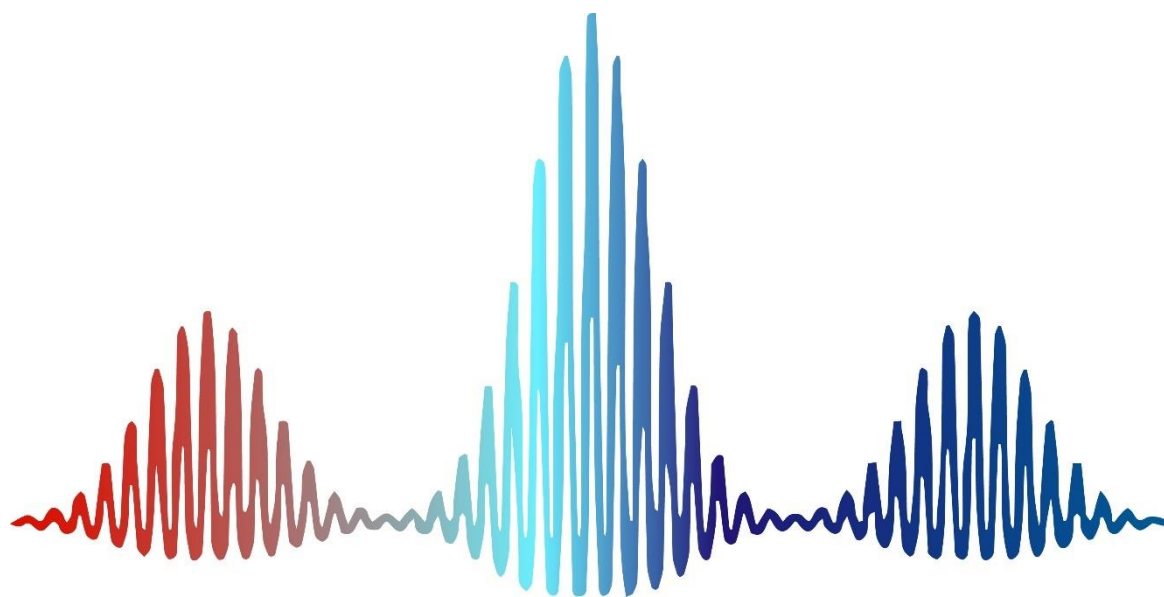


Е.Н. Опарин, А.О. Набилкова, А.Н. Цыпкин

**ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ
ПО ДИСЦИПЛИНЕ «ФЕТОСЕКУНДНАЯ
ОПТИКА И ФЕМТОТЕХНОЛОГИИ»
И «ТЕРАГЕРЦОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ
И ФЕМТООПТИКА»
(Экспериментальная часть)**



**Санкт-Петербург
2022**

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

Е.Н. Опарин, А.О. Набилкова, А.Н. Цыпкин

**ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ
ПО ДИСЦИПЛИНЕ «ФЕТОСЕКУНДНАЯ
ОПТИКА И ФЕМТОТЕХНОЛОГИИ»
И «ТЕРАГЕРЦОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ
И ФЕМТООПТИКА»
(Экспериментальная часть)**

УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ ПОСОБИЕ

**РЕКОМЕНДОВАНО К ИСПОЛЬЗОВАНИЮ В
УНИВЕРСИТЕТЕ ИТМО**

по направлению подготовки 12.04.03 Фотоника и оптоинформатика
в качестве учебно-методического пособия для реализации основных
профессиональных образовательных программ высшего образования
магистратуры



УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

Санкт-Петербург

2022

Е.Н. Опарин, А.О. Набилкова, А.Н. Цыпкин, «Фетосекундная оптика и фемтотехнологии» и «Терагерцовые технологии и фемтооптика». – СПб: Университет ИТМО, 2022. – 39 с.

Рецензент(ы):

Петров Николай Владимирович, доктор физико-математических наук, профессор, доцент (квалификационная категория "ординарный доцент") факультета фотоники и оптоинформатики, Университета ИТМО.

В пособии представлены учебно-методические материалы лабораторного практикума по дисциплине «Фетосекундная оптика и фемтотехнологии» и «Терагерцовые технологии и фемтооптика». Представлены теоретические сведения, методические указания и порядок выполнения лабораторных работ. Освещаются основополагающие вопросы, связанные с оптикой фемтосекундных и терагерцовых импульсов, в частности, практическое их применение для исследования линейных и нелинейных свойств различных материалов этого раздела оптики. Также продемонстрированы экспериментальные способы определения длительности изучаемых сверхкоротких оптических импульсов. Предназначено для бакалавров и магистров, обучающихся по направлению подготовки 12.04.03 «Фотоника и оптоинформатика».



Университет ИТМО – ведущий вуз России в области информационных и фотонных технологий, один из немногих российских вузов, получивших в 2009 году статус национального исследовательского университета. С 2013 года Университет ИТМО – участник программы повышения конкурентоспособности российских университетов среди ведущих мировых научно-образовательных центров, известной как проект «5 в 100». Цель Университета ИТМО – становление исследовательского университета мирового уровня, предпринимательского по типу, ориентированного на интернационализацию всех направлений деятельности.

©Университет ИТМО, 2022

Е.Н. Опарин, А.О. Набилкова, А.Н. Цыпкин, 2022

Содержание

Лабораторная работа №1

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В ОДНООСНОМ НЕЛИНЕЙНОМ
КРИСТАЛЛЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНОГО
ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ..... 4

Лабораторная работа №2

ИЗМЕРЕНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ С
ПОМОЩЬЮ АВТОКОРРЕЛЯЦИОННЫХ МЕТОДОВ 14

Лабораторная работа №3

ИЗУЧЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ СВОЙСТВ ОПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ
МЕТОДОМ Z-СКАНИРОВАНИЯ..... 24

Лабораторная работа №4

ТЕРАГЕРЦОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ С РАЗРЕШЕНИЕМ ВО
ВРЕМЕНИ 31

Лабораторная работа №1

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В ОДНООСНОМ НЕЛИНЕЙНОМ КРИСТАЛЛЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель работы:

Исследовать процесс генерации второй оптической гармоники в одноосном нелинейном кристалле, освещенном фемтосекундным излучением.

Задачи, решаемые в работе:

1. Ознакомиться с принципами преобразования частоты излучения в средах с наличием нелинейной восприимчивости второго порядка;
2. Определить условия, оптимальные для генерации второй гармоники в одноосном кристалле β -ВВО, освещенном фемтосекундным излучением;
3. Измерить зависимость мощности второй гармоники от мощности излучения накачки, а также от положения кристалла. Проанализировать спектры первой и генерируемой второй гармоники.

СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ

В классической оптике все электромагнитные явления описываются системой уравнений Максвелла (1.1):

$$\begin{aligned}(\nabla, \mathbf{D}) &= 4\pi\rho, & [\nabla, \mathbf{E}] &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ (\nabla, \mathbf{B}) &= 0, & [\nabla, \mathbf{H}] &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j},\end{aligned}\tag{1.1}$$

где $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ – напряженности электрического и магнитного поля, $\mathbf{D}$ и $\mathbf{B}$ – электрическая и магнитная индукция соответственно. Как правило, рассматривается распространение электромагнитного излучения в диэлектрических средах, в которых отсутствуют свободные заряды и токи, то есть ρ и $\mathbf{j}$ равны 0.

Решение системы уравнений Максвелла невозможно без введения материальных уравнений, связывающих поля $\mathbf{E}$ и $\mathbf{D}$, $\mathbf{H}$ и $\mathbf{B}$:

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P},$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi\mathbf{M}, \quad (1.2)$$

где $\mathbf{P}$ и $\mathbf{M}$ – вектора поляризации и намагниченности среды (плотность ее электрического и магнитного момента). Наведение магнитного момента среды является достаточно инерционным процессом, и на частотах, характерных для оптического излучения (порядка 10^{15} Гц), намагниченность не успевает возникнуть, то есть можно считать, что $\mathbf{M} = 0$, а $\mathbf{H} = \mathbf{B}$.

Поляризация же среды пропорциональна напряженности электрического поля, причем эту зависимость можно представить в виде ряда по полю:

$$\begin{aligned} \mathbf{P} &= \chi^{(1)}\mathbf{E} + \chi^{(2)}\mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)}\mathbf{E}\mathbf{E}^2 + \dots = \mathbf{P}^{(1)} + \mathbf{P}^{(2)} + \mathbf{P}^{(3)} + \dots = \\ &= \mathbf{P}^{(1)} + \mathbf{P}^{NL}, \end{aligned} \quad (1.3)$$

где $\chi^{(n)}$ – диэлектрическая восприимчивость среды n -ого порядка.

С учетом приведенных выше рассуждений (выражения (1.1) – (1.3)) система уравнений Максвелла примет вид:

$$\begin{aligned} (\nabla, \mathbf{D}) &= -4\pi(\nabla, \mathbf{P}^{NL}), & [\nabla, \mathbf{E}] &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ (\nabla, \mathbf{B}) &= 0, & [\nabla, \mathbf{H}] &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \frac{\partial \mathbf{P}^{NL}}{\partial t}. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Из выражений (1.4) получаем волновое уравнение:

$$-\Delta \mathbf{E} + \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}^{NL}}{\partial t^2}. \quad (1.5)$$

Данное уравнение показывает, что электромагнитная волна своей напряженностью возбуждает в среде волну нелинейной поляризации, которая, в свою очередь, становится источником электромагнитных волн, в общем случае, и на других частотах. Характерные значения диэлектрической проводимости сред представлены в таблице 1.1.

Перевод значений восприимчивости второго порядка из одной системы единиц в другую производится по формуле:

$$\chi^2[\text{СИ}] = \frac{4\pi}{3 \cdot 10^4} \chi^2[\text{СГСЭ}].$$

В данной работе рассмотрим эффекты, связанные с наличием в среде нелинейной восприимчивости второго порядка, которой обладают только среды без центральной симметрии. То есть примем $P^{NL} = \chi^{(2)}EE$.

Таблица 1.1 — Характерные значения диэлектрической

	CGS	SI
χ^1	1	1
χ^2	$10^{-9} - 10^{-8}$	$10^{-12} - 10^{-11}$ м/В
χ^3	$10^{-14} - 10^{-15}$	$10^{-22} - 10^{-21}$ м ² /В ²

Для описания эффектов второго порядка следует, в общем случае, представить входное поле в виде двух волн различной частоты:

$$E(t) = \frac{1}{2} [A_1 e^{i\omega_1 t} + A_2 e^{i\omega_2 t} + c. c.]. \quad (1.6)$$

Тогда нелинейная поляризация второго порядка примет вид:

$$\begin{aligned} P^{NL} &= \chi^{(2)} E^2 = \\ &= \frac{1}{4} \chi^{(2)} [2(|A_1|^2 + |A_2|^2) + A_1 e^{i2\omega_1 t} + A_2 e^{i2\omega_2 t} \\ &\quad + 2A_1 A_2 e^{i(\omega_1 + \omega_2)t} + 2A_1 A_2 e^{i(\omega_1 - \omega_2)t} + c. c.]. \end{aligned} \quad (1.7)$$

В этом случае происходит возбуждение волны поляризации на удвоенных частотах $2\omega_1$ и $2\omega_2$, разностной $(\omega_1 + \omega_2)$ и суммарной $(\omega_1 - \omega_2)$, а также нулевой частоте.

Для упрощения, однако, можно принять, что на нелинейную среду воздействует монохроматическое поле с частотой ω :

$$\begin{aligned} E(t) &= E_1 \cos \omega t, \\ P^{NL} &= \frac{1}{2} \chi^{(2)} E_1^2 + \frac{1}{2} \chi^{(2)} E_1^2 \cos 2\omega t. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Выражение (1.8) означает, что поляризация будет иметь постоянную составляющую $0,5\chi^{(2)}E_1^2$ и переменную $0,5\chi^{(2)}E_1^2 \cos 2\omega t$ на удвоенной частоте 2ω . Первое слагаемое соответствует процессу, называемому оптическим выпрямлением, а второе – генерации второй гармоники.

Более подробно остановимся на рассмотрении процесса генерации второй гармоники (ГВГ). Для этого, отбросив постоянный член, подставим выражение для нелинейной поляризации среды в волновое уравнение, которое запишем для плоской монохроматической волны, распространяющейся вдоль оси z :

$$\frac{d^2 E_2}{dt^2} + \frac{4\omega^2}{c^2} \varepsilon(2\omega) E_2 = \frac{8\pi\omega^2}{c^2} E_1^2 \cos(2\omega t - 2k_1 z), \quad (1.9)$$

здесь E_1 – поле электромагнитной волны на основной частоте, а E_2 – на удвоенной.

Решив дифференциальное уравнение (1.9), получим:

$$E_2 \propto E_1^2 \frac{\sin(\Delta k z / 2)}{\Delta k z / 2} = E_1^2 \cdot \text{sinc}(\Delta k z / 2), \quad (1.10)$$

где $\Delta k = k_2 - 2k_1$ – расстройка волновых векторов накачки и второй гармоники. Далее нетрудно найти интенсивность гармоники:

$$I_2 \propto I_1^2 \frac{\sin^2(\Delta k z / 2)}{(\Delta k z / 2)^2} = I_1^2 \cdot \text{sinc}^2(\Delta k z / 2). \quad (1.11)$$

При фазовой расстройке, отличной от нуля, интенсивность второй гармоники осциллирует по мере распространения излучения в среде, то есть происходит периодическая перекачка энергии из первой гармоник во вторую и обратно. При этом расстояние, на котором вторая гармоника достигает максимальной интенсивности, называют длиной когерентности: $z_c = \frac{\pi}{\Delta k}$.

На практике наблюдение данного эффекта осложнено невозможностью оперативного изменения толщины нелинейной среды. Вместо этого, однако, возможно изменять толщину эффективную. Для этого плоскопараллельный образец вращают вокруг оси, перпендикулярной пучку и параллельной оптической оси кристалла. Эффективная толщина среды в этом случае равна $d \cos \theta$, где d – толщина образца, а θ – угол между нормалью к поверхности образца и направлением распространения луча. Наблюдаемая при этом картина зависимости интенсивности второй гармоники от угла поворота представляет собой последовательность максимумов, известную как биения Мейкера [3].

Эффективность ГВГ можно значительно повысить, если удовлетворить условиям равенства Δk нулю или, иначе говоря, условиям фазового синхронизма. При этом фазовые скорости световых волн на основной частоте и на частоте гармоники оказываются равными и достигается

равенство фаз между гармоникой, генерируемой неким данным атомам, и волной, пришедшей с предыдущего участка среды. В результате происходит конструктивная интерференция этих волн, и амплитуда гармоники монотонно нарастает по мере распространения излучения. Нетрудно показать, что рост интенсивности генерируемого при этом излучения является квадратичным: $I_2 \propto I_1^2 z^2$.

Выполнение условия равенства фазовых скоростей электромагнитных волн требует равенства показателей преломления среды для этих волн. Этому, однако, препятствует нормальная дисперсия большинства сред, при которой показатель преломления возрастает с ростом частоты света. Обойти данную проблему можно путем применения для ГВГ анизотропных кристаллов. В отрицательном одноосном кристалле фазовая скорость волн на основной и на удвоенной частоте могут быть равны, если эти волны имеют разные поляризации: накачка, как правило, является обыкновенной волной, а гармоника — необыкновенной. Поверхности показателей преломления для этого случае показаны на рисунке 1.3. Видно, что для некоторого направления в кристалле эллипсоид показателя преломления необыкновенной волны пересекается со сферой показателя преломления обыкновенной. Это направление называется направлением синхронизма, а данный его тип обозначается *ооо*.

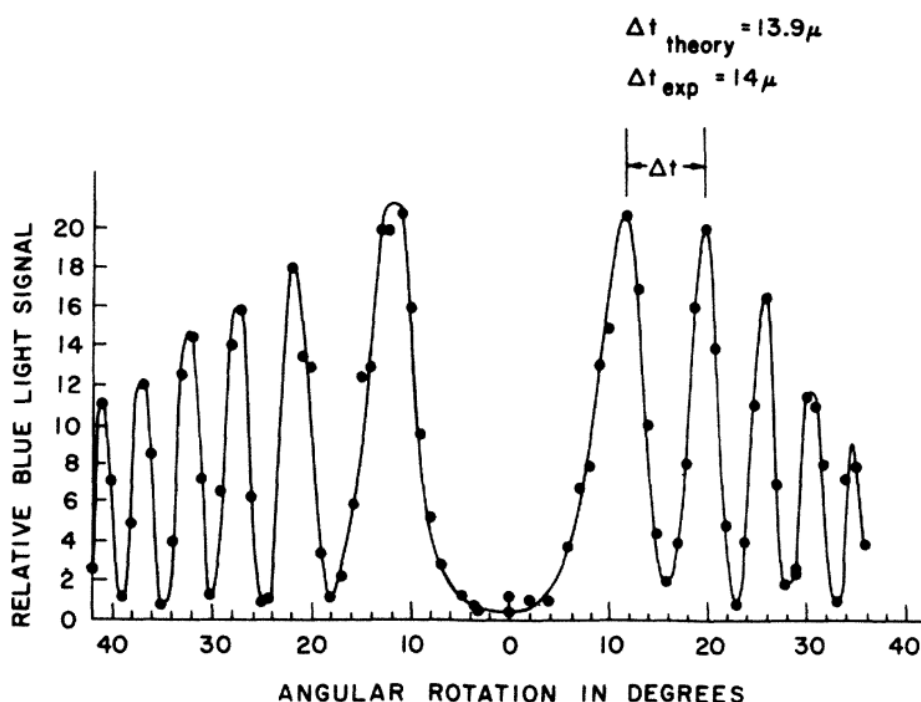


Рисунок 1.1 - Зависимость интенсивности второй гармоники от угла поворота кристалла. Ось вращения перпендикулярна лучу и параллельна оптической оси кристалла [3]

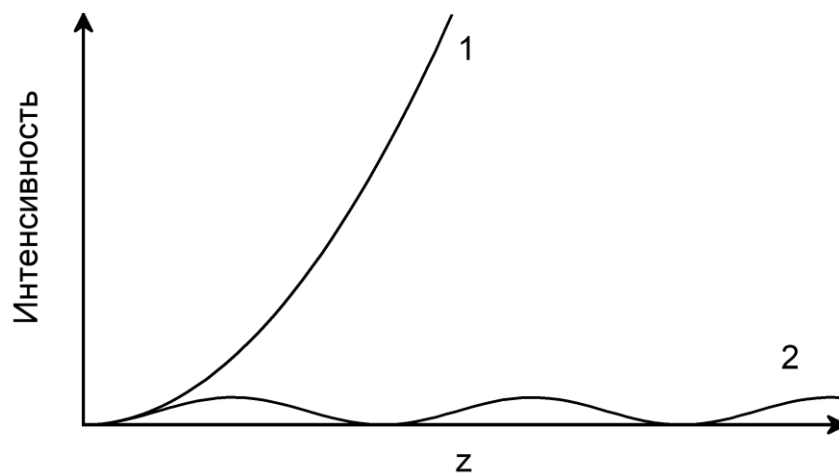


Рисунок 1.2 – Изменение интенсивности излучения второй гармоники вдоль кристалла: 1 – условие синхронизма выполняется, 2 – условие синхронизма не выполняется

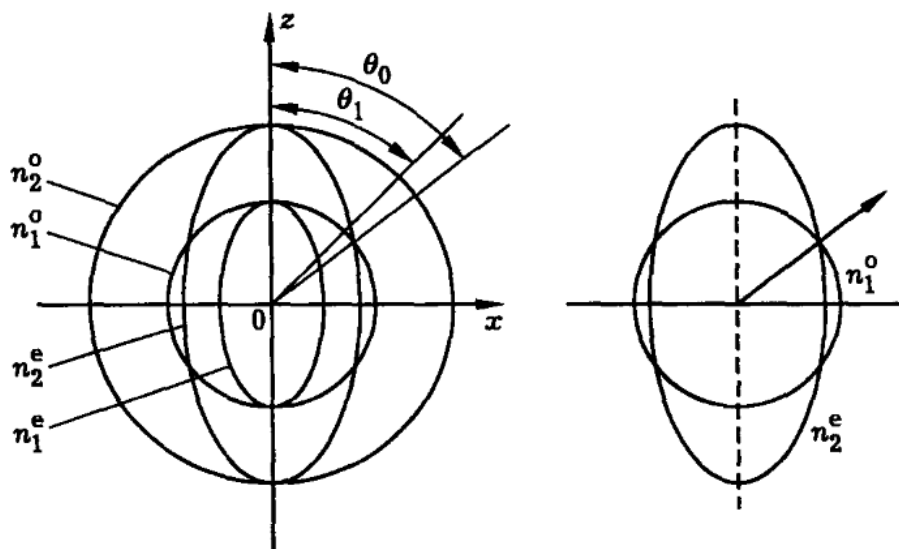


Рисунок 1.3 - Условия фазового синхронизма в кристалле KDP. Слева изображены сечения поверхностей показателей преломления: сферы для обыкновенной волны (n^o) и эллипсоида для необыкновенной (n^e) в кристалле KDP для частоты рубинового лазера (индекс «1») и его второй гармоники (индекс «2»). Под углом θ_0 к оптической оси кристалла окружность n_1^o пересекается с эллипсоидом n_2^e . Это направление является направлением синхронизма. Справа показано направление фазового синхронизма для в отрицательном одноосном кристалле ($n_1^o = n_2^e$).

Обратившись к оптике анизотропных сред, можно показать, что угол ooe -синхронизма θ_c^{ooe} в одноосном нелинейном кристалле рассчитывается на основе выражений [4]:

$$tg^2\theta_c^{ooe} = \frac{1-U}{W-1}, \quad U = \left(\frac{2A}{B}\right)^2, \quad W = \left(\frac{2A}{C}\right)^2, \\ A = \frac{n_{01}}{\lambda_1}, \quad B = \frac{n_{02}}{\lambda_2}, \quad C = \frac{n_{e2}}{\lambda_2}. \quad (1.12)$$

Показатели преломления исследуемого в данной работе нелинейного кристалла β -ВВО для длины волны используемого лазера могут быть рассчитаны на основе его дисперсионной зависимости (λ – в мкм):

$$n_o^2 = 2,7405 + \frac{0,0184}{\lambda^2 - 0,0179} - 0,0155\lambda^2, \\ n_e^2 = 2,3730 + \frac{0,0128}{\lambda^2 - 0,0156} - 0,0044\lambda^2. \quad (1.13)$$

Знание угла синхронизма важно на практике. Так, при изготовлении кристаллов-генераторов второй гармоники, использующихся в науке и технике, выбирают плоскость среза кристалла, перпендикулярную направлению синхронизма. Это позволяет в дальнейшем устанавливать кристаллы нормально к оптическому излучению, что сводит к минимуму вызванные френелевским отражением потери и смещение пучка.

В качестве накачки в данной работе используется излучение фемтосекундного лазера. Использование ультракоротких импульсов для генерации второй гармоники вносит ряд специфических ограничений, которые связаны с групповым запаздыванием импульсов друг относительно друга, а также с их дисперсионным расплыванием.

Первый эффект состоит в том, что из-за зависимости групповой скорости от длины волны импульса второй гармоники смещается во времени относительно импульса на основной частоте по мере распространения излучения в нелинейном кристалле. Возможно как опережение, так и отставание импульса второй гармоники относительно импульса накачки. При этом генерация излучения происходит на всей длине кристалла, из-за этого импульс второй гармоники оказывается уширен во времени относительно исходного импульса на основной частоте.

Для оценки влияния эффекта группового запаздывания следует ввести параметр L_{qs} – длину дисперсии групповой скорости, также называемой квазистатической длиной взаимодействия:

$$L_{qs} = \tau_p \left(\frac{1}{u_{1-1}} - \frac{1}{u_{2-1}} \right)^{-1}, \quad (1.14)$$

где τ_p – длительность импульса накачки, u_1 и u_2 – групповые скорости импульсов на частотах первой и второй гармоники. L_{qs} равна длине среды, на которой импульсы накачки и сгенерированного излучения расходятся в пространстве на расстояние, равное длине импульса. Если длина кристалла меньше квазистатической длины, то эффект группового запаздывания можно не учитывать. Кроме того, при определенных условиях разница групповых скоростей может обращаться в ноль ($u_1 = u_2$) – такая ситуация называется групповым синхронизмом.

Второй эффект – дисперсионное расплывание импульсов – заключается в том, что из-за дисперсии групповой скорости ультракороткие импульсы накачки и второй гармоники подвержены уширению во времени, причем в разной степени. Для оценки влияния данного эффекта вводят характерную длину дисперсионного расплывания:

$$L_{dis} = \frac{\tau_p^2}{GVD}. \quad (1.15)$$

Здесь GVD – дисперсия групповой скорости (см. [5]). Эффект должен быть учтен, если длина среды больше данной величины, что существенно для импульсов, чья длительность меньше порядка 100 фс.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

В качестве источника излучения в работе используется иттербиевый фемтосекундный лазер с центральной длиной волны 1050 нм. Характерная интегральная мощность излучения составляет 2,5 Вт, частота следования импульсов 70 МГц, длительность импульсов 100 фс. Генерация второй гармоники осуществляется в одноосном отрицательном кристалле бета-бората бария (β -ВВО) толщиной 300 мкм, рассчитанного для работы с излучением накачки с центральной длиной волны 800 нм.

Экспериментальная установка представлена на рисунке 1.4. Лазерное излучения фокусируется в кристалл β -ВВО линзой L_1 , после чего вновь коллимируется линзой L_2 . Нейтральные стекла $НС$ служат для общего ослабления лазерного пучка, а фильтр $СЗС$ для выделения излучения второй гармоники на длине волны 525 нм. Характеризации излучения производится при помощи измерителя мощности $ИМ$ и спектрометра $С$.

Полуволновая пластинка $\lambda/2$ и призма Глана-Тейлора Γ служат для изменения мощности лазерного излучения.

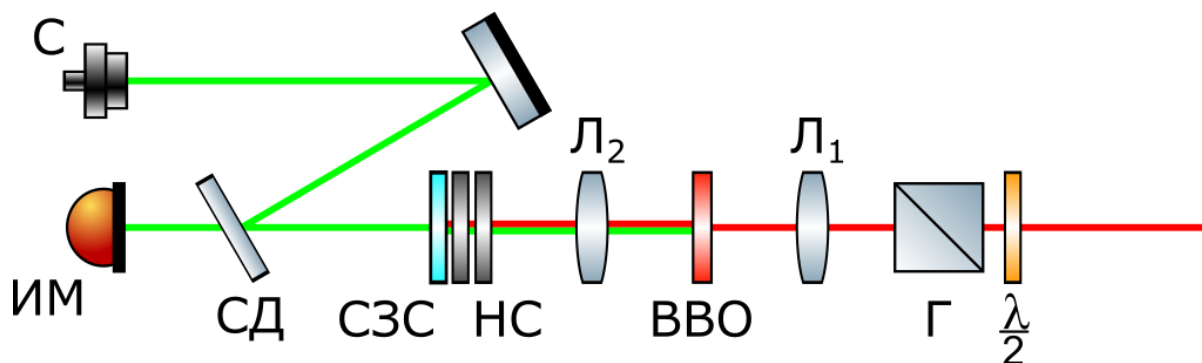


Рисунок 1.4 – Схема экспериментальной установки

ХОД РАБОТЫ

1. Рассчитать угол синхронизма β -ВВО для центральной длины волны излучения используемого в работе лазера (1050 нм) и для длины волны, для работы с которой кристалл предназначен (800 нм). Определить под каким углом к оптическому пучку необходимо расположить кристалл для наибольшей эффективности процесса ГВГ.
2. Вращая кристалл в оправе, оценить угловые зависимости мощности второй гармоники. Выявить положения наибольшей эффективности преобразования.
3. Установив кристалл согласно направлению синхронизма, исследовать зависимость мощности излучения второй гармоники от мощности накачки. Изменение мощности осуществляется поворотом поляризации излучения полуволновой пластинкой, установленной перед поляризатором (призмой Глана-Тейлора). Для этого в таблицу ниже занести значения мощности второй гармоники при различных углах поворота полуволновой пластинки. Измерения производить от положения $\lambda/2$, соответствующего максимуму мощности, до положения соответствующего минимуму с шагом 2 градуса. После чего следует удалить кристалл из оптической схемы и повторить измерения для излучения накачки.

$\varphi_{\lambda/2}$	P_{ω}	$P_{2\omega}$
...	...	...

4. При помощи спектрометра зарегистрировать спектры излучения лазера и генерируемой второй гармоники. Определить их полуширину.
5. Рассчитать длину квазидискретного взаимодействия и дисперсионную длину в кристалле β -ВВО для импульсов длительностью 30, 100 и 250 фс. Сделать выводы об ограничениях на толщину кристалла для рассматриваемых случаев.

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОПРОВЕРКИ

1. В каких веществах возможно наблюдение генерации второй гармоники? Какими кристаллографическими и оптическими свойствами они должны обладать?
2. Каковы условия эффективной генерации второй гармоники? Чем они обусловлены и как их выполнить?
3. Исходя из условия эффективной генерации второй гармоники, сделайте вывод о соотношении ширин спектров излучения накачки и гармоники.
4. Возможна ли ситуация, при которой групповые скорости импульсов накачки и второй гармоники оказываются равны друг другу? К чему это может привести?

Список литературы

- [1] Akhmanov S. A., Nikitin S. Yu. Physical optics. Textbook – - 2004.
- [2] Shen I. R. Principles of nonlinear optics. – Ripoll Classic, 1989.
- [3] Maker P. D. et al. Effects of dispersion and focusing on the production of optical harmonics // *Physical Review Letters*. – 1962. – Т. 8. – №. 1. – С. 21.
- [4] Gurzadyan G. G., Dmitriev V. G., David N. N. Nonlinear optical crystals: Properties and application in quantum electronics: Handbook. - Radio and Communication, 1991.
- [5] Optical constants of BaB₂O₄ (Barium borate, BBO). URL: <https://refractiveindex.info/?shelf=main&book=BaB2O4&page=Eim-erl-o>

Лабораторная работа №2

ИЗМЕРЕНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ С ПОМОЩЬЮ АВТОКОРРЕЛЯЦИОННЫХ МЕТОДОВ

Цель работы:

Измерить длительности сверхкоротких импульсов автокорреляционными методами.

Задачи, решаемые в работе

1. Ознакомиться с основными методиками измерения длительности сверхкоротких импульсов автокорреляционными методами;
2. Определить длительность фемтосекундных импульсов при помощи метода автокорреляции интенсивности;
3. Определить длительность фемтосекундных импульсов при помощи метода автокорреляции интенсивности;

СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ

Автокорреляция интенсивности

Измерение автокорреляционной функции интенсивности было первой попыткой изучить распределение интенсивности ультракороткого импульса во времени. В 1960-х годах стало ясно, что не существует более «короткого» эталона, с помощью которого можно было бы измерить длительность ультракоротких импульсов. При проведении же автокорреляционных измерений сам импульс используется для определения собственной длительности. Данный метод базируется на взаимодействии двух импульсов, полученных в результате деления входного излучения на два одинаковые части, одна из которых сдвигается относительно другой на произвольную временную задержку τ . Разделяют два случая, как коллинеарный, так и неколлинеарный метод автокорреляции интенсивности. В обоих случаях происходит наложение двух пучков в некоторой быстро реагирующей нелинейно-оптической среде, такой как, например, кристалл-генератор второй гармоники (ГВГ) (см. рисунок 1.1 (неколлинеарный случай)). Кристалл ГВГ, наряду с коллинеарными пучками второй гармоники, между первыми двумя излучает третий неколлинеарный «сигнальный» пучок. Напряженность его поля определяется следующим образом:

$$E_{sig}^{SHG}(t, \tau) \propto E(t)E(t - \tau), \quad (2.1)$$

где τ - задержка между импульсами.

Интенсивность данного излучения пропорциональна произведению интенсивностей двух входных импульсов:

$$I_{sig}^{SHG}(t, \tau) \propto I(t)I(t - \tau). \quad (2.2)$$

Быстродействия детекторов недостаточно для прямого измерения зависимости интенсивности от времени. Вместо этого измеряется автокорреляционная функция интенсивностей:

$$A^{(2)}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)I(t - \tau)dt. \quad (2.3)$$

Верхний индекс (2) означает, что это автокорреляционная функция имеет второй порядок. Возможно также получение автокорреляции первого (без использования ГВГ) или третьего порядка (на основе генерации третьей гармоники в средах, с преобладающей кубической нелинейностью), но этот аспект не будет освещен в рамках данного методического пособия.

На рисунке 2.1 приведен пример экспериментальной схемы для измерения автокорреляционной функции интенсивностей двух ультракоротких импульсов. Входной импульс разделяется на два при помощи светоделителя. При помощи механической подвижки обеспечивается варьируемая задержка одного из полученных импульсов относительно другого, после чего оба импульса перекрываются в кристалле ГВГ под небольшим углом. На детекторе регистрируется интенсивность генерируемой неколлинеарной второй гармоники при разных значениях временной задержки, что позволяет получить кривую автокорреляции. Другие нелинейно-оптические эффекты второго порядка, такие как двухфотонная флуоресценция и двухфотонное поглощение, также могут давать автокорреляцию при использовании аналогичной геометрии.

На рисунке 2.2 приведены примеры автокорреляционных функций для некоторых форм импульсов.

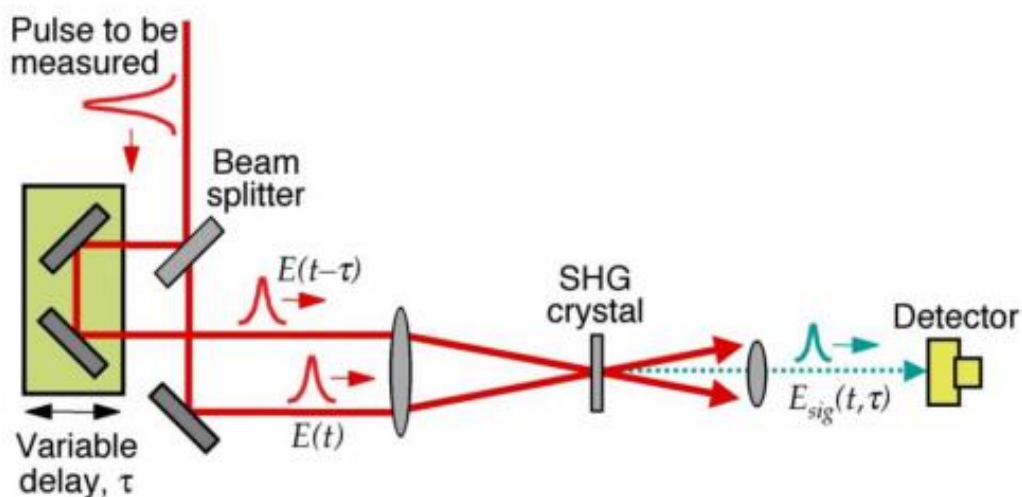


Рисунок 2.1 - Схема автокоррелятора интенсивности на основе генерации неколлинеарной второй гармоники

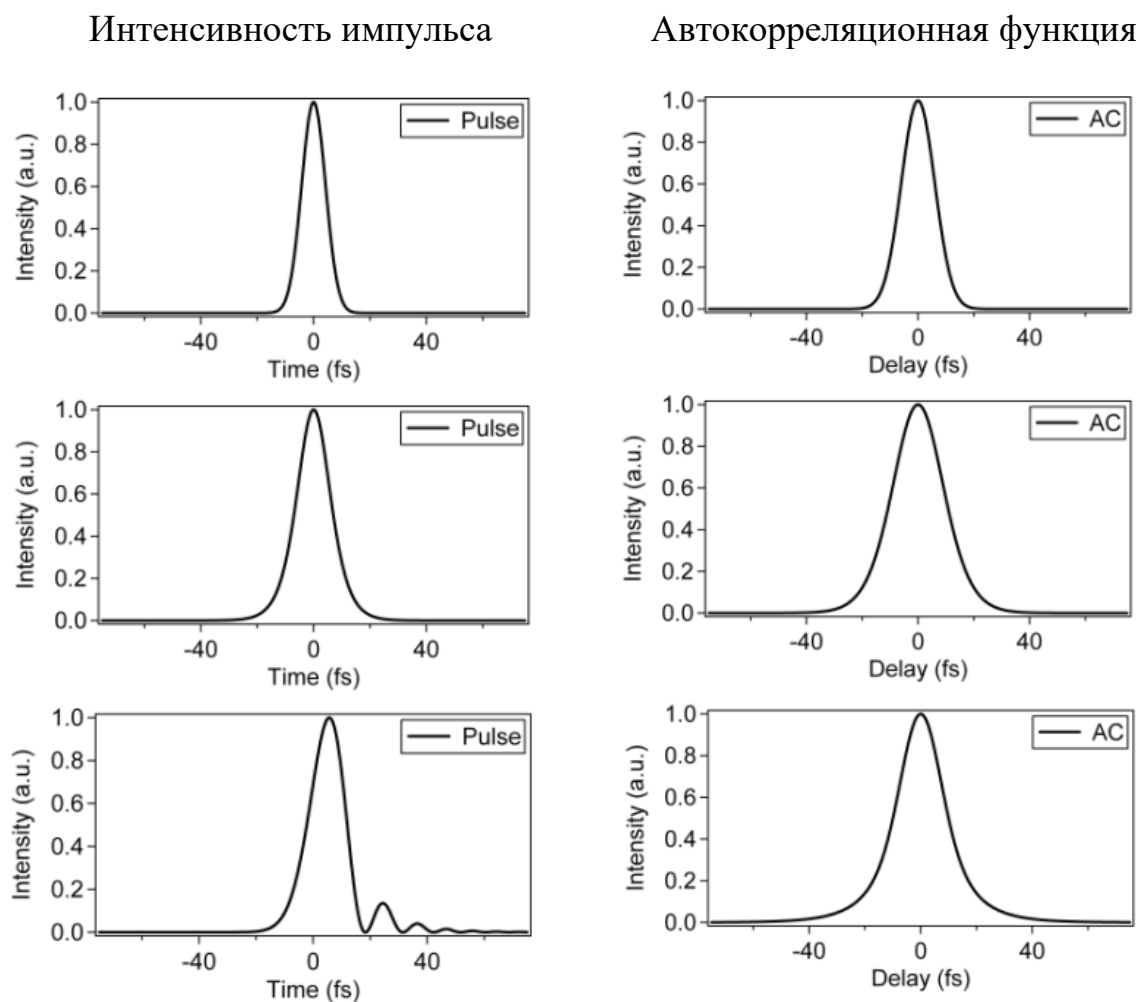


Рисунок 2.2 - Примеры теоретически заданных распределений интенсивности импульсов и их автокорреляционных функций. Верхний ряд: Гауссов импульс длительностью 10 фс. Средний ряд: 7 фс sech^2 импульс. Нижний ряд: импульс, подверженный фазовой модуляции.

Обратите внимание, что при автокорреляционных измерениях теряются детали формы импульса. Это приводит к тому, что все приведенные импульсы имеют схожие автокорреляционные функции. Кроме того, автокорреляция по интенсивности не позволяет получить информацию о фазе импульса.

Важно отметить, что для различных форм лазерных импульсов соотношение ширины автокорреляционной функции на полувысоте (FWHM) к длительности импульса отлично (см. таблицу 2.1). В рамках данной работы следует принять, что импульс имеет форму гиперболического секанса. То есть, для определения длительности лазерного импульса, измеренное значение ширины функции автокорреляции необходимо умножать на 0,648.

Таблица 2.1 - Отношение ширины автокорреляционной функции на полувысоте (FWHM) к длительности импульса

Pulse type	$\Delta A/\Delta t$
Gaussian	1,414
$\text{sech}^2(t)$	1,543

Автокорреляционная интерферометрия

Автокорреляционная интерферометрия является методом изучения импульсов, позволяющим на одной кривой получить сведения о характеристиках, относящиеся как непосредственно к автокорреляции, так и к спектральному составу излучения. Данный метод также часто называют фазово-чувствительной автокорреляцией или автокорреляцией с разрешением «фринжей» (FRAC - fringe-resolved autocorrelation).

Данный метод строится на основе интерферометра Майкельсона, где разделение на два луча от одного источника осуществляется светоделительной пластиной во взаимно перпендикулярных направлениях. Типичная схема данного интерферометра, применяющегося для измерения автокорреляционной функции лазерного импульса, показана на рисунке 2.3. Детектирование выходного сигнала интерферометра базируется на нелинейном эффекте двухфотонной проводимости в полупроводнике.

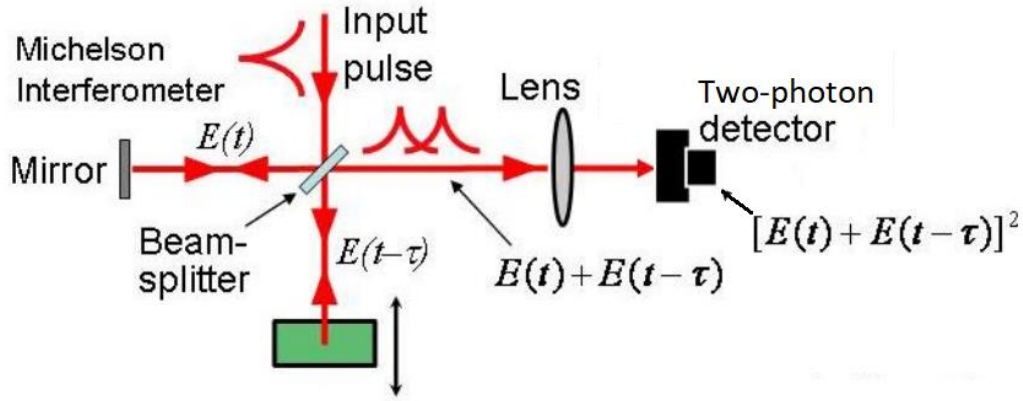


Рисунок 2.3 - Экспериментальная установка по автокорреляционной интерферометрии

Выражение для сигнала FRAC:

$$\begin{aligned}
 I_{FRAC}(\tau) &= \int_{-\infty}^{+\infty} |[E(t) + E(t - \tau)]|^2 dt = \\
 &= \int_{-\infty}^{+\infty} |E^2(t) + 2E(t)E(t - \tau) + E^2(t - \tau)|^2 dt. \quad (2.4)
 \end{aligned}$$

Обратите внимание: если из приведенного выше выражения удалить члены $E^2(t)$ и $E^2(t - \tau)$, в нем бы сохранился только перекрестный член, $2E(t)E(t - \tau)$. То есть мы получили бы обычное выражение для автокорреляции интенсивности. Новые члены - интегралы от $E^2(t)$ и $E^2(t - \tau)$ - их взаимодействие, как друг с другом, так и с перекрестным членом, позволяет получить дополнительную информацию, отсутствующую в обычной автокорреляционной функции.

Отметим также любопытную особенность, позволяющую удостовериться в достоверности проводимых измерений. При нулевой задержке между интерферирующими импульсами справедливо:

$$I_{FRAC}(\tau = 0) = 16 \int E^4(t) dt, \quad (2.5)$$

а при времени задержки, стремящемся к бесконечности:

$$I_{FRAC}(\tau = \infty) = 2 \int E^4(t) dt. \quad (2.6)$$

То есть контраст данного метода всегда равен 8. Если же на эксперименте получено другое значение, то в ходе измерений была допущена ошибка.

На рисунке 2.4 приведены примеры кривых FRAC, соответствующие различным формам ультракоротких импульсов. Обратите внимание, что сопутствующие импульсы, обусловленные наличием в сигнале фазовой модуляции, вносят изменения в боковые «крылья» кривой FRAC. То есть метод автокорреляционной интерферометрии позволяет получить информацию о деталях временной формы сигнала, что невозможно при измерении автокорреляции по интенсивности. Однако данная информация достаточно сильно ограничена. Полноценно исследовать фазу сигнала удастся при использовании более сложных методов – частотно-разрешенного оптического стробирования (FROG) или спектрально-фазовой интерферометрии для непосредственного восстановления электрического поля (SPIDER).

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

В работе производится характеристика длительности импульсов итербиевого фемтосекундного лазера с центральной длиной волны 1050 нм. Характерная интегральная мощность излучения составляет 2,5 Вт, частота следования импульсов 70 МГц. Генерация неколлинеарной второй гармоники осуществляется в одноосном отрицательном кристалле бета-бората бария (β -BBO) толщиной 300 мкм.

1 часть

Экспериментальная установка, используемая в первой части работы, представлена на рисунке 2.5. Лазерное излучение делится на два луча одинаковой мощности на светоделителе *СД*. Один из пучков отражается от двух зеркал, закрепленных на механической подвижке, обеспечивающей задержку одного из импульсов относительно другого. Другой пучок, проходя через аналогичную жестко закрепленную пару зеркал, попадает на кристалл *ГВГ*, где пересекается с первым. Мощность генерируемой неколлинеарной второй гармоники регистрируется измерителем мощности *ИМ*.

2 часть

Вторая часть работы выполняется при помощи сканирующего автокоррелятора АА-20DD производства Авеста-Проект. Прибор построен по принципу интерферометра Майкельсона, для детектирования автокорреляционной функции используется нелинейный эффект двухфотонной проводимости в полупроводнике. Ход лучей представлен на

рисунке 2.6. Устройство готово к работе и не требует дополнительной юстировки в ходе работы.

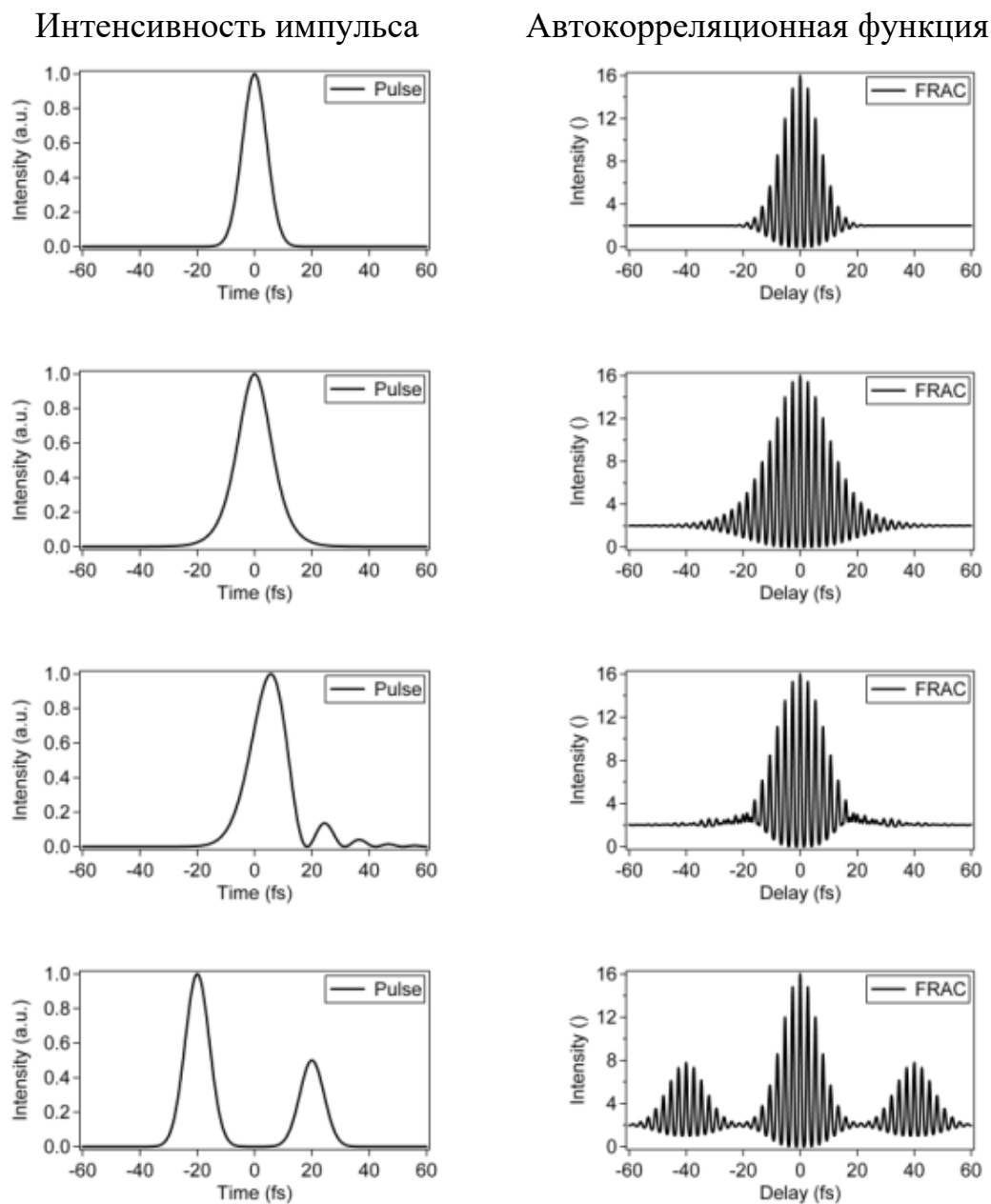


Рисунок 2.4 - Импульсы и соответствующие им кривые FRAC. Верхний ряд: Гауссов импульс длительностью 10 фс. Второй ряд: 7-фс sech^2 импульс. Третья строка: импульс, подверженный фазовой модуляции. Четвертый ряд: двойной импульс.

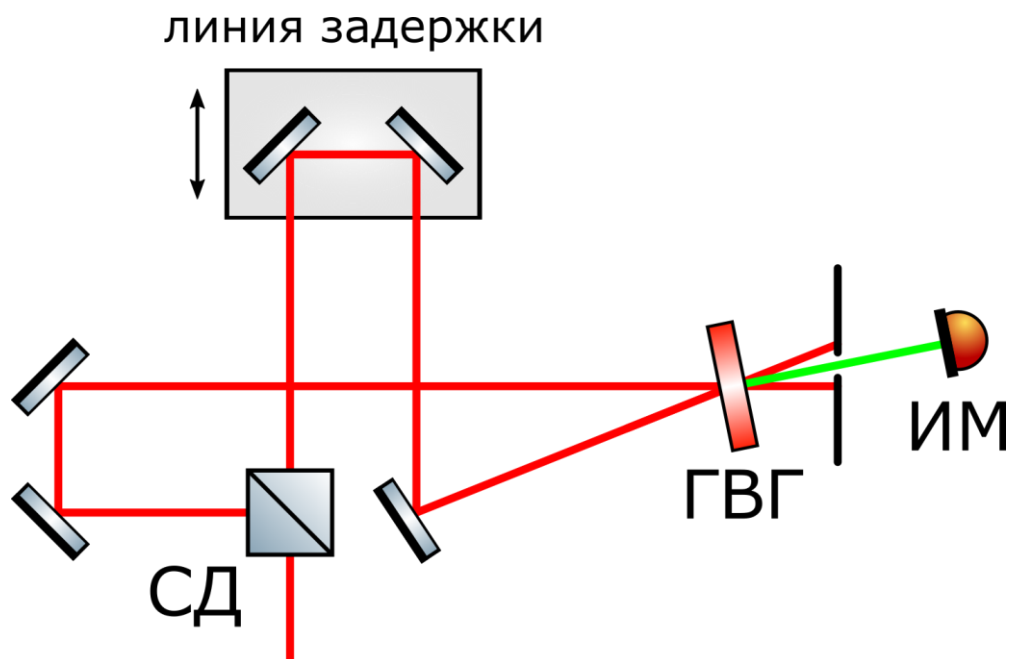


Рисунок 2.5 – Схема экспериментальной установки автокоррелятора интенсивностей

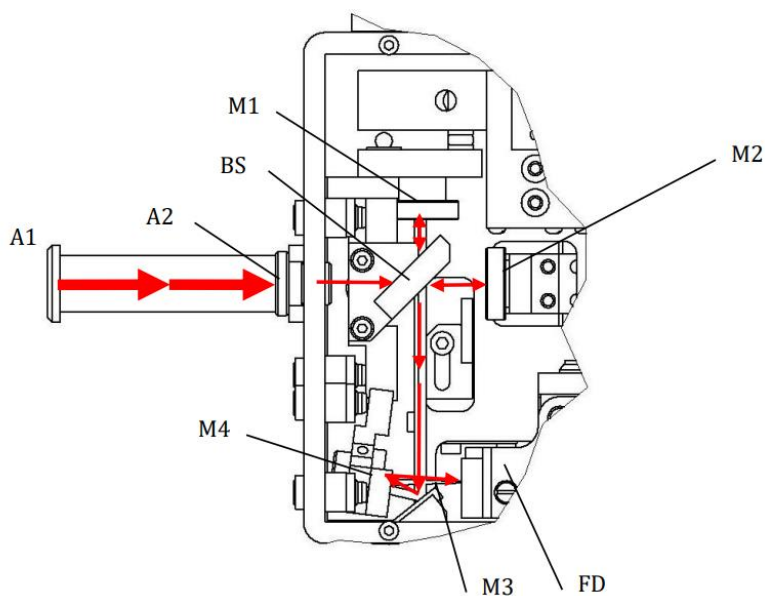


Рисунок 2.6 – Ход лучей в сканирующем автокорреляторе АА-20DD

ХОД РАБОТЫ

1 часть

1. Провести первичную юстировку оптического автокоррелятора на базе генерации неколлинеарной второй гармоники согласно схеме, представленной на рисунке 2.5. Отдельно убедиться в расположении лазерного пучка на одной высоте на всех участках схемы.

2. Добиться перекрытия в пространстве пучков, падающих на кристалл ГВГ. Это можно сделать по видимым бликам, возникающим на передней грани кристалла.
3. Наблюдая за кристаллом генерацию неколлинеарной второй гармоники (НГВГ), добиться перекрытия фемтосекундных импульсов во времени. Максимум интенсивности в рассматриваемом пучке соответствует случаю отсутствия задержки между импульсами.
4. Установить за кристаллом светофильтр, удаляющий излучения накачки.
5. Расположить головку детектора так, чтобы на нее падал только пучок неколлинеарной ВГ.
6. По сигналу с детектора повторить юстировку пучков накачки по пространству. Добиться максимума сигнала НВГ.
7. Смещая подвижку, варьировать задержку между импульсами накачки. Исследовать изменение интенсивности НВГ при разных задержках. Данная зависимость соответствует автокорреляционной функции интенсивности исследуемого импульса.
8. Определить полную ширину на полувысоте (FWHM) автокорреляционной функции. Сделать выводы о длительности импульса, приняв, что его форма соответствует гиперболическому секансу.

2 часть

1. Убедиться, что мощность лазерного излучения, используемая при измерениях, **не превышает 20 мВт!** При превышении этого значения возможно повреждение детектирующей системы автокоррелятора.
2. Посредством двух диафрагм и двух зеркал завести излучение в сканирующий автокоррелятор AA-20DD - при помощи первого по ходу пучка зеркала добиться равномерного освещения первой диафрагмы, а при помощи второго зеркала – второй диафрагмы.
3. Наблюдать на экране компьютера автокорреляционную интерферограмму и автокорреляционную функцию интенсивности исследуемого фемтосекундного импульса, представленную в программном продукте Irtac.
4. Сохранить полученные зависимости в текстовый файл. Построить их во внешнем программном пакете (например, Origin).

5. Определить полуширины автокорреляционных функций. Сделать выводы о длительности импульса, приняв, что его форма соответствует гиперболическому секансу.
6. Провести сравнение значений, полученных в первой и во второй частях данной работы.

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОПРОВЕРКИ

1. Какие факторы препятствуют прямому измерению длительности ультракоротких импульсов? Как существуют методы ее косвенного измерения?
2. Приведите примеры эффектов, на основе которых возможно проведение автокорреляционных измерений? Обобщите их.
3. Позволяют ли автокорреляционные методы измерения сделать вывод о фазовой модуляции исследуемых импульсов? На основании чего можно сделать вывод о ее наличии или отсутствии?

Список литературы

- [1] Trebino R. Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses. – Springer Science & Business Media, 2000.
- [2] Intensity Autocorrelation – Swamp Optics Tutorial, 2015
- [3] Interferometric Autocorrelation – Swamp Optics Tutorial, 2015

Лабораторная работа №3

ИЗУЧЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ СВОЙСТВ ОПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ МЕТОДОМ Z-СКАНИРОВАНИЯ

Цель работы:

Изучение принципов исследования нелинейных свойств материалов при помощи методики z-сканирования, а также измерение нелинейного коэффициента показателя преломления некоторых веществ.

Задачи, решаемые в работе:

1. Ознакомиться с основами и особенностями метода z-сканирования;
2. Получить кривые z-сканирования для конфигураций установки с открытой и закрытой апертурой;
3. Рассчитать нелинейный коэффициент показателя преломления исследуемых веществ.

СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ

Как обсуждалось в предыдущих лабораторных работах (по исследованию процесса генерации второй гармоники, например), поляризация среды, наводимая излучением, может быть представлена в виде ряда:

$$\begin{aligned} \mathbf{P} &= \chi^{(1)}\mathbf{E} + \chi^{(2)}\mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)}\mathbf{E}\mathbf{E}^2 + \dots = \mathbf{P}^{(1)} + \mathbf{P}^{(2)} + \mathbf{P}^{(3)} + \dots = \\ &= \mathbf{P}^{(1)} + \mathbf{P}^{NL}, \end{aligned} \quad (3.1)$$

где $\chi^{(n)}$ – диэлектрическая восприимчивость среды n-ого порядка.

В данной работе будет рассмотрен эффекты, связанные с наличием в среде нелинейной восприимчивости третьего порядка, а именно явление самофокусировки излучения. Следует отметить, что присутствие отличного от нуля $\chi^{(3)}$ характерно для любых сред, то есть наблюдение нелинейных эффектов третьего порядка не требует никаких специальных условий, кроме достаточной интенсивности излучения.

Примем $\mathbf{P} = \chi^{(1)}\mathbf{E} + \chi^{(3)}\mathbf{E}^3$. В тоже время показатель преломления среды определяется формулами: $D = E + 4\pi\mathbf{P} = \epsilon\mathbf{E} = n^2\mathbf{E}$, откуда

$$n = \sqrt{1 + \frac{4\pi P}{E}}. \quad (3.2)$$

Учитывая наличие и относительную малость нелинейного слагаемого, получим

$$n = n_0 + \frac{2\pi}{n_0} \chi^{(3)} E^2, \quad (3.3)$$

где $n_0 = \sqrt{1 + 4\pi\chi^{(1)}}$.

Перейдем от квадрата напряженности поля излучения к его интенсивности I :

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (3.4)$$

где $n_2 = \frac{16\pi^2}{n_0 c} \chi^{(3)}$. Здесь n_0 – линейный показатель преломления среды.

Полученное выражение показывает, что в средах с кубической нелинейностью показатель преломления зависит от интенсивности света. Этот эффект приводит к самовоздействию световых волн, в частности, к таким эффектам как самофокусировка светового пучка, фазовая самомодуляция импульса, бистабильность резонатора, заполненного нелинейной средой и т.п.

Более подробно остановимся на рассмотрении эффекта самофокусировки. Особый интерес эффекты, связанные с нелинейной добавкой к показателю преломления, приобретают для ограниченных световых пучков. Здесь возникает оптический эффект, который можно назвать нелинейной рефракцией. Действительно, в поле ограниченного светового пучка первоначально однородная оптическая среда в силу нелинейности становится неоднородной – показатель преломления среды определяется распределением интенсивности распространяющейся волны. Характер нелинейно рефракции определяется знаком n_2 . В среде с $n_2 > 0$ область максимальной интенсивности света оказывается оптически более плотной. Очевидно, что в этом случае нелинейная рефракция должна приводить к концентрации энергии – периферийные лучи отклоняются в область, где поле максимально. Этот эффект и получил название самофокусировки светового пучка. Важным обстоятельством, выделяющим эффект самофокусировки среди других нелинейно-оптических процессов, является его «лавиный» характер. Действительно, даже слабое увеличение интенсивности на небольшом участке светового пучка в среде с $n_2 > 0$ приводит к концентрации лучей в этой области, а следовательно, и к

дополнительному возрастанию интенсивности; последнее усиливает эффект самофокусировки и т.д. Данное явление показано на рисунке 3.1.

Величина же n_2 , имеющая размерность обратной интенсивности света, является удобной характеристикой кубической нелинейности среды. Одним из способов ее определения является метод z-сканирования, предложенный Мансуром Шейх-Бахе. В нем измеряется пропускание сфокусированного лазерного пучка через конечную апертуру в зависимости от положения образца относительно перетяжки пучка.

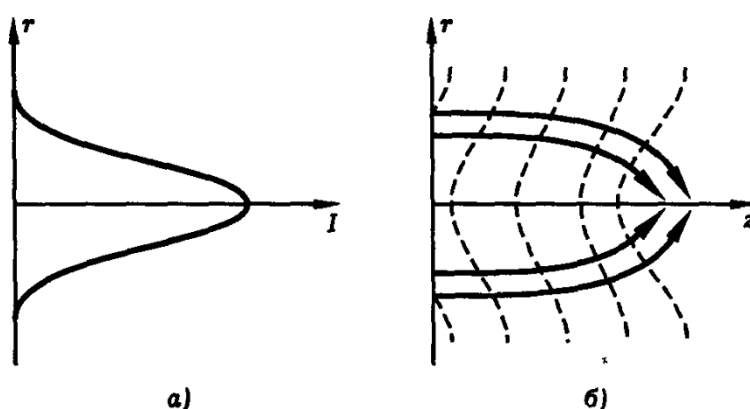


Рисунок 3.1 – Самофокусировка света. Профиль интенсивности гауссова светового пучка (а), искривление волнового фронта гауссова пучка (штриховые кривые) за счет нелинейности среды $n_2 > 0$ (б) [1]

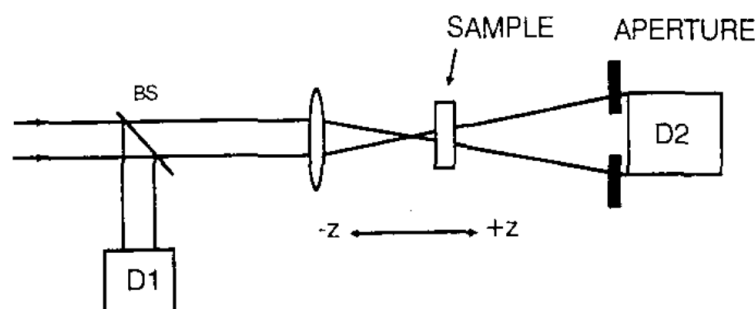


Рисунок 3.2 – Общая схема установки z-сканирования [2]

Рассмотрим образец с положительной нелинейной добавкой к показателю преломления, толщина которого меньше дифракционной длины пучка. В этом случае мы можем рассматривать его как тонкую линзу, оптическая сила которой изменяется по мере движения вдоль оптической оси системы. Начнем рассмотрение с позиции до фокуса (z отрицательно) – здесь интенсивность излучения сравнительно мала, т.е. нелинейной

рефракцией можно пренебречь, следовательно пропускание апертуры остается неизменным. По мере того, как образец приближается к фокусу, интенсивность излучения в нем возрастает, что приводит к самофокусировке. Появление наведенной собирающей линзы до фокуса пучка приводит к увеличению его расходимости после фокуса. Следовательно, пропускание апертуры снижается. Постепенно образец проходит перетяжку пучка, оказывается справа от нее (z положительно). Здесь самофокусировка излучения, напротив, приводит к уменьшению расходимости пучка, что выражается в его сужении и увеличении пропускания апертуры.

Наличие минимума пропускания с последующим переходом к максимуму говорит о положительном n_2 среды. Отрицательный же n_2 , по аналогии, выражается в противоположном расположении минимума и максимума пропускания.

Следует отметить, что приведенное выше описание не учитывает наличие в образце нелинейного поглощения. Чувствительность методики к нелинейной рефракции обусловлена исключительно наличием апертуры, и ее удаление приведет к невозможности наблюдения данного эффекта. Однако в данном случае z -сканирование останется по-прежнему чувствительно к нелинейному поглощению. Таким образом, комбинация измерений, проведенных с закрытой и открытой апертурой позволяет получить по отдельности коэффициенты и нелинейного поглощения, и нелинейной рефракции. При одновременном присутствии этих эффектов полученную с закрытой апертурой кривую следует нормировать на результаты измерений с открытой апертурой. Типичные кривые z -сканирования для образцов представлены на рисунке 3.3.

Перепад пропускания образца (перепад кривой z -сканирования) может быть выражен как:

$$\Delta T = 0,406(1 - S)^{0,25} \left| \frac{\omega}{c} n_2 I L_{eff} \right|, \quad (3.5)$$

где $L_{eff} = (1 - e^{-\alpha L})/\alpha$ – эффективная толщина образца, α – линейный коэффициент поглощения, S – пропускание апертуры в отсутствие нелинейных эффектов, I – интенсивность излучения в перетяжке пучка. Отсюда получаем выражение для расчета n_2 на основе кривой z -сканирования:

$$n_2 = \frac{\Delta T}{0,406(1 - S)^{0,25} I L_{eff}} \cdot \frac{c}{\omega}. \quad (3.6)$$

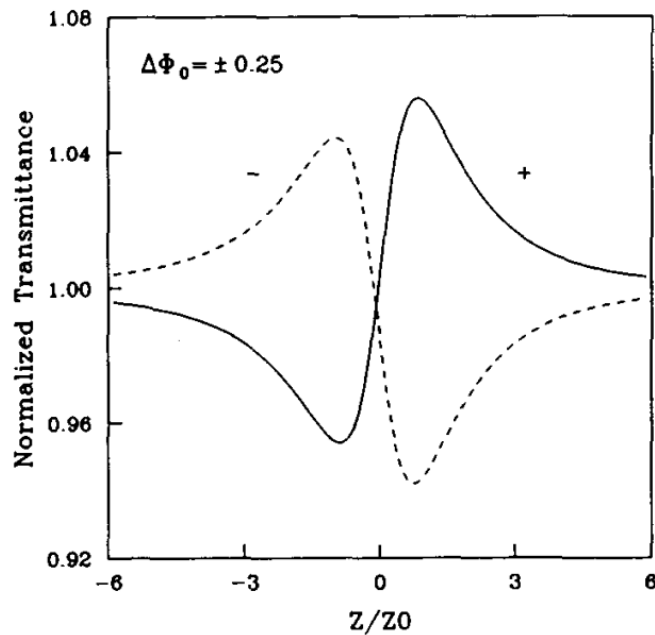


Рисунок 3.3 – Типичные кривые z-сканирования для образцов с положительным (сплошная линия) и отрицательным (штриховая линия) n_2 [2]

Интенсивность излучения рассчитывается из соображений, что пучок является гауссовым, то есть радиус его протяжки рассчитывается по формуле:

$$r_0 = \frac{4\lambda f}{\pi D}, \quad (3.7)$$

где λ – длина волны излучения, D – начальный диаметр пучка, f – фокусное расстояние линзы. Тогда интенсивность излучения мощностью P примет вид:

$$I = \frac{P}{\pi r_0^2}. \quad (3.8)$$

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

В качестве источника излучения в работе используется иттербиевый фемтосекундный лазер с центральной длиной волны 1050 нм. Характерная интегральная мощность излучения составляет 2,5 Вт, частота следования импульсов 70 МГц, длительность импульсов 100 фс.

Непосредственной экспериментальной установка представлена на рисунке 3.4. Лазерное излучение фокусируется длиннофокусной линзой L_1 и проходит через образец O , закрепленный на механизированной подвижке. На светоделительной пластине $СД$ пучок разделяется на два. Один попадает

на измеритель мощности $ИМ_0$ и используется для получения кривой z-сканирования с открытой апертурой. Второй же проходит через линзу $Л_2$, апертуру A и регистрируется на измерителе мощности $ИМ_3$ - его помощью получается кривая z-сканирования с закрытой апертурой. Короткофокусная линза $Л_2$ необходима для повышения чувствительности прибора.

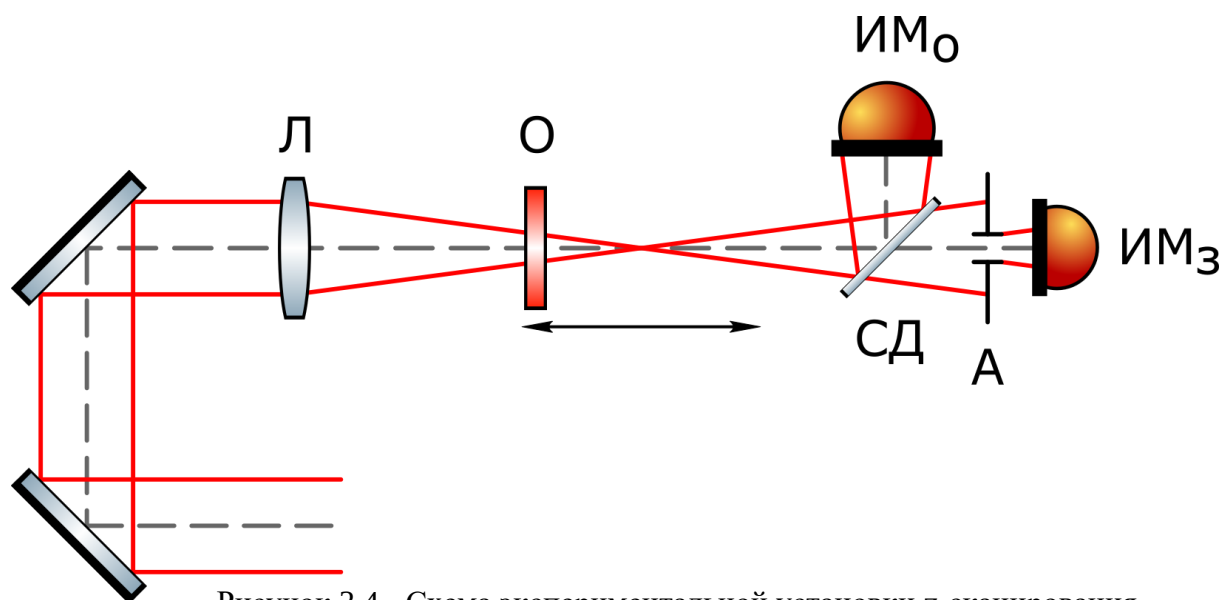


Рисунок 3.4 - Схема экспериментальной установки z-сканирования

ПОРЯДОК РАБОТЫ

1. Следуя указаниям преподавателя, провести первичную юстировку установки z-сканирования согласно схеме, представленной на рисунке 3.4.
2. При помощи микрометра найти толщину образца L . Определить его линейное пропускание. Для этого измерить мощность лазерного излучения до и после образца. На основе пропускания рассчитать линейный коэффициент поглощения α .
3. Определить интенсивность излучения в перетяжке. Для определения ее геометрических параметров необходимо измерить ширину пучка перед линзой, а также ее фокусное расстояние. Измерение мощности излучения производить сразу после линзы во избежание повреждения детектирующей головки.
4. Установить образец на моторизированную подвижку, сориентировать его нормально к лазерному лучу.
5. Измерить пропускание апертуры S , в отсутствие нелинейных эффектов, то есть, когда образец находится далеко от перетяжки пучка.

6. Смещая образец относительно перетяжки при помощи моторизированной подвижки, получить кривые z-сканирования для случаев с открытой и с закрытой апертурой.
7. По перепаду пропускания апертуры определить нелинейный коэффициент показателя преломления исследуемого материала.

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОПРОВЕРКИ

1. В каких средах возможно наблюдение нелинейных эффектов третьего порядка?
2. Приведите несколько примеров эффектов, являющихся следствием кубической нелинейности. Кратко раскройте суть одного из них (кроме самофокусировки).
3. Чем вызван эффект самофокусировки пучков с гауссовым профилем интенсивности? Как поведет себя в нелинейной среде пучок с прямоугольным распределением интенсивности?
4. Чем отличаются и какие результаты дают измерения методом z-сканирования с открытой и с закрытой апертурой?

Список литературы

- [1] Akhmanov S. A., Nikitin S. Yu. Physical optics. Textbook – - 2004.
- [2] Sheik-Bahae M. et al. Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1990. – Т. 26. – №. 4. – С. 760-769

Лабораторная работа №4

ТЕРАГЕРЦОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ С РАЗРЕШЕНИЕМ ВО ВРЕМЕНИ

Цель работы:

Изучение принципов работы терагерцового спектрометра с разрешением во времени и измерение спектров пропускания, а также показателя преломления и коэффициента экстинкции материалов в терагерцовом диапазоне частот.

Задачи, решаемые в работе:

1. Ознакомиться с принципом работы и конструктивными особенностями терагерцового спектрометра;
2. Провести измерения временных форм напряженности ТГц импульсов, прошедших через предложенные для исследования объекты.
3. Вычислить спектры пропускания объектов, а также значения их показателя преломления и коэффициента экстинкции в терагерцовой области спектра.

СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ

Основы ТГц оптики

Терагерцовое излучения – это электромагнитное излучения с диапазоном длин волн от 30 мкм до 3 мм или с частотами от 0,1 до 10 ТГц. Терагерцовый диапазон был недоступен для исследований вплоть до 80-х годов прошлого века, ввиду отсутствия его эффективных когерентных источников и приемников. С их появлением начался бурный рост интереса к терагерцовым технологиям, ввиду ряда особенностей, свойственных этому диапазону частот.

Популярность ТГц излучения связана в том числе с тем, что многие вращательные и колебательные переходы молекул соответствуют именно рассматриваемым частотам. Терагерцовая спектроскопия позволяет как попросту идентифицировать химические вещества, так и более подробно исследовать их структуру. Примечательно, что излучение терагерцового диапазона имеет малую энергию фотона, то есть является неионизирующим и безопасным для человека. А сравнительно большая длина волны обеспечивает его малое рассеяние. Все это делает терагерцовое излучение универсальным и безопасным инструментом как

для медицинской или экологической диагностики, так и для систем безопасности или беспроводной передачи информации.

Лабораторная работа будет посвящена ознакомлению с методикой терагерцовой спектроскопии с разрешением во времени – уникальному подходу, позволяющему одновременно получить информацию как об амплитуде, так и о фазе излучения, прошедшего через образец, а значит, всесторонне охарактеризовать оптические свойства последнего.

Генерация ТГц излучения

Существует множество способов генерации излучения терагерцового диапазона частот. Таким образом, импульсное когерентное ТГц излучение впервые было сгенерировано при помощи особой фотопроводящей антенны, освещенной фемтосекундными импульсами инфракрасного диапазона. Самое же высокоинтенсивное на сегодняшний день ТГц излучение генерируется путем оптического выпрямления фемтосекундных импульсов в органических кристаллах.

В рассматриваемой же в данной лабораторной работе установке генерация ТГц излучения происходит за счет эффекта Дембера в полупроводниковом кристалле InAs. При освещении полупроводника излучением, эффективно поглощающимся этим полупроводником, образование неравновесных электронов и дырок происходит преимущественно вблизи поверхности. Сгенерированные носители заряда начинают дрейфовать из области большей освещенности в область меньшей освещенности, то есть вглубь кристалла. При этом электроны, обладающие значительно меньшей эффективной массой (и, как следствие, значительно большим коэффициентом диффузии), сильнее удаляются от места генерации, нежели дырки. Пространственное разделение зарядов приводит к формированию в кристалле электрического диполя, расположенного перпендикулярно к поверхности. С окончанием фемтосекундного импульса оканчивается и генерация неравновесных носителей заряда, что приводит к схлопыванию диполя. Ускоренное движение зарядов при этом сопровождается излучением, частота которого лежит как раз в терагерцовом диапазоне.

Наиболее сильно эффект Дембера проявляется в полупроводниках с узкой запрещенной зоной и высокой подвижностью электронов, например в InAs и InSb. Кроме того, для повышения эффективности генерации ТГц излучения полупроводниковые кристаллы помещают в высокоиндуктивное постоянное магнитное поле.

Электрооптическое детектирование

Принцип электрооптического детектирования опирается на эффект Поккельса, который вырезается в наведение в оптической среде двойного лучепреломления под действием постоянного или переменного электрического поля, что позволяет напрямую зарегистрировать его амплитуду. Данный эффект проявляется только в кристаллах, не обладающих центром симметрии (или в других нецентросимметричных средах). Наиболее часто используемые кристаллы: ZnTe, CdTe, GaP, GaAs.

Рассмотрим систему электрооптического детектирования, примененную в описываемой лабораторной установке. В отсутствии ТГц излучения ИК пробный пучок проходит через электрооптический (ЭО) кристалл CdTe, сохраняя свою изначальную линейную поляризацию. При помощи четвертьволновой пластинки поляризация преобразуется в циркулярную, а ее орты на призме Волластона разделяются в пространстве, после чего детектируются при помощи балансного детектора (БД). Там сгенерированные на двух фотодиодах токи вычитаются, а полученный сигнал через аналогов-цифровой преобразователь передается на ПК. В отсутствии ТГц излучения поляризационный компоненты пробного пучка равны друг другу, а регистрируемый сигнал – нулю.

Далее рассмотрим случай, когда терагерцовое излучение распространяется сонаправлено с пробным пучком, а также фокусируется на ЭО кристалл для достижения большей интенсивности в области пересечения. При этом терагерцовое поле наводит в кристалле двойное лучепреломление, величина которого линейно зависит от амплитуды ТГц излучения. Возникшая анизотропия приводит к фазовой задержке между поляризационными компонентами пробного пучка - из-за этого в кристалле его поляризация из линейной преобразуется в эллиптическую. Следовательно, интенсивности двух пучков, выходящих из призмы Волластона, оказываются не равны друг-другу, а сигнал балансного детектора отличен от нуля. Схематическая визуализация процесса регистрации показана на рисунке 4.1.

Эффект Поккельса отличается низкой инерционностью, поэтому описанная выше методика позволяет разрешать во времени быстропротекающие процессы. Так, характерная длительность ТГц импульса составляет 0,5 – 2 пс, а длительность пробного фемтосекундного импульса равна порядка 100 фс. Данный факт позволяет считать поле ТГц импульса в некоторый момент времени постоянным для всего импульса фемтосекундного. Смещая один импульс относительно другого при помощи линии задержки, можно осуществить стробирование ТГц импульса, то есть напрямую получить его временную форму.

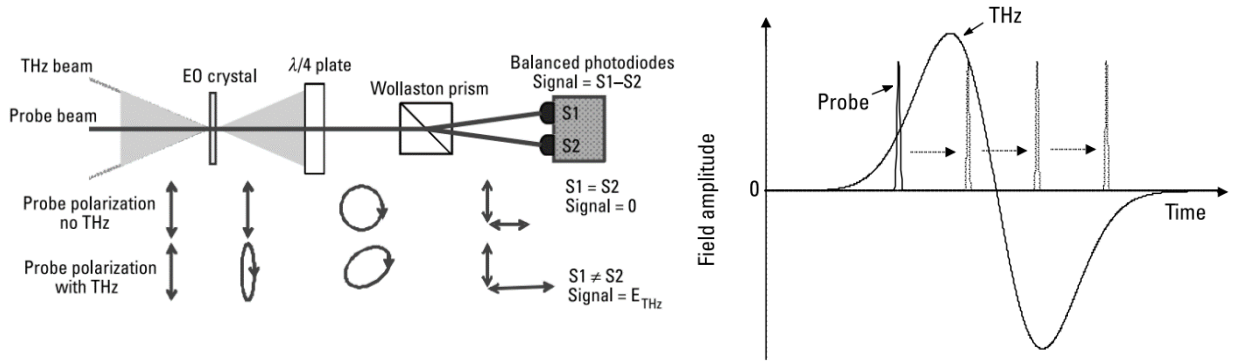


Рисунок 4.1 - Иллюстрация принципа методики электрооптического детектирования

Обработка данных

Результатом измерений, проводимых в ходе терагерцовой спектроскопии с разрешением во времени, являются временные формы импульсов. Как правило, проводится два измерения: детектируется импульс, прошедший через образец, и импульс, распространённый в отсутствии образца. Первый называют объектным $E_{sam}(t)$, второй – опорным $E_{ref}(t)$. Далее полученные сигналы при помощи преобразования Фурье переводятся из временной области в спектральную. Соответствующие спектры обозначим $E_{sam}(\omega)$ и $E_{ref}(\omega)$.

Спектр импульса, прошедшего через плоскопараллельную диэлектрическую пластину, имеет вид:

$$E_{sam}(\omega) = \frac{4\hat{n}_s n_0}{(\hat{n}_s + n_0)^2} \exp\left[-i\hat{n}_s \frac{\omega l}{c}\right] \cdot E_0(\omega), \quad (4.1)$$

где $\hat{n}_s = n_s - ik_s$ – комплексный показатель преломления образца, n_0 – показатель преломления окружающей среды (в простейшем случае – воздуха), l – длина распространения излучения в образце, которая равна его толщине при нормальном угле падения. Соответствующий опорный спектр измеряется в аналогичных условиях, но в отсутствии образца:

$$E_{sam}(\omega) = \exp\left[-in_0 \frac{\omega l}{c}\right] \cdot E_0(\omega). \quad (4.2)$$

Извлечение оптических характеристик образца требует расчета его передаточной функции:

$$H_0(\omega) = \frac{E_{sam}(\omega)}{E_{ref}(\omega)} = \frac{4\hat{n}_s n_0}{(\hat{n}_s + n_0)^2} \exp\left[-k_s \frac{\omega l}{c}\right] \exp\left[-i(n_s - n_0) \frac{\omega l}{c}\right]. \quad (4.3)$$

Зачастую комплексный показатель преломления $\hat{n}(\omega)$, который входит во френелевский коэффициент пропускания (т.е. в первый множитель), аппроксимируется только действительной частью n_s :

$$H(\omega) = \frac{4n_s n_0}{(n_s + n_0)^2} \exp \left[-k_s \frac{\omega l}{c} \right] \exp \left[-i(n_s - n_0) \frac{\omega l}{c} \right]. \quad (4.4)$$

Взятие аргумента и логарифма от упрощенной передаточной функции дает соответственно:

$$\angle H(\omega) = -i(n_s - n_0) \frac{\omega l}{c}, \quad (4.5)$$

$$\ln |H(\omega)| = \ln \left[\frac{4n_s n_0}{(n_s + n_0)^2} \right] - k_s \frac{\omega l}{c}. \quad (4.6)$$

Из выражений (4.5)-(4.6) могут быть рассчитаны показатель преломления и коэффициент экстинкции:

$$n_s = n_0 - \frac{c}{\omega l} \angle H(\omega), \quad (4.7)$$

$$k_s = \frac{c}{\omega l} \left\{ \ln \left[\frac{4n_s n_0}{(n_s + n_0)^2} \right] - \ln |H(\omega)| \right\}. \quad (4.8)$$

Следует напомнить, что передаточная функция $H(\omega)$ получается на основе экспериментальных данных, полученных в ходе измерения объектного и опорного сигнала.

Кроме того, важно отметить, что приведенный выше рассуждения не учитывают наличия эффекта Фабри-Перо - многократного переотражения излучения от граней образца и последующего возникновения вторичных импульсов в сигнале. Однако при достаточной толщине плоскопараллельной пластины вторичные импульсы отстают от основного на время большее, чем их длительность, что позволяет удалить их из сигнала при помощи наложения временного окна. Одной из применяемых для этого функций является супергауссова функция:

$$sg(t) = \exp \left[- \left(\frac{(t - t_0)^2}{2\sigma^2} \right)^p \right], \quad (4.9)$$

где $t_0 = \frac{t_{max} + t_{min}}{2}$ определяет положение оконной функции, а $\sigma = \frac{t_{max} - t_{min}}{2}$ ее ширину. Показатель степени p отвечает за быстроту спада функции на краях, его можно принять равным 20.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Экспериментальная установка

В качестве источника излучения в работе используется иттербиевый фемтосекундный лазер с центральной длиной волны 1050 нм. Характерная интегральная мощность излучения составляет 2,5 Вт, частота следования импульсов 70 МГц, длительность импульсов 100 фс.

Схема терагерцового спектрометра с разрешением во времени представлена на рисунке 4.2.

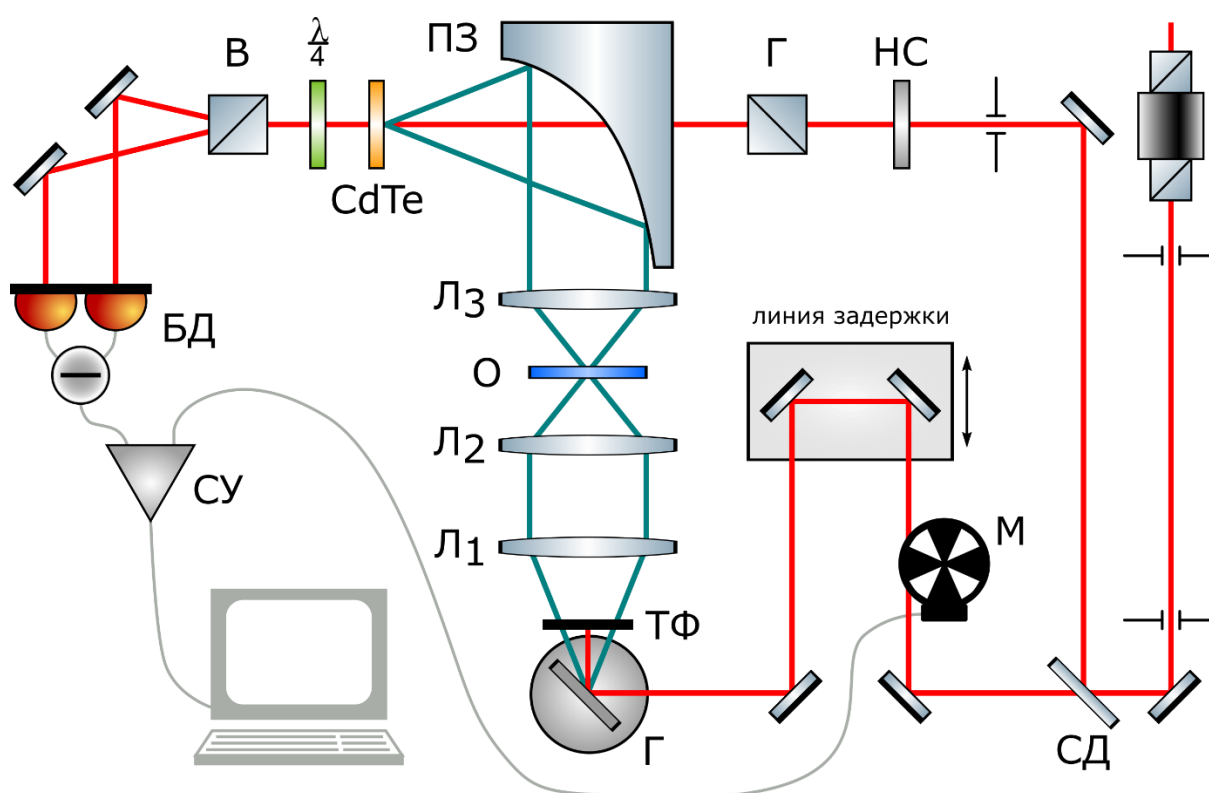


Рисунок 4.2 - Схема терагерцового спектрометра с разрешением во времени.

Излучение фемтосекундного лазера разделяется светоделителем СД на пробный пучок и пучок накачки. Луч накачки модулируется оптомеханическим прерывателем М, проходит линию оптической задержки и попадает на терагерцовый генератор Г. Последний представляет собой полупроводниковый кристалл арсенида индия InAs, помещенный в магнитное поле с индукцией 2.4 Тл. Сгенерированное ТГц излучение проходит через тефлоновый фильтр ТФ, который поглощает отраженное от полупроводникового кристалла излучение накачки. Линза Л₁ коллимирует пучок, а Л₂ фокусирует его на исследуемый объект О. Прошедшее ТГц излучение вновь коллимируется линзой Л₃ и заводится в систему электрооптического детектирования с помощью параболического зеркала ПЗ. Синхронный усилитель СУ используется для повышения отношения

полезного сигнала к шуму. После него сигнал оцифровывается аналого-цифровым преобразователем и записывается с помощью специального программного обеспечения на персональный компьютер.

Работа с ПО для управления экспериментальным макетом

В управлении ТГц спектрометром задействованы две программы:

Measure – позволяет проводить первичное снятие сигнала и оперативно управлять оптической линией задержки. Используется на подготовительном этапе работы.

Алгоритм работы:

1. Запустить программу нажатием соответствующей кнопок в левом верхнем углу.



2. Создать по запросу программы текстовый файл, в который будут сохранены записанные значения сигнала.
3. Нажать кнопку *Find devices*, чтобы соединить ПК с оборудованием, задействованным в экспериментальной установке.
4. В поле *Movement* задать шаг подвижки и скорость ее перемещения. Шаг – всегда 1/8; скорость: для быстрого перемещения без снятия сигнала – 500, для грубого снятия сигнала – 100, для точного – 30.
5. В поле *Destination Position* указать точку назначения в шагах подвижки. При этом текущее положение подвижки отображается в поле *Current Position*.
6. Для начала перемещения нажать кнопку *Start*, для остановки *Stop*. В случае необходимости изменить скорость или направления движения подвижки необходимо сначала остановить ее кнопкой *Stop*, а потом изменять параметры!
7. Для окончания работы нажмите кнопку *Stop* в верхнем левом углу.



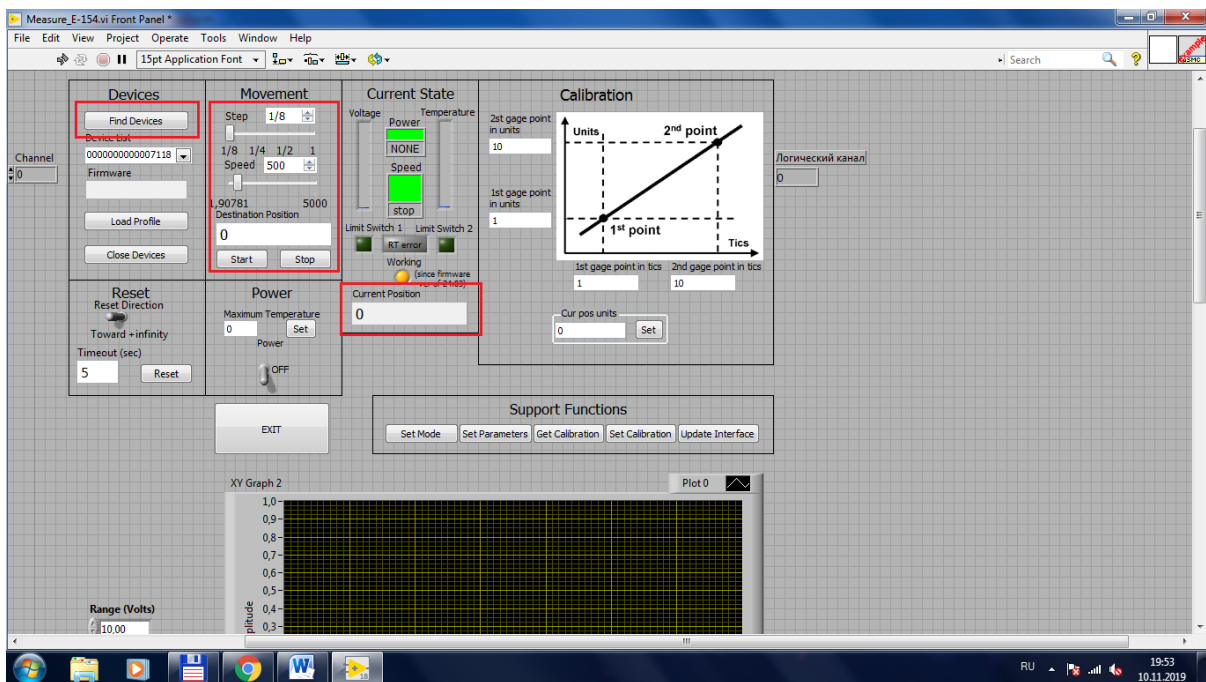


Рисунок 4.3 – Интерфейс программы *Measure*

TDS_Discrete - используется для поточечного снятия сигнала с усреднением по нескольким измерениям. Данные, полученные именно в этой программе, используются для получения оптических характеристик исследуемых объектов.

Алгоритм работы:

1. Перед началом работы в поле *Path* необходимо указать путь к папке, в которую будут сохранены данные.
2. Также до запуска программы задать параметры снимаемого сигнала: в поле *Start* указывается начальная точка (0 пс), в поле *delay* – длительность сигнала в пикосекундах (100 пс), в поле *step* – шаг измерений в пс (0,2 пс) и в поле *number of samples per channel* – количество измерений, по которым сигнал будет усреднен (30 измерений).
3. Запустить программу нажатием соответствующих кнопок в левом верхнем углу.
4. По окончании работы программы произойдет ее автоматическая остановка.

В результате работы программы в указанной папке будут созданы текстовые файлы, где для каждого временного шага будут записаны значения напряженности ТГц поля в относительных единицах. Количество файлов соответствует количеству измерений, по которому сигнал

усредняется. Дополнительно будет создан файл с названием Average_[название папки], где будут приведены усредненные значения сигнала. Именно он используется в дальнейшей обработке экспериментальных данных.

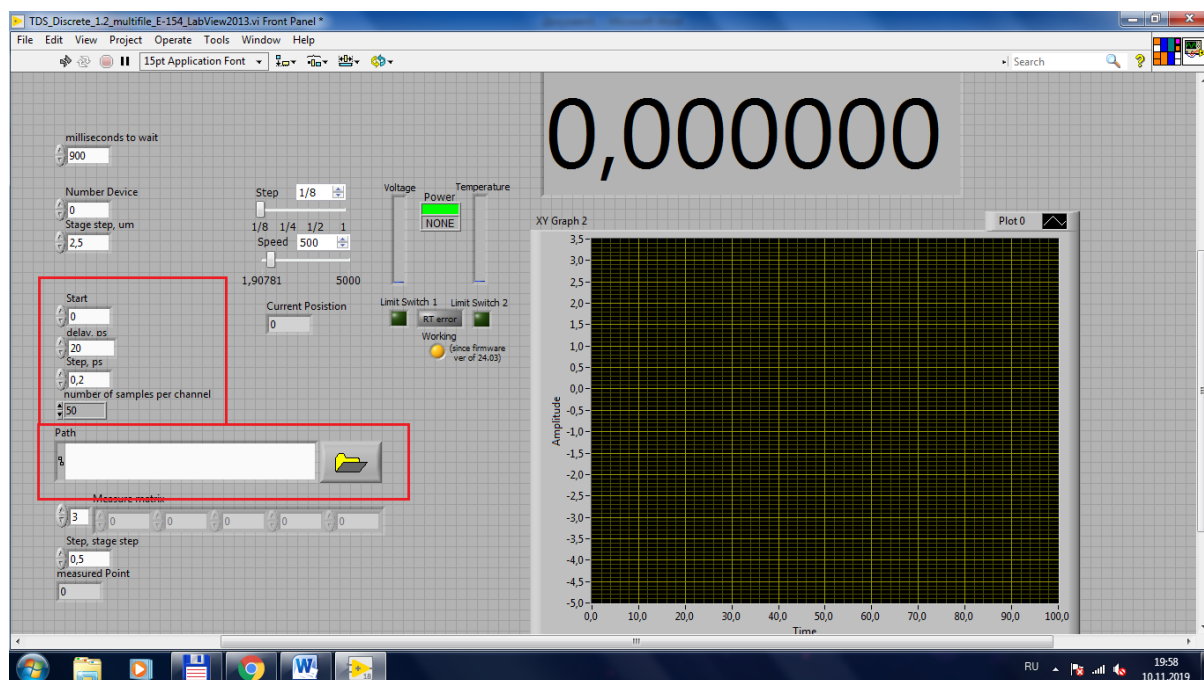


Рисунок 4.4 – Интерфейс программы *TDS_Discrete*

ХОД РАБОТЫ

1. Строго по указаниям преподавателя провести первичную юстировку терагерцового спектрометра с разрешением во времени согласно схеме, представленной на рисунке 4.2.
2. На ПК запустить программу для снятия данных с лабораторного макета. Произвести измерение поля ТГц импульса в отсутствии образца (опорный сигнал).
3. Пока длится измерение, измерить толщину исследуемого образца с помощью микрометра.
4. Перекрыть вход лазерного излучения в систему детектирования, удалить из оптической схемы фильтр ТФ. Исследуемый объект установить в перетяжке ТГц пучка, ориентируясь по блику ИК излучения, отраженного от поверхности кристалла-генератора. Установить фильтр ТФ обратно.

5. Произвести измерение поля ТГц импульса, прошедшего через образец (предметный сигнал).
6. Осуществить обработку экспериментальных данных, согласно сведениям приведенным в методическом пособии. В случае наличия в сигнале переотражений удалить их, используя супергауссову функцию.
7. Построить временные формы и спектры полученных в ходе эксперимента ТГц импульсов, а также зависимости пропускания образца, его показателя преломления и коэффициента экстинкции в терагерцовом диапазоне частот.

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОПРОВЕРКИ

1. Какой механизм лежит в основе повышения эффективности генерации ТГц излучения в кристалле InAs за счет приложения внешнего магнитного поля?
2. Чем ограничено разрешение временной формы ТГц импульса, регистрируемого методом электрооптического детектирования?
3. Возможно ли измерения оптических свойств слоистых материалов методом ТГц спектроскопии с разрешением во времени? Например, слоя краски, нанесенного на подложку из полимера.
4. Какое влияние на спектр излучения окажет наличие во временной форме ТГц сигнала множественных переотражений от граней образца? Как избежать этого влияния?

Список литературы

- [1] Zhang X. C., Xu J. Introduction to THz wave photonics. – New York: Springer, 2010. – Т. 29. – Р.246.
- [2] Naftaly M. Terahertz metrology. – Artech House, 2015.
- [3] Klatt G. et al. Terahertz emission from lateral photo-Dember currents //Optics express. – 2010. – Т. 18. – №. 5. – С. 4939-4947.

- [4] Bespalov V. G. et al. Methods of generating superbroadband terahertz pulses with femtosecond lasers //Journal of Optical Technology. 2008, vol.75, no. 10, pp. 636-642.

Опарин Егор Николаевич
Набилкова Александра Олеговна
Цыпкин Антон Николаевич

**ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ
ПО ДИСЦИПЛИНЕ «ФЕТОСЕКУНДНАЯ
ОПТИКА И ФЕМТОТЕХНОЛОГИИ»
И «ТЕРАГЕРЦОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ
И ФЕМТООПТИКА»
(Экспериментальная часть)**

Учебно-методическое пособие

В авторской редакции

Редакционно-издательский отдел Университета ИТМО

Зав. РИО

Н.Ф. Гусарова

Подписано к печати

Заказ №

Тираж

Отпечатано на ризографе