оптической нелинейности и как в них наводится бистабильность?
6. Какие существуют проблемы и физические пределы, появляющиеся на пути разработки оптического транзистора с параметрами, пригодными для его применения в оптических системах обработки информации?

Примечание: На вышепоставленные вопросы необходимо ответить. Ответы изложить в отчете, стараясь избегать похожести на отчет соседа. В отчете старайтесь не быть голословными и подтверждать свои ответы комментариями и иллюстрациями, сделанными в ходе лабораторной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Розанов Н.Н.* Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах. М.: Наука, Физматлит, 1997.
2. Новые физические принципы оптической обработки информации: Сб. статей // С.А. Ахманов, Н.Н. Ахмедиев, А.В. Белинский и др. Под ред. С.А. Ахманова и М.А. Воронцова. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1990. (Пробл. науки и техн. прогресса). С. 83.
3. *Гиббс Х.* Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света // Пер. с англ. М.: Мир, 1988.
4. *В.С. Днепровский* Оптическая бистабильность и проблема создания оптического транзистора. Соросовский образовательный журнал, №11, 1999

6 Лабораторная работа №6

ГЕНЕРАЦИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО СУПЕРКОНТИНУУМА

Цель работы: Изучить явления генерации спектрального суперконтинуума при распространении фемтосекундных импульсов из малого числа колебаний в нелинейной диэлектрической среде с нормальной групповой дисперсией и безынерционной электронной кубической нелинейностью.

Объект исследования: процесс генерации спектрального суперконтинуума

Задачи, решаемые в работе:

1. Определение длины отрезка волокна, в котором распространяется излучение, необходимой для генерации спектрального суперконтинуума в зависимости от пиковой интенсивности, начальной длительности импульса и его начального профиля.
2. Расчет зависимости длительности сверхуширенных импульсов, прошедших оптическое волокно, в зависимости от начальной длительности, интенсивности, профиля входного импульса и длины отрезка волокна.
3. Расчет зависимости ширины образовавшегося спектрального суперконтинуума в зависимости от начальной длительности, интенсивности, профиля входного импульса и длины отрезка волокна.

СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ

Распространение фемтосекундного излучения в оптических средах без разрушения вещества (по крайней мере, за сверхкороткую длительность светового импульса) оказалось возможным при больших интенсивностях, чем для более длительных импульсов. Это позволило для фемтосекундных импульсов практически во всех прозрачных средах наблюдать такой сильный нелинейный эффект, как сверхуширение спектра излучения, когда его ширина $\Delta\omega$ становится соизмеримой с центральной частотой ω_0 , т.е. справедлива оценка $\Delta\omega \sim \omega_0$. Такое излучение со сверхуширенным спектром называют также спектральным *суперконтинуумом*, в экспериментах его спектр может занимать всю видимую и часть инфракрасной области.

Фемтосекундному спектральному суперконтинууму, генерируемому в области аномальной групповой дисперсии диэлектрических сред, обычно соответствует сложная временная структура светового импульса, возникающая в результате обрушения ударных волн, содержащая солитоны и т.п. При распространении лазерного импульса в области нормальной групповой дисперсии диэлектрика сверхуширение спектра можно получить за счёт обычной, но очень сильной, фазовой самомодуляции. Более подробно основы этого явления изложены в источниках, указанных в списке литературы, например, в [3].

Распространение интенсивного светового импульса в волноведущей диэлектрической среде с нормальной групповой дисперсией и безынерционной кубической нелинейностью, спектр которого в процессе своей эволюции находится в области прозрачности среды, может быть описано следующим уравнением:

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E}{\partial t} - a \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} + b \int_{-\infty}^t E dt' + gE^2 \frac{\partial E}{\partial t} = 0 \quad (6.1)$$

здесь E — электрическое поле светового импульса, z — пространственная координата, вдоль которой распространяется импульс, t — время, c — скорость света в вакууме, параметры N_0 , a и b описывают линейный показатель преломления среды и его дисперсию:

$$n_0(\omega) = N_0 + a\omega^2 - b\omega^{-2} \quad (6.2)$$

параметр $g = 2n_2/c$ характеризует безынерционную нелинейность поляризационного отклика среды, n_2 — нелинейный показатель преломления.

Уравнение (6.1) описывает генерацию спектрального суперконтинуума при высоких значениях интенсивности в области прозрачности среды. Для изучения вклада фазовой самомодуляции в процесс сверхуширения спектра следует ограничиться значением максимальной интенсивностью, равным 3×10^{13} Вт/см².

Например, для распространённого в лазерной технике кварцевого стекла зависимость (6.2) при $N_0 = 1.45$, $a = 2.7401 \times 10^{-44}$ с³/см, $b = 3.9437 \times 10^{17}$ с⁻¹см⁻¹ описывает дисперсию линейного показателя преломления стекла с точностью до третьего знака после запятой в диапазоне от 550 до 1100 нм.

На рис. 6.1 приведены типичные результаты численного моделирования по уравнению (6.1) изменения временной и спектральной структуры 12-фемто-

секундного импульса титан-сапфирового лазера с исходной центральной длиной волны 780 нм, входной длительностью и интенсивностью $I = 3 \times 10^{13}$ Вт/см² при его распространении в одномодовом кварцевом волокне из кварцевого стекла.

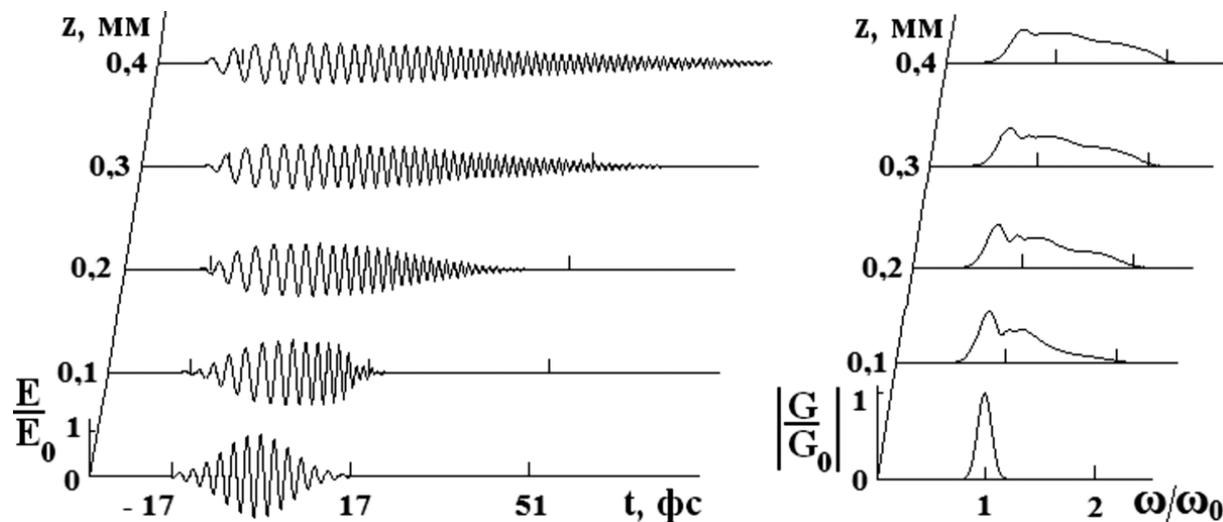


Рис. 6.1: Спектр и временная структура излучения спектрального суперконтинуума на выходе из нелинейной среды в кварцевом волокне в области его нормальной групповой дисперсии

Из рис 6.1 видно, что временное расплывание импульса в нелинейном волокне сопровождается сильным несимметричным уширением его спектра: максимум спектральной плотности смещается в низкочастотную область спектра, а большая часть спектра в высокочастотную.

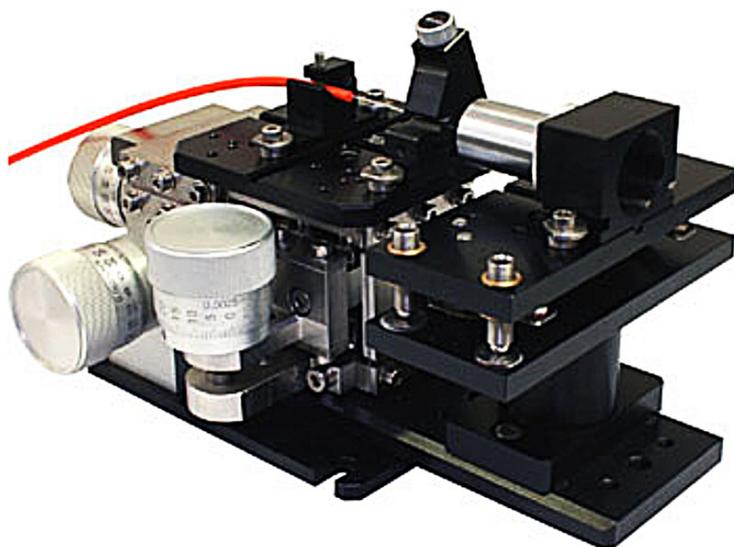


Рис. 6.2: Внешний вид трехкоординатной подвижки для ввода лазерного излучения в волокно

На практике для ввода лазерного излучения в оптическое волокно используются чувствительные подвижки (см. рис. 6.2), обладающие возможностью юстировки по трем координатам. Процесс юстировки аналогичен процессу юстировки микрообъектива и точечной диафрагмы, используемой в голографии для низкочастотной фильтрации излучения на стр. 133-135 книги [7]. Луч лазера с помощью микрообъектива фокусируется на торец волокна. Из теории следует, что эффективность генерации спектрального суперконтинуума зависит от плотности энергии, зависящей от микрообъектива с различным коэффициентом увеличения.

ОПИСАНИЕ ВИРТУАЛЬНОЙ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

В данной работе вам предлагается изучить явление генерации спектрального суперконтинуума при распространении фемтосекундных световых импульсов из малого числа (5-15) колебаний в волноведущей диэлектрической среде на примере волокон из разных материалов.

Входные параметры светового импульса, которые могут быть изменены, расположены во вкладке **Initial parameters**:

1. **Pulse duration, fs** — начальная длительность импульса в фс
2. **Intensity** — пиковая интенсивность в 10^{13} Вт/см²
3. **Central wavelength, nm** — центральная длина волны излучения в нм
4. **SuperGauss order** — форма импульса ($m = 1$ — гауссовый импульс, $m = 2, 3 \dots 5$ — супергауссов)
5. **Fiber length, mm** — длина среды в мм, в которой будет происходить генерация

В первой части лабораторной работы необходимо выбрать материал волноведущей среды, дисперсию которой вы должны будете аппроксимировать для нахождения дисперсионного параметра a в выражении (6.2), используемого в расчетах программы.

Дисперсии материалов исследуемых сред вы можете взять, например, на сайте www.refractiveindex.info. Здесь следует выбрать в колонке **Group** тип **Glasses**. В разделе **Material** → **Popular optical glasses** можно выбрать любой оптический материал. В некоторых случаях может появиться подменю **Option**, где можно выбрать дополнительные среды. Если в поле

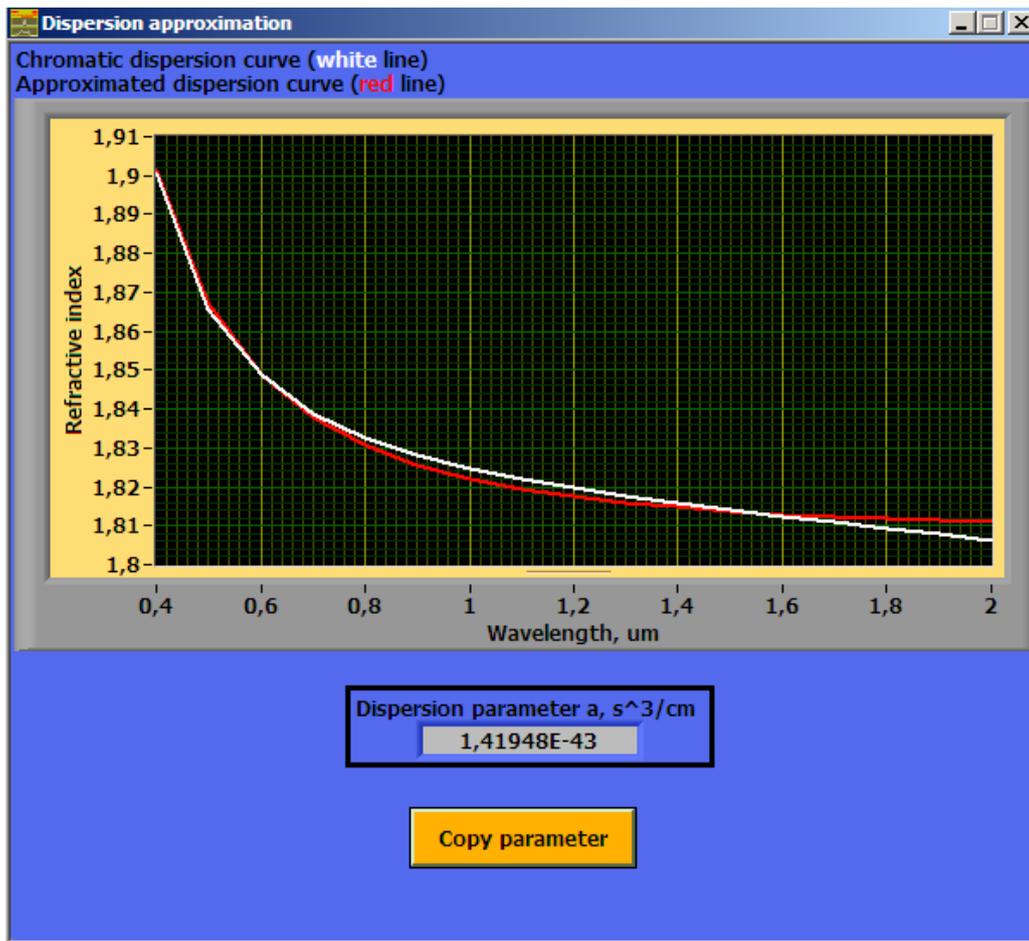


Рис. 6.3: Интерфейс первой части лабораторной работы

Wavelength ввести значения длин волн, соответствующих выбранному вами графику дисперсии, то после нажатия кнопки **Enter** пользователю будут выданы точные значения показателей преломления сред. Материал среды определяется преподавателем индивидуально. Параметры дисперсии материалов также можно взять из других источников с обязательным указанием ссылки в отчете! Интерфейс программы данной части показан на рис. 6.3.

Для получения физического решения следует обратить внимание на структуру записи текстового файла дисперсии: левый столбец — длины волн в микронах (брать в таком же формате как на сайте www.refractiveindex.info), а правый столбец — показатели преломления. Целую часть отделять от дробной **ТОЛЬКО** запятыми. Столбцы должны быть разделены знаком табуляции. При правильных действиях полученный параметр будет виден в соответствующем окне главной программы.

Во второй части лабораторной работы необходимо измерить длительность и ширину спектра излучения спектрального суперконтинуума. Оценки длительностей и спектральных ширин следует выполнять по уровню **FWHM**

(Full Width at Half Maximum). Для удобства измерений следует не забывать о возможности изменения значений осей на полученных графиках (это можно сделать щелчком левой кнопки мыши на крайних значениях графика, или используя элементы управления графиком, расположенные на красной панели в правом нижнем углу каждого графика. Нажатием правой кнопки мыши на график и выбрав пункт `export simplified image`, можно сохранить график в виде изображения, см. рис. 6.4).

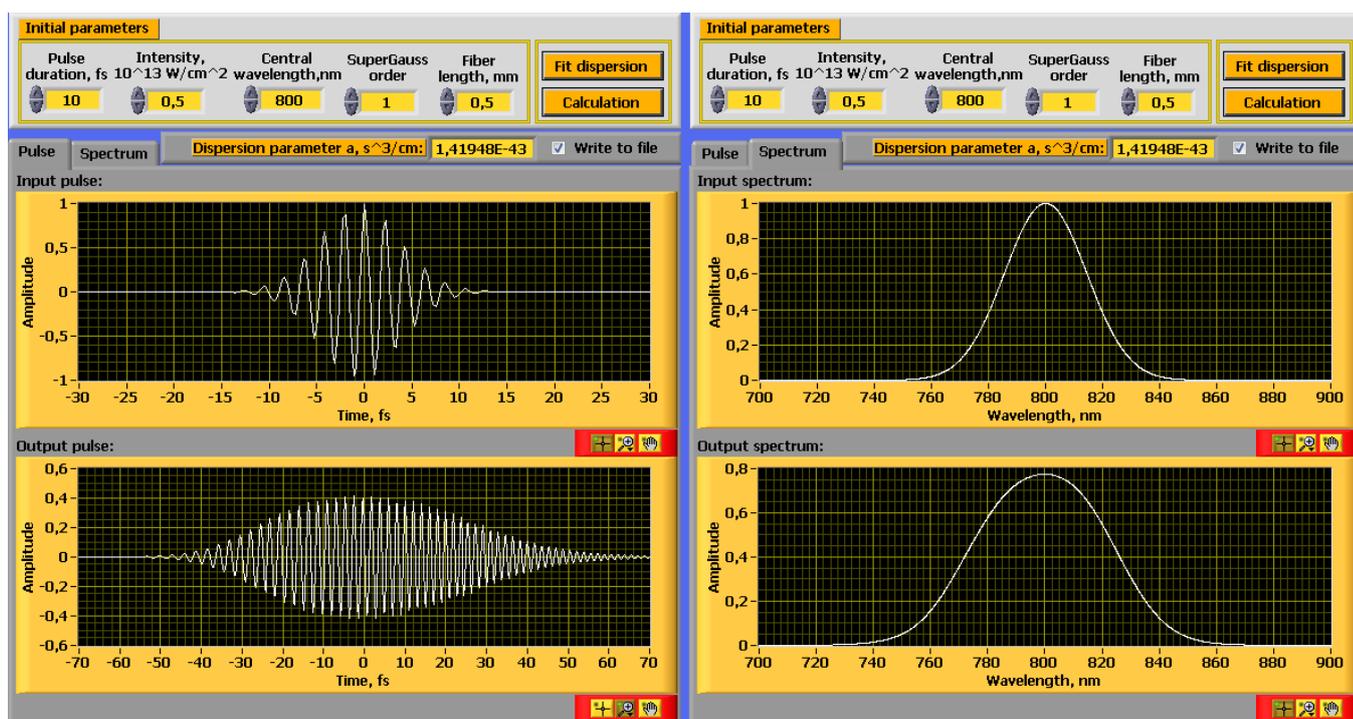


Рис. 6.4: Интерфейс второй части лабораторной работы

Установка маркера напротив надписи **Write to file** позволяет записать массивы, по которым строятся графики на рис. 6.4, в текстовый файл. Программа создаст текстовый файл с именем `Result(t; A; λ_0 ; m; z).txt`, где t — Pulse duration, A — Amplitude, λ_0 — Central wavelength, m — SuperGauss order, z — Fiber length. Порядок данных внутри текстового файла следующий:

- 1-3 столбцы — время, амплитуда входного и выходного импульсов
- 4-6 столбцы — длина волны и спектральные плотности на входе и выходе из волокна.

Данная опция позволяет выполнять любую дальнейшую обработку данных, например, для точной оценки длительности импульса.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Создайте текстовый файл в блокноте с дисперсией среды. Для повышения точности аппроксимации необходимо взять не менее 20 значений!
2. Для выбора вашего сохранённого файла с дисперсией материала нажмите кнопку **Fit dispersion** . Убедитесь, что число точек в файле дисперсии достаточно для правильной аппроксимации. Нажать на кнопку **Copy parameter**.
3. Во вкладке **Initial parameters** задайте параметры входного импульса. После нажатия на кнопку **Calculation** будет получен импульс и соответствующий ему спектр на входе и выходе среды во вкладках **Pulse** и **Spectrum** соответственно. Для изучения вклада фазовой самомодуляции в процесс сверхширения спектра излучения следует ограничиться значением максимальной интенсивности, равной $3 \times 10^{13} \text{Вт/см}^2$.
4. Определите минимальную длину отрезка волокна, а также минимальную интенсивность входного излучения, необходимые для генерации спектрального суперконтинуума при выбранных остальных начальных параметрах импульса. Приведите значение ширины спектра(в нм) соответствующего суперконтинуума, а также спектра входного излучения.
5. Определите значения и графически постройте зависимости ширины образовавшегося спектрального суперконтинуума от начальной длительности, интенсивности, профиля входного импульса (гаусс/супергаусс) и длины волокна. Для построения графиков следует взять не менее 10-15 значений величин.
6. Определите значения и графически постройте зависимости длительности суперконтинуума, в зависимости от начальной длительности, интенсивности, профиля входного импульса (гаусс/супергаусс) и длины волокна. Для построения графиков взять не менее 10-15 значений величин.
7. Для любых начальных параметров представить эволюцию временной и спектральной структур импульсов в виде результата, изображенного на рис. 6.1.
8. Определите энергию в импульсе для следующих типов лазеров:
 - Yb:KYW лазер фирмы "СОЛАР Лазерные Системы"

- средняя выходная мощность: 1 Вт на 1040 нм и 0,2 Вт на 520 мВт;
- частота повторения импульсов: 75 МГц;
- длительность импульсов: 200 фс;
- EFOA-SH лазер фирмы "Авеста-Проект"
 - средняя выходная мощность: 130 мВт на 1560 нм и 40 мВт на 780 нм;
 - частота повторения импульсов: 50 МГц;
 - длительность импульсов: 120 фс;
- Ti:Sa лазер фирмы "Авеста-Проект"
 - средняя выходная мощность: 1200 мВт на 800 нм;
 - частота повторения импульсов: 80 МГц;
 - длительность импульсов: 20 фс;

и рассчитайте значения пиковых интенсивностей лазерных импульсов в одномодовых волокнах с диаметром сердцевины 2 мкм, 5 мкм и 10 мкм. Для каждой из предложенных лазерных систем проведите с помощью виртуального прибора небольшое исследование изменения ширины спектра на выходе из волокна при вариации плотности энергии. Возможна ли генерация спектрального суперконтинуума при таких входных параметрах импульсов? Ответ подтвердите соответствующими скриншотами. Материал среды взять из п.1.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

Подготовьте отчет в соответствии с ходом работы, в котором дайте ответы на контрольные вопросы.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое спектральный суперконтинуум? Какое ключевое физическое явление и каким образом приводит к его генерации?
2. На основе полученных графиков сделайте выводы о влиянии начальных параметров входных импульсов на ширину спектра спектрального суперконтинуума.

3. В чем отличие излучения спектрального суперконтинуума от излучения ламп накаливания?
4. Объясните отличие нормальной дисперсии среды от нормальной групповой дисперсии, нормальной дисперсии от аномальной.
5. Оцените максимальное спектральное уширение плоской монохроматической волны, вызванное фазовой самомодуляцией в среде с керровской нелинейностью длиной L .
6. Рассчитайте диаметры перетяжки пучков с гауссовым распределением интенсивности для следующих объективов: $10 \times /0.30$, $20 \times /0.45$, $40 \times /0.65$, $60 \times /0.85$ и оцените, какой из них лучше подойдет для фокусирования излучения каждого из лазеров в п.8 порядка выполнения работы, в рамках задачи генерации спектрального суперконтинуума. Ответы подтвердите скриншотами.

Примечание: В п.7 порядка выполнения работы для удобства сравнения, для каждой из рассматриваемых лазерных систем, приведите зависимости изменения ширины спектра на выходе из волокна от плотности энергии для трех различных диаметров сердцевины на одном графике.

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. М. Желтиков* Да будет белый свет: генерация суперконтинуума сверхкороткими лазерными импульсами УФН. 176:6. 2006 С. 623-649
2. *Беспалов В.Г., Козлов С.А., Сутягин А.Н., Шполянский Ю.А.* Сверхуширение спектра интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов и их временное сжатие до одного колебания светового поля // Оптический журнал. 1998. Т. 65. №10. С.85-88.
3. *Агравал Г.* Нелинейная волоконная оптика. — М.: Мир. 1996. — 324с.
4. *Козлов С.А.* Нелинейная оптика импульсов предельно коротких длительностей. — В кн.: Проблемы когерентной и нелинейной оптики. СПб. 2000. С. 12-34.
5. *Штумпф С.А., Королев А.А., Козлов С.А.* Динамика сильного поля светового импульса с малым числом колебаний оптического поля в диэлектрической среде. Известия РАН, серия физическая. 2007. Т. 71. №2. С. 158-161.

6. *Шполянский Ю.А.* Сценарии развития фемтосекундного спектрального суперконтинуума. — В кн.: Проблемы когерентной и нелинейной оптики. СПб. 2000. С. 136-152.
7. *Островский Ю.И., Бутусов М.М., Островская Г.В.* Голографическая интерферометрия. — М.: Наука. 1977. — 339 с.
8. *Ландсберг Г.С.* Оптика. 6-е изд., стереот. — М.: ФИЗМАТЛИТ. 2003. — 848 с.



В 2009 году Университет стал победителем многоэтапного конкурса, в результате которого определены 12 ведущих университетов России, которым присвоена категория «Национальный исследовательский университет». Министерством образования и науки Российской Федерации была утверждена программа его развития на 2009–2018 годы. В 2011 году Университет получил наименование «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики»

КАФЕДРА ФОТОНИКИ И ОПТОИНФОРМАТИКИ

Кафедра фотоники и оптоинформатики создана в 2002 году и работает под руководством лауреата премии Ленинского комсомола по науке и технике профессора С.А. Козлова. Одной из важнейших задач кафедры является организация учебного процесса и подготовка специалистов по оптоинформатике — стремительно развивающейся новой области науки и техники, в которой разрабатываются оптические технологии сверхбыстрой передачи, обработки и записи информации, создаются быстродействующие оптические компьютеры и системы искусственного интеллекта. Разработка таких оптических информационно-телекоммуникационных технологий, представляющих собой информационные технологии нового поколения, является приоритетным направлением развития российской науки, техники и технологий.

В рамках образовательного направления 200700 студентам читаются лекционные курсы по оптической физике, теории информации и кодирования, архитектуре вычислительных систем, технологии программирования, цифровым оптическим вычислениям, оптическим технологиям искусственного интеллекта, голографическим системам записи и отображения информации, другим актуальным проблемам оптоинформатики, а также по квантовой информатике. Эти лекционные курсы поддержаны эксклюзивными учебно-исследовательскими экспериментальными практикумами.

Научные подразделения кафедры:

- Проблемная лаборатория волновых процессов, основная задача которой — организация научного руководства студентами и аспирантами молодежной научной ассоциации «Оптика-XXI век», руководитель: д. ф.-м.н., проф. С. А.Козлов.
- Научно-образовательный центр фемтосекундной оптики и фемтотехнологий, руководитель: д. ф.-м. н., проф.В. Г. Беспалов.
- Лаборатория параллельных вычислений, нанофотоники и оптоинформатики, руководитель: д. ф.-м. н., проф. Н. Н. Розанов.
- Лаборатория квантовой информатики, руководитель: к. ф.-м. н., доцент С. А.Чивилихин.
- Лаборатория прикладной голографии, руководитель: к. ф.-м. н., доцент О. В. Андреева

На кафедре сформирована признанная научно-педагогическая школа по фемтосекундной оптике и фемтотехнологиям — руководители: д. ф.-м. н., проф. С. А. Козлов и д. ф.-м. н., проф. В. Г. Беспалов.

Среди студентов и аспирантов кафедры — стипендиаты Президента и Правительства Российской Федерации, победители конкурсов научных работ, проводимых Российской Академией наук, крупнейшими мировыми научными обществами, такими как INTAS (Фонд научно-исследовательских работ Европейского сообщества), SPIE(Международное общество инженеров-оптиков), CRDF (Американский фонд гражданских исследований и развития), OSA(Оптическое общество Америки).

Кафедра фотоники и оптоинформатики постоянно занимает призовые места по итогам конкурсов ведущих научно-педагогических коллективов Университета ИТМО.

Петров Николай Владимирович
Городецкий Андрей Александрович
Беспалов Виктор Георгиевич
Дроздов Аркадий Анатольевич
Цыпкин Антон Николаевич
Куля Максим Сергеевич

**Виртуальный лабораторный практикум:
Фемтосекундная оптика и фемтотехнологии**

Учебно-методическое пособие

В авторской редакции
Редакционно-издательский отдел НИУ ИТМО
Зав. РИО
Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99
Подписано к печати
Заказ №
Тираж
Отпечатано на ризографе

Н.В. Петров

Н.Ф. Гусарова