

Управление параметрами лазерных импульсов для
генерации электронных сгустков в фотоинжекторах

Кузьмин И.В.

17 марта 2022 г.

Оглавление

Введение	4
1 Трехмерное профилирование инфракрасных лазерных импульсов	20
1.1 Особенности формирования лазерных импульсов пикосекундной длительности с линейным ростом интенсивности во времени	21
1.2 Формирование треугольных лазерных импульсов пикосекундной длительности в эксперименте	26
1.3 Формирование лазерных импульсов с контролируемой периодической гармонической модуляцией интенсивности во времени	33
1.4 Получение лазерных импульсов с периодической модуляцией интенсивности в интерферометрических схемах	40
1.5 Заключение по главе 1	49
2 Высокоэффективная генерация оптических гармоник широкополосных chirпированных лазерных импульсов с сохранением 3D (x,y,t) структуры поля	51
2.1 Математическая модель трехволнового взаимодействия широкополосных лазерных импульсов в нелинейном кристалле	53
2.2 Влияние углового chirпа на трехволновое взаимодействие лазерных импульсов в нелинейном кристалле	58
2.3 Сохранение 3D формы импульсов процессах ГВГ, ГЧГ и ГТГ при наличии у взаимодействующих импульсов частотного chirпа, углового chirпа и периодической зависимости спектральной фазы от частоты	62
2.4 Сохранение 3D распределения интенсивности при генерации суммарной частоты за счет использования лазерных импульсов с равным по абсолютной величине и противоположенным по знаку частотным chirпом	71
2.5 Заключение по главе 2	90
3 Диагностика пространственно-временного распределения интенсивности широкополосных лазерных импульсов	92
3.1 Численное моделирование работы сканирующего кросс - коррелятора для диагностики импульсов видимого и УФ - диапазонов	94
3.2 Принципиальная схема работы одноимпульсного автокоррелятора интенсивности второго порядка	100
3.3 Численное моделирование работы одноимпульсного автокоррелятора второго порядка при диагностике импульсов сверхкороткой длительности	104

3.4 Заключение по главе 3	108
Заключение	109
Список литературы	112

Введение

Актуальность темы исследования

В настоящее время управление трёхмерным распределением интенсивности лазерных импульсов находит применение в физике ускорителей элементарных частиц. В стартовой части современных линейных ускорителей применяются фотоинжекторы, в которых генерация электронов осуществляется с поверхности катода за счет фотоэмиссии, происходящей из-за действия лазерного излучения [1–3]. Катод помещают внутрь сверхвысокочастотного (СВЧ) резонатора [4], при этом для эффективного ускорения электронных сгустков необходимо синхронизировать работу лазера с СВЧ-приборами. Для этого частоту следования лазерных импульсов делают равной субгармонике СВЧ-поля.

Подобные источники электронов применяются в Европейском рентгеновском лазере на свободных электронах (ЛСЭ) (European XFEL, Германия), в проекте LCLS (Linac Coherent Light Source) на базе Стэнфордского линейного ускорителя (SLAC, США), в Организации по изучению высокоэнергетических ускорителей (КЕК, Япония) и в Объединённом институте ядерных исследований (ОИЯИ, Россия). Управление пространственно-временным распределением интенсивности в лазерном импульсе, используемом для облучения поверхности фотокатода, позволяет генерировать электронные пучки с поперечным нормализованным эмиттансом ~ 1 мм·мрад и величиной заряда в электронном сгустке ~ 1 нКл. После прохождения ускорительной секции энергия сгустков составляет 10-100 МэВ [5, 6]. Такие пучки необходимы для ЛСЭ, работающих в однопроходном режиме самоусиления спонтанного излучения (Self-Amplified Spontaneous Emission, SASE-FEL). Эмиссия сгустков (банчей) с малым эмиттансом и зарядом ~ 1 нКл затруднительна из-за значительного влияния кулоновских сил отталкивания, поэтому электронный банч должен иметь эллипсоидальное распределение электронной плотности (распределение Владимирского-Капчинского [7]). В этом случае кулоновские силы расталкивания пространственного заряда линейны, и они могут быть скомпенсированы с помощью электронной оптики. Таким образом, форма и параметры электронного сгустка полностью зависят от пространственно-временной 3D формы лазерного импульса, то есть для минимизации поперечного нормализованного эмиттанса необходимо использовать лазерные импульсы с 3D эллипсоидальным распределением интенсивности в пространстве [8].

Профилирование лазерных импульсов необходимо и при ускорении электронных сгустков в поле кильватерной волны, возбуждаемой в плазме или электродинамических замедляющих структурах. В последнем случае кильватерная волна возбуждается с помощью сил пространственного заряда управляющего электронного пучка, в отличие от лазерно-плазменного ускорения [9, 10], в котором колебания электронной плотности возбуждаются с помощью короткого лазерного импульса [11]. Возбужденная кильватерная волна следует за управляющим пучком и

ускоряет инжектированный рабочий электронный пучок. Для повышения КПД перекачки энергии пучка в кильватерную волну необходимо использовать профилированные в пространстве и во времени электронные сгустки. В частности, в работе [12] показано, что для управляющего электронного пучка с треугольным распределением электронной плотности во времени КПД значительно выше по сравнению с использованием непрофилированных сгустков, т.к. при той же энергии пучка увеличивается ускоряющее поле.

Использование фотокатодов перспективно и в системах лазерно-плазменного ускорения электронов. С их помощью можно осуществить генерацию короткого электронного банча для внешней инжекции пучка в сформированную кильватерную волну. Этот способ может обеспечить уменьшение энергетического разброса ускоренного электронного сгустка по сравнению с традиционными методами (автоинжекция и контролируемая инжекция), использующими захват плазменных электронов [13, 14].

Профилирование лазерных импульсов является необходимым и в задаче, связанной с генерацией излучения в ТГц диапазоне частот. В настоящее время широко распространены измерения с использованием ЛСЭ, проводимые по *push-probe* схеме, в которых в качестве накачки (*push*) применяются импульсы терагерцового диапазона [15]. С помощью такого инструмента можно проводить эксперименты по взаимодействию излучения с веществом (изучение сильно связанных квантовых систем, высокотемпературной сверхпроводимости, Бозе-конденсации и др.) на атомных и молекулярных временных масштабах [16]. В качестве источников импульсов терагерцового излучения с мДж уровнем энергии и высокой частотой повторения используют ЛСЭ, работающие в режиме самоусиления спонтанного излучения [17]. В таких устройствах использование электронных сгустков длительностью несколько десятков пикосекунд и имеющих периодическую модуляцию электронной плотности с характерным периодом ~ 1 пс во времени позволяет стабилизировать фазу высокочастотного поля относительно огибающей терагерцового импульса и минимизировать временной джиттер между терагерцовым импульсом и электронным пучком. Отметим, что при генерации ТГц излучения также находит применение и очень глубокая модуляция плотности в электронном сгустке – деление сгустка на отдельные слои (т.н. микробанчинг) [18]. Кроме того, профилированные лазерные импульсы используются в задачах современной литографии [19], медицинских приложениях [20], при исследовании нелинейных процессов взаимодействия лазерного излучения с веществом [21], в нелинейной оптической микроскопии [22].

Таким образом, настоящая работа посвящена созданию лазерных импульсов сложной пространственно - временной формы, необходимых для осуществления эффективной генерации электронных сгустков для различных задач ускорительной физики. Стоит отметить, что используемые в фотоинжекторах фотокатоды (например, Cs_2Te) обладают наиболее высоким квантовым выходом в ультрафиолетовой области спектра [23]. При этом профилирование лазерных

импульсов, как правило, наиболее удобно выполнять в ИК-области спектра (центральные длины волн излучения 700-1000 нм, ширина спектра по уровню FWHM более 10 нм, длительность chirпированных импульсов несколько десятков пс). Тем самым, возникает задача о преобразовании сформированного $3D(x,y,t)$ распределения интенсивности инфракрасного лазерного импульса в видимый и УФ-диапазоны с минимальными искажениями от созданной 3D структуры поля. Сравним квантовый выход из Cs_2Te фотокатода в УФ- и ИК- областях спектра. Энергия фотона с длиной волны 744 нм составляет 1.67 эВ, при длине волны 186 нм (четвертая гармоника излучения с длиной волны 744 нм) энергия фотона 6.7 эВ и 5 эВ при 248 нм (третья гармоника излучения с длиной волны 744 нм). Таким образом, в соответствии с [23], квантовый выход из Cs_2Te фотокатода около 0.1 в УФ-области и 10^{-7} в ИК области спектра. То есть, условия преобразования излучения из ИК в УФ диапазон с сохранением пространственно-временного распределения интенсивности являются важным аспектом в физике фотоинжекторов. В частности, для получения электронных сгустков с зарядом ~ 1 нКл требуются УФ лазерные импульсы с длительностью ~ 20 пс и энергией ~ 5 мкДж. Попутной задачей является определение полученной формы импульсов в видимом и УФ-диапазонах, что может быть сделано с использованием сканирующих кросс-корреляторов [24] для соответствующей длины волны излучения.

Цели и задачи диссертационной работы

Целью диссертационной работы является развитие методов управления 3D структурой интенсивности лазерных импульсов видимого и УФ-диапазонов сложной пространственно-временной формы для их дальнейшего использования в фотоинжекторах электронов. Задачи работы следующие:

1. Формирование в экспериментах лазерных импульсов пикосекундной длительности с различной временной формой: а) распределением интенсивности в форме прямоугольного треугольника, б) с периодической модуляцией во времени (частота модуляции ~ 1 ТГц).
2. Поиск оптимальных параметров для высокоэффективного преобразования широкополосного инфракрасного излучения с частотным chirпом в видимый и УФ-диапазоны с сохранением 3D формы импульса.
3. Оптимизация параметров кросс-корреляционных схем для определения 3D формы импульсов видимого и ультрафиолетового диапазонов в эксперименте.
4. Разработка математической модели трехволнового взаимодействия широкополосных лазерных импульсов для оптимизации параметров работы одноимпульсного автокоррелятора интенсивности второго порядка

Современные методы профилирования лазерных импульсов в ИК, видимом и УФ - диапазонах; их диагностика

При профилировании лазерного излучения необходимо управлять функцией пространственно-временного трехмерного распределения интенсивности. В настоящее время для управления поперечным распределением интенсивности развиты несколько подходов. Первый подход, неадаптивный, основан на использовании мягких диафрагм, асферических и дифракционных оптических элементов. Для получения поперечного распределения интенсивности с плоской вершиной авторы [25, 26] предлагают использовать телескоп Кеплера из двух асферических линз с одинаковыми показателями преломления. Такой телескоп создает из гауссового распределения интенсивности супер-гауссово ($2N = 12$) с эффективностью преобразования около 80% и неравномерностью 10% (на расстоянии 1.2 м от выходной поверхности). Центральная длина волны излучения может лежать в пределах 250-1100 нм. Отметим, что помимо сложностей с юстировкой самого телескопа, внутри него могут быть ошибки с расстоянием между линзами, их наклоном относительно оптической оси и нарушением осевой симметрии. В работах [27, 28] представлены однолинзовые телескопы Кеплера и Галилея, дающие на выходе пучки с плоской вершиной. Несмотря на простоту настройки и установки в оптическую схему, большая оптическая толщина линзы нежелательна в лазерных системах с применением широкополосных импульсов. В работе [29] представлен однолинзовый формирователь супер-Гауссового поперечного распределения интенсивности с двумя выпуклыми асферическими поверхностями, между которыми расположено стекло BK7. В работе [30] представлены схемы телескопов с градиентными сферическими линзами. Показан телескоп Кеплера на основе полимерных линз со сферическим градиентным профилем показателя преломления (Spherical Gradient Refractive Index, GRIN). Авторы показывают близкое к 100% преобразование интенсивности с неравномерностью около 3%. При этом толщина линз 3.5 мм, расстояние между ними 66 мм, а размер пучка на выходе системы 2.4 мм.

Методы дифракционной оптики, позволяющие формировать различные заданные фазово-амплитудные световые структуры, подробно представлены в [31–35]. Суть метода заключается в создании отражательной поверхности со специальным рельефом, который при дифракции лазерного пучка с заданной комплексной амплитудой сформирует на некотором расстоянии от поверхности требуемое распределение амплитуды и фазы. При этом рельеф с разрешением 50 нм формируется с помощью электронных литографов. Отметим, что аналогичным образом можно использовать адаптивные системы управления амплитудой и фазой лазерного излучения, например, пространственные модуляторы света (spatial light modulator, SLM), которые применяются для создания цифровых голограмм. В работе [36] продемонстрирована возможность реализации трехмерной дифракционной оптики с использованием динамической двумерной SLM.

Используемый пространственный модулятор света способен переключать фазовые распределения с относительно высокой частотой кадров, что позволяет работать с несколькими длинами волн одновременно и в динамическом режиме. Используя разработанную двухслойную схему с непрерывной фазой (two-layer continuous phase) авторы продемонстрировали результаты по угловому и частному мультиплексированию широкополосного лазерного излучения. Рассмотренные выше системы профилирования распределения интенсивности пучка не являются универсальными и требуют высокой точности юстировки, при этом, методы дифракционной оптики действительно представляют собой мощный инструмент по формированию заданных распределений интенсивности.

В более гибких, адаптивных, методах профилирования используются массивы деформируемых зеркал, пространственные модуляторы света (Spatial Light Modulator, SLM) и акусто-оптические программируемые дисперсионные фильтры (Acousto-Optic Programmable Dispersive Filter, AOPDF). С их помощью можно напрямую управлять спектром лазерных импульсов. Как правило, деформируемые зеркала представляют собой электрически управляемые тонкие мембраны [37] или биморфные структуры, действие которых основано на поперечном пьезоэлектрическом эффекте [38]. В работах [39—41] показано применение массива деформируемых зеркал для получения пучка с плоской вершиной из исходного гауссового распределения интенсивности. Авторы [39] разработали программное обеспечение на основе генетического алгоритма для автоматической оптимизации положения деформируемых зеркал. В работе [40] предложено использовать параметры получаемого распределения интенсивности по отношению к параметрам желаемого супер-Гауссова распределения интенсивности для итерационного регулирования положения деформируемых зеркал. Авторы [42] использовали для получения наперед заданного пространственного распределения интенсивности в пучке стохастический алгоритм параллельного градиентного спуска. Кроме того, деформируемые зеркала нашли свое применение в оптических компрессорах. Размещенные в Фурье-плоскости деформируемые зеркала позволяют контролировать оптический путь каждой спектральной компоненты и, следовательно, спектральную фазу. В работе [43] продемонстрировано использование оптического компрессора на основе деформируемых зеркал для получения лазерных импульсов с длиной волны 1.6 мкм и длительностью меньше двух периодов оптических колебаний (8.5 фс). В [44, 45] деформируемые зеркала используются в 4F-схеме управления лазерным излучением для создания требуемого распределения спектральной фазы. В работе [46] применение средств адаптивной оптики для двухстадийной коррекции волнового фронта позволило достичь рекордной интенсивности свыше 10^{23} Вт/см² при размере пучка в дальней зоне 1.2 мкм по FWHM уровню, что очень близко к дифракционному пределу (0.9 мкм). Лазерная система была построена на базе петаваттного комплекса CoReLS на длине волны 800 нм, при этом длительность импульса составляла 19.6 фс. Для управления параметрами широкополосного лазерного излучения активно используют-

ся акусто - оптические программируемые дисперсионные фильтры. В отличие от зеркал и SLM, устройства AOPDF работают “на просвет”. Их принцип действия основан на коллинеарном взаимодействии широкополосного акустического и оптического излучения в двулучепреломляющем кристалле [47, 48]. Каждая спектральная компонента проходящего через кристалл оптического импульса дифрагирует на соответствующей пространственной частоте сформированной в кристалле акустической решетки. У оптического импульса, поляризованного вдоль быстрой оси двулучепреломляющего кристалла, при дифракции образуется поляризационная компонента вдоль медленной оси кристалла. Таким образом, на выходе из кристалла импульс имеет необыкновенную поляризацию. Каждая спектральная компонента на выходе из кристалла будет иметь различную временную задержку из-за разности скоростей распространения обыкновенной и необыкновенной волн. Тем самым, задавая акустическую решетку, можно полностью контролировать спектральную фазу и амплитуду оптического импульса. Акустическая решетка в двулучепреломляющем кристалле формируется с помощью преобразователя, который возбуждается радиочастотным сигналом. В качестве двулучепреломляющих кристаллов используют TeO_2 [49] или, при работе с лазерными импульсами УФ-диапазона, кристаллы KDP [50]. Амплитуда дифрагированных спектральных компонент на выходе из кристалла зависит от распределения амплитуды акустического поля.

Устройства AOPDF компактны, не требуют предварительного осуществления пространственной дисперсии (как в 4F-схемах на основе SLM и деформируемых зеркал), являются аналоговыми и позволяют одновременно влиять на фазу и амплитуду спектральных компонент лазерного импульса. Существенным ограничением использования AOPDF является требование к спектральной ширине инфракрасных лазерных импульсов (десятки нм и выше), в противном случае сильно падает дифракционная эффективность [47]. В [51] AOPDF применен для подавления пред и пост-импульсов фс излучения суб-пиктоваттной лазерной системы (пиковая мощность 0.89 ПВт, центральная длина волны 800 нм, длительность импульсов 29 фс). Подавление выполнялось путем компенсации материальной дисперсии высоких порядков. В работе [52] AOPDF на кристалле KDP использован для временного профилирования ультрафиолетовых фс лазерных импульсов в диапазоне длин волн 250-410 нм. Дисперсионный фильтр позволял работать с УФ-импульсами длительностью 60 фс и обеспечивал окно профилирования 4 пс. Авторы отмечают, что в случае плавной перестройки частоты лазерного излучения использование AOPDF является оправданным, поскольку применение 4F-схем требует дополнительных подстроек при каждой смене длины волны. В спектроскопических исследованиях [53, 54] AOPDF используются для обеспечения требуемых временных задержек и фаз при килогерцовой частоте повторения импульсов (центральная длина волны 800 нм, длительность импульсов меньше 20 фс). Также с его помощью осуществляется перестройка в нужную область спектра. В работе [55] для спектроскопии в среднем ИК-диапазоне впервые применен AOPDF на основе кристалла

Hg_2Cl_2 .

Другим способом управления пространственно-временными параметрами широкополосного лазерного излучения является использование пространственных модуляторов света [56]. SLM позволяют контролировать и управлять волновым фронтом излучения [57, 58], корректировать пространственное распределение интенсивности в пучке [59], осуществлять различные задачи цифровой голографии [60], формировать трехмерные оптические ловушки [61], а также пучки с закрученным волновым фронтом, в том числе и для сжатого состояния излучения [62]. SLM представляют собой слой нематических жидких кристаллов расположенных, как правило, на кремниевой подложке [63]. Подача напряжения осуществляется с помощью КМОП-схемы, управляющей каждым пикселем в матрице. Директор изначально лежит в плоскости подложки, среда является изотропной для падающего излучения. При подаче напряжения на слой директор поворачивается на определенный угол, тем самым, среда становится анизотропной. Такой подход позволяет управлять состоянием поляризации падающего излучения (фазой). Для управления интенсивностью излучения к такой схеме необходимо добавить полуволновую пластинку и поляризатор. В отличие от AOPDF, SLM не подходят для использования в ультрафиолетовом диапазоне спектра, т.е. управлять параметрами лазерного излучения эффективно можно только в видимой и ИК-области спектра. Также, в отличии от AOPDF, SLM не являются аналоговыми устройствами. В работе [64] подробно теоретически и экспериментально исследован эффект, связанный с совместным влиянием друг на друга соседних пикселей, из-за чего создаваемое фазовое распределение не точно повторяет заданное, а является усредненным. Также неоднородность поверхности SLM может приводить к ошибкам в заданном фазовом распределении [65]. Подобные ошибки могут возникать и в том случае, когда SLM подвергается существенным температурным изменениям, в работе [66] продемонстрировано снижение фазовой ошибки до $\lambda/10$ в диапазоне изменения температур от 20 до 50 градусов. Таким образом, пространственный модулятор света также является мощным инструментом управления лазерным излучением и выбор между SLM и AOPDF обусловлен исключительно спецификой задачи.

Осуществить временное профилирование лазерных импульсов без использования модуляторов можно за счет так называемого стэкинга (stacking) импульсов [3, 39]. Для временного профилирования используется набор полуволновых пластинок и поляризационных разделителей (призма Глана). После прохождения первой полуволновой пластинки лазерный импульс становится поляризованным под углом в 45 градусов и затем разделяется на два ортогональных s и p импульса в поляризационном делителе и затем оба импульса собираются в один оптический путь во втором делителе. На выходе из второго делителя получается два лазерных импульса ортогональной поляризации с регулируемым расстоянием между ними. После прохождения следующей полуволновой пластинки поляризация обеих компонент поворачиваются на 45 градусов, и в следующем поляризационном делителе каждый импульс делится на два ортогональных.

Процесс повторяется так требуемое число раз. Из-за большого количества оптических элементов управлять характеристиками получившегося импульса довольно сложно [39]. Такой подход позволяет осуществлять временное профилирование импульсов пикосекундной длительности. Отметим, что для аналогичного профилирования лазерных импульсов авторы [3] используют фильтр Шольца. В работе [67] показано использование для стэкинга импульсов двулучепреломляющих кристаллов различной толщины с различной ориентацией кристаллографических осей, что проще набора из полуволновых пластинок и поляризационных разделителей. С помощью такой системы был получен квазипрямоугольный лазерный импульс с длительностью 20-100 пс. В [68] продемонстрировано профилирование УФ-импульсов (центральная длина волны 266 нм, длительность 10 пс) с использованием кристаллов ВВО. Квазипрямоугольный импульс складывался из 10 гауссовых импульсов с длительностью 1 пс. Разброс по интенсивности при этом составил около 5%. В работе [12] с помощью стэкинга были получены лазерные импульсы пикосекундной длительности с квазитреугольной огибающей.

Также оригинальным способом управления 3D (x,y,t) распределения интенсивности лазерного излучения является использование объемных профилированных чирпированных решеток Брэгга (profiled volume chirped Bragg grating) [69, 70]. Объемная Брэгговская решетка представляет собой диэлектрический прямоугольный параллелепипед, изготовленный из фото-термо-рефрактивного стекла, в котором записана брэгговская структура. Особенностью такой структуры является отражение каждой спектральной компоненты на своем расстоянии от начала решетки. Если при этом для каждой спектральной компоненты контролируемым образом по поперечному сечению удалить брэгговский слой, то можно сформировать определенную зависимость пространственного распределения интенсивности прошедшего через объемную решетку излучения от длины волны и от положения во времени, поскольку решетка чирпирует импульс. В [69] продемонстрировано формирование лазерного импульса 3D-эллипсоидальной формы с длительностью 260 пс при использовании профилированной объемной Брэгговской решетки. Исходный лазерный импульс должен иметь flat-top поперечное распределение интенсивности и квази-прямоугольное временное (спектральное) распределение интенсивности. В работе [71] были получены квази-эллипсоидальные лазерные импульсы без осевой симметрии длительностью 40 пс с использованием SLM и призмы Дове. Получить осесимметричные эллипсоидальные лазерные импульсы с равномерным распределением интенсивности также можно при использовании линзы с сильной хроматической аберрацией [72]. В этом случае положение фокальной плоскости и радиус перетяжки есть функция длины волны. Таким образом, если длина волны является некоторой функцией времени, то размер пучка в фокальной плоскости также будет функцией времени. Такую функцию можно задать путем предварительного формирования фазы импульса $\varphi(t)$ (отстройка от центральной частоты $\Omega = \frac{d\varphi(t)}{dt}$). При проведении экспериментов по профилированию авторы для задания фазы использовали AOPDF.

Для формирования лазерных импульсов с периодической модуляцией интенсивности во времени в настоящее время широко используются интерферометры Майкельсона [73], Маха-Цендера [74] и Фабри-Перо [75]. В работе [76] для получения модулированного сигнала использовалась простая поляризационная схема интерферометра, а в работе [77] применялся интерферометр Фабри-Перо, составленный из двух зеркал с разным коэффициентом отражения. В работе [74] показано, что использование интерферометра Маха-Цендера позволило получить в экспериментах импульсы на частоте 0.36 ТГц (спектральная ширина около 0.1%) с энергией 0.6 мДж в процессе генерации разностной частоты в периодически ориентированном кристалле ниобата лития (PPLN). С использованием интерферометра Фабри-Перо было получено терагерцовое излучение с несущей частотой ~ 1 ТГц и шириной спектра 0.1-0.2 ТГц за счет эффекта Дембера при облучении поверхности InAs [75], а также перестраиваемое по центральной частоте излучение в пределах 0.3-0.8 ТГц при оптическом выпрямлении в органическом нелинейном кристалле НМQ-TMS [77]. Ключевой особенностью рассмотренных в работах [73–77] схем является невозможность их использования для эффективного управления глубиной модуляции. Второй подход к формированию периодической модуляции у лазерных импульсов основан на использовании рассмотренных выше пространственных модуляторов света [78] и акусто-оптической дисперсионной линии задержки [79], которые применяются для управления фазой оптического спектра. Использование SLM в работе [78] позволило получить ТГц импульсы (частотный диапазон 0.6-1.5 ТГц) с контролируемой фазой и огибающей. Отметим, что в этой работе были использованы Фурье-ограниченные импульсы длительность 40 фс на центральной длине волны 810 нм, 4f-схема оптического компрессора с нулевой дисперсией на базе SLM использовалась для генерации последовательности реплик исходного лазерного импульса с контролируемой интенсивностью и задержкой между ними.

В большинстве представленных выше способов профилирования использовалось ИК лазерное излучение, поскольку непосредственное управление УФ излучением вызывает определенные сложности. В работе [80] предложена схема профилирования ультрафиолетовых лазерных импульсов с использованием двух 4F-схем. В первой 4F-схеме в Фурье-плоскости размещается SLM, во второй 4F-схеме – расположен кристалл для генерации второй гармоники. С помощью SLM выполняется управление фазой и амплитудой исходного ИК лазерного импульса. Помещение нелинейного кристалла в Фурье-плоскость, где происходит пространственное разделение спектральных компонент, позволяет удваивать каждую спектральную компоненту импульса отдельно, с её фазой и амплитудой, что дает возможность сохранения полной спектральной фазы. В экспериментах использовалась Ti:Sa лазерная система (центральная длина волны 800 нм, длительность Фурье-ограниченного импульса 110 фс), для удвоения применялся кристалл ВВО 0.5 мм толщиной. При этом эффективность преобразования составляла около 12%.

Для диагностики пространственно-временных (пространственно-спектральных) характери-

стик профилированного линейно chirпированного по частоте лазерного излучения наиболее эффективны две методики. Использование двумерного спектрографа [69, 71] позволяет измерить трехмерное распределение интенсивности спектра. В таком приборе на щель спектрографа передается изображение профилированного пучка. Изображение вертикальной щели при помощи объектива передается на камеру через отражающую голографическую дифракционную решетку. При параллельном смещении падающего на щель пучка можно получать серию вертикальных распределений спектра исследуемого излучения. Для импульсов с большой линейной частотной модуляцией такие измерения соответствуют измерениям распределения интенсивности во времени. Пространственно-временное распределение интенсивности профилированного импульса легко восстанавливается с использованием сканирующего кросс-коррелятора [24, 81, 82]. В устройстве организовано взаимодействие профилированного импульса (рабочего) и δ -импульса (диагностического) в нелинейном кристалле, в результате которого происходит генерация излучения второй гармоники. Интенсивность второй гармоники в ненасыщенном режиме преобразования пропорциональна интенсивности рабочего импульса, что позволяет полностью восстановить пространственно-временную форму импульса. Роль δ -импульса может исполнять не профилированный импульс первой гармоники сжатый до Фурье-предела. Взаимодействие диагностического импульса с разными во времени областями рабочего импульса осуществляется с помощью скоростной линии задержки.

Для измерения длительности ультракоротких лазерных импульсов также используются косвенные методы и созданные на их основе устройства. Часть из них позволяет измерять корреляционные функции интенсивности, а другие, с применением специальных алгоритмов, восстанавливают временной профиль импульса и его спектральную или временную фазу. Использование конкретного метода зависит от режима работы лазера и характеристик диагностируемых импульсов. Обычно для определения временных характеристик разовых импульсов сверхкороткой длительности используют автокорреляторы второго [83–85] и третьего порядка интенсивности [86, 87], а также выполненные в одноимпульсном исполнении приборы FROG (Frequency Resolved Optical Gating) (GRENUILLE [88]) и SPIDER (Spectral Phase Interferometry for Direct Electric Field Reconstruction) [89].

Научная новизна

1. Исследована возможность формирования лазерных импульсов с квазитреугольным временным распределением интенсивности в ИК-области спектра при использовании SLM. В экспериментах сформированы лазерные импульсы пикосекундной длительности (~ 30 пс, длина волны 1036 нм, ширина спектра 8 нм) с квазитреугольным распределением интенсивности во времени.
2. Предложен метод создания управляемой по глубине и периоду модуляции во временном

распределении интенсивности у широкополосных линейно chirпированных лазерных импульсов за счет внесения дополнительной гармонической модуляции в фазу спектра.

3. Предложено использовать поляризационный интерферометр Майкельсона для создания периодической модуляции с характерной частотой (0.2-2 ТГц) у исходных chirпированных широкополосных (>8 нм) лазерных импульсов с характерной длительностью 15-50 пс. Также предложено использовать два последовательно расположенных двулучепреломляющих кристалла для формирования модулированных импульсов.
4. На примере лазерных импульсов с 3D эллипсоидальным распределением интенсивности продемонстрирована возможность высокоэффективной генерации излучения второй и четвертой гармоник с сохранением формы за счет использования углового chirпирования.
5. На примере профилированных chirпированных лазерных импульсов с периодической модуляцией интенсивности во времени продемонстрирована возможность генерации излучения второй и четвертой гармоник с сохранением формы за счет использования у взаимодействующих импульсов частотных chirпов разного знака.
6. Показана возможность управления глубиной модуляции интенсивности у профилированных лазерных импульсов УФ-диапазона за счет изменения длины нелинейного кристалла и интенсивности импульса при преобразовании в четвертую гармонику.
7. Предложено использовать взаимодействие между цилиндрическим и эллипсоидальными импульсами с частотными chirпами разного знака при генерации второй гармоники для получения квази-конусообразных лазерных импульсов видимого диапазона.
8. Показано, что при определении длительности АКФ спектрально-ограниченных малопериодных импульсов в одноимпульсном автокорреляторе интенсивности второго порядка существуют оптимальные значения толщин кристалла генератора второй гармоники и углов схождения пучков в нем.

Научная и практическая значимость

Профилированные лазерные импульсы УФ-диапазона необходимы для решения задач современной ускорительной физики. В стартовой части современных ускорителей используются фотоинжекторы, в которых электронные сгустки образуются за счет облучения фотокатода лазерными импульсами. Представленные в работе методы формирования лазерных импульсов с периодической модуляцией интенсивности актуальны для создания терагерцовых источников излучения на базе лазеров на свободных электронах, работающих в режиме самоусиления спонтанного излучения. Лазерные импульсы с квазитреугольным профилем интенсивности

востребованы при генерации электронных сгустков для ускорения заряженных частиц в поле кильватерной волны (Plasma Wake-Field Acceleration, PWFA). При использовании управляющего электронного пучка с треугольным распределением электронной плотности во времени значительно увеличивается ускоряющее поле при данной энергии пучка.

Структура и объем диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, трёх глав, заключения и списка литературы с перечнем публикаций автора. Общий объем диссертации составляет 124 страницы, включая 60 рисунков. Список используемой литературы содержит 136 источников.

Краткое содержание диссертации

Во введении обоснована актуальность выбранной темы исследования, обозначены цели и решаемые задачи, представлены научная новизна и практическая значимость работы. Приведены личный вклад автора и выносимые на защиту положения.

В первой главе представлены результаты численного анализа формирования квазитреугольного распределения интенсивности, определены основные закономерности формирования квазитреугольных временных распределений интенсивности и найдены условия для их оптимального получения. Приведены экспериментальные результаты по формированию chirпированных лазерных импульсов пикосекундной длительности с квазитреугольным распределением интенсивности во времени с хорошим согласием численных оценок и экспериментальных результатов. В главе указано, что при различных условиях эксперимента наблюдаются периодические искажения у профиля распределения интенсивности во времени, связанные с использованием матрицы SLM. Обнаруженный эффект линеен и не связан с самовоздействием лазерного излучения в оптическом волокне. Показано, что использованная матрица SLM вносит периодическую модуляцию в спектральную фазу импульса, что приводит к появлению осцилляций на временной огибающей. Обнаруженный эффект можно использовать в конструктивных целях. В главе предложен метод создания управляемой периодической модуляции распределения интенсивности chirпированных лазерных импульсов со сложной пространственно-временной структурой за счет внесения дополнительной периодической модуляции фазы спектра. Численно и аналитически (для гауссова распределения интенсивности) показана зависимость глубины временной модуляции (параметра PV_0) от амплитуды модуляции фазы A_0 , периода модуляции T и параметра линейного chirпа φ_1 . Величина PV_0 осциллирующим образом зависит от периода модуляции T (периода модуляции во времени L), причем период этой зависимости уменьшается с ростом T (уменьшением L). Показано, что существуют оптимальные наборы параметров, при которых в распределении интенсивности наблюдаются минимальные искажения. В том случае, когда периодическая фазовая модуляция является нежелательным эффектом, с ней можно бороть-

ся за счет незначительного изменения длительности импульса. При изменении длительности импульса на единицы процентов, амплитуда осцилляций интенсивности снижается в 4 раза и более. Также в главе проведено исследование возможности использования поляризационного интерферометра Майкельсона для создания управляемой по глубине и частоте периодической модуляции с характерным периодом (0.5-5 пс) у исходных чирпированных широкополосных ($\sim 8-60$ нм) лазерных импульсов с характерной длительностью 10-30 пс. Определены параметры, влияющие на распределение интенсивности на выходе интерферометра. Также рассмотрена оригинальная схема получения модулированных импульсов при использовании двух последовательно расположенных двулучепреломляющих кристаллов. Кроме того, приведены экспериментальные результаты по формированию периодической модуляции у чирпированных лазерных импульсов.

Во второй главе получены системы дифференциальных уравнений, описывающих трехволновое взаимодействие сверхширокополосных лазерных импульсов. В этой главе полученные системы уравнений были использованы для численного моделирования генерации второй, третьей и четвертой гармоник лазерными импульсами с частотными и угловыми чирпами. С помощью численного моделирования показана возможность получения лазерных импульсов второй, четвертой и третьей гармоник Ti:Sa лазера (центральная длина волны 780 нм) с сохранением заданного в первой гармонике 3D эллипсоидального пространственно-временного распределения интенсивности при использовании углового чирпирования. Сгенерированные импульсы второй и четвертой гармоник обладают наклонным пространственно-временным распределением интенсивности, при этом амплитудный наклон может быть убран, например, за счет отражения от дифракционной решетки. В главе показано, что ненаклонный импульс третьей гармоники в случае неколлинеарного трехволнового оо-е взаимодействия может быть получен с использованием импульсов со специально подобранными амплитудными наклонами. Использование углового чирпирования при генерации третьей гармоники (ГТГ) позволяет управлять пространственно-временным распределением интенсивности. Проведенное в главе исследование показывает, что оба пути получения требуемого УФ-излучения - генерация третьей и четвертой гармоник позволяют сохранить 3D структуру поля при высокой эффективности преобразования. С помощью численного моделирования показана возможность высокоэффективного преобразования 3D-лазерных импульсов с модуляцией интенсивности во вторую и четвертую гармоники с сохранением модулированной 3D структуры (центральная длина волны 1034 нм). Для этого используется угловой чирп (амплитудный наклон), который после преобразования излучения также можно убрать за счет отражения импульсов от дифракционной решетки. В отличие от излучения на основной частоте, излучение на четвертой гармонике будет иметь модуляцию не только во временном распределении интенсивности, но и в спектральном. Также в главе продемонстрирована высокая эффективность генерации второй гармоники лазерны-

ми импульсами, имеющими равный по модулю и противоположный по знаку частотный чирп. Такой подход позволяет реализовать высокоэффективную ГВГ с сохранением 3D формы без углового чирпирования. Пространственно-временное распределение интенсивности полностью сохраняется (в том числе и при наличии периодической модуляции интенсивности), а сам импульс становится узкополосным. Этот факт позволяет получить четвертую гармонику коллинеарным способом без углового чирпирования с высокой эффективностью даже при спектральной ширине импульса первой гармоники в несколько десятков нм и наличии периодической модуляции интенсивности. Также в главе приведен оригинальный способ создания конусообразных импульсов в видимом и УФ-диапазоне.

В третьей главе показано, что корректно определить 3D-форму профилированного лазерного импульса (с характерной длительностью ~ 20 пс) можно при использовании сканирующего кросс-коррелятора интенсивности на основе генерации суммарной (для диагностики импульсов ИК и видимого диапазонов) и разностной (для импульсов УФ-диапазона) частоты. В том числе рассмотрена ситуация, когда диагностируемый импульс имеет периодическую модуляцию интенсивности и угловой чирп. Кроме того, в главе рассмотрены условия, при которых возможно определить длительность малопериодных лазерных импульсов ИК диапазона (центральные длины волн 910 нм и 780 нм) с использованием одноимпульсного автокоррелятора интенсивности второго порядка. Показано, что точность восстанавливаемой длительности для Фурье-ограниченных импульсов зависит как от толщины нелинейного кристалла, так и от угла схождения пучков первой гармоники. При этом существует оптимальный угол, при котором восстановление длительности происходит с наименьшей ошибкой. При диагностике сверхширокополосных лазерных импульсов необходимо использовать кристаллы KDP толщиной не более 10 мкм, что позволит обеспечить точность определения длительности не хуже 10%. Тем не менее, для определения длительности импульса около десяти периодов оптических колебаний толщина кристалла может быть выбрана равной 1 мм. В этом случае при оптимальном угле схождения пучков первой гармоники точность определения длительности лучше 2%.

Личный вклад автора

Все основные результаты, включенные в диссертационную работу, получены лично автором или при его непосредственном участии. Постановка задач, определение подходов к их решению, анализ, обсуждение и интерпретация полученных результатов осуществлялись совместно с научным руководителем д.ф.-м.н. С.Ю. Мироновым.

Расчеты выполнялись автором на основе оригинальных вычислительных программ, созданных автором самостоятельно.

Экспериментальные результаты в главе 1 были получены автором самостоятельно, на базе установки, созданной А.К. Потемкиным и к.ф.-м.н. Е.И. Гачевой и совместно с к.ф.-м.н.

М.А.Мартьяновым.

Автор выражает благодарность научному руководителю Миронову С.Ю., а также Мартьянову М.А., Гачевой Е.И., Потемкину А.К., Хазанову Е.А. и Ложкареву В.В..

Достоверность результатов

Достоверность полученных результатов подтверждается хорошим согласованием численных, аналитических и экспериментальных результатов, а также сторонними источниками, приведёнными в списке цитируемой литературы.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Управление амплитудой спектра линейно чирпированных широкополосных лазерных импульсов позволяет сформировать квазитреугольное распределение интенсивности во времени с характерной длительностью 20-50 пс.
2. Внесение гармонической модуляции в фазу спектра широкополосных линейно чирпированных лазерных импульсов может быть использовано для создания управляемой по глубине и периоду модуляции во временном распределении интенсивности.
3. Применение углового чирпирования позволяет реализовать высокоэффективную генерацию второй и четвертой гармоник с сохранением трехмерного распределения интенсивности, в том числе и при наличии периодической модуляции интенсивности во времени.
4. Применение при генерации второй гармоники широкополосных чирпированных импульсов с частотными чирпами разного знака позволяет сохранить 3D распределение интенсивности, заданное в первой гармонике;
5. При удвоении частоты узкополосных спектрально-ограниченных импульсов с периодической модуляцией интенсивности во времени возможно реализовать управление глубиной модуляции у генерируемых импульсов за счет варьирования толщины нелинейного кристалла и входной пиковой интенсивности при сохранении крупномасштабной 3D структуры поля.
6. Применение кристалла KDP толщиной до 10 мкм в схеме одноимпульсного автокоррелятора интенсивности второго порядка позволяет диагностировать длительность АКФ малопериодных лазерных импульсов с центральными длинами волн 910 нм и 780 нм с точностью не хуже 10%.

Основные публикации по теме работы

По теме диссертации опубликована 21 работа, в том числе 8 статей [A1—A8] в реферируемых журналах и 13 работ [A9—A21] в трудах конференций. Основные результаты работы докладывались на внутренних семинарах ИПФ РАН и конкурсе молодых ученых ИПФ РАН 2019 и 2021 годов. Результаты работы обсуждались на следующих конференциях: Сессия молодых ученых (естественные, математические науки, Арзамас, 2017-2019 гг.); XI Всероссийская школа по лазерной физике и лазерным технологиям для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов (Саров, 2017 г.); 13th School on Acousto-Optics and Applications (Москва, 2017 г.); Ежегодная научная конференция по радиофизике (Нижний Новгород, 2018-2021 гг.); International Conference Laser Optics (Санкт-Петербург, 2018, 2020 г.); CLEO/Europe - EQEC (Мюнхен, 2019 г.); Advanced Solid State Lasers (Вена, 2019 г.); OSA Nonlinear Optics Topical Meeting (online, 2021 г.)

Глава 1 Трехмерное профилирование инфракрасных лазерных импульсов

В настоящее время активно развиваются методы ускорения электронных сгустков в поле кильватерной волны, возбуждаемой в плазме или электродинамических замедляющих структурах. Кильватерная волна возбуждается с помощью сил пространственного заряда управляющего электронного пучка, в отличие от лазерно-плазменного ускорения [9], в котором колебания электронной плотности возбуждаются с помощью короткого лазерного импульса. Возбужденная кильватерная волна следует за управляющим пучком и ускоряет инжектированный рабочий электронный пучок. Для повышения КПД перекачки энергии управляющего пучка в кильватерную волну необходимо использовать профилированные в пространстве и во времени электронные сгустки. В частности, в работе [12] показано, что для управляющего электронного пучка с треугольным распределением электронной плотности во времени значительно увеличивается ускоряющее поле, что приводит к росту КПД перекачки энергии в инжектируемый электронный пучок при данной энергии. В последние годы для генерации электронных сгустков активно используются фотоинжекторы, в которых генерация электронов осуществляется с поверхности катода за счет фотоэмиссии, происходящей из-за воздействия лазерного излучения. Управление 3D распределением интенсивности лазерного импульса позволяет контролируемо изменять параметры электронного сгустка. В первом приближении можно считать, что распределение пространственного заряда повторяет распределение интенсивности лазерного импульса. Таким образом, для получения электронного сгустка с треугольным распределением электронной плотности необходимо сформировать лазерный импульс с соответствующим профилем интенсивности.

Другой важной задачей профилирования лазерного излучения является генерация CEP (carrier envelope phase) – стабильного терагерцового излучения. Импульсы терагерцового диапазона применяются в pump-probe схемах исследования, как правило, в качестве накачки [15]. С помощью такого инструмента можно проводить эксперименты по взаимодействию излучения с веществом (изучение сильно связанных квантовых систем, высокотемпературной сверхпроводимости, Бозе-конденсации и др.) на атомных и молекулярных временных масштабах [16]. В качестве источников импульсов терагерцового излучения с мДж уровнем энергии и высокой частотой повторения используют лазеры на свободных электронах (ЛСЭ), работающие в режиме самоусиления спонтанного излучения [17]. В стартовой части современных линейных ускорителей и ЛСЭ (Европейский рентгеновский ЛСЭ (XFEL), Стэнфордский линейный ускоритель (SLAC)) также применяются фотоинжекторы. В ЛСЭ использование электронных сгустков длительностью несколько десятков пикосекунд и имеющих периодическую модуляцию электронной плотности во времени позволяет стабилизировать фазу высокочастотного поля от-

носителем огибающей терагерцового импульса. Глубина и период модуляции у сгустка должны быть контролируемыми параметрами. Большая глубина модуляции близка к делению сгустка на отдельные слои (микробанчи), что может оказать негативное влияние на поперечный нормализованный эмиттанс и общее качество электронного пучка [90]. Малая глубина модуляции может привести к ее замыванию при распространении электронного сгустка в ондуляторе [91]. Из этого следует, что глубина модуляции должна быть подобрана так, чтобы сохранить эллипсоидальное распределение электронной плотности и при этом исключить значительное замывание модуляции.

1.1 Особенности формирования лазерных импульсов пикосекундной длительности с линейным ростом интенсивности во времени

В этом разделе рассмотрим теоретические вопросы, связанные с формированием квазиреугольных лазерных импульсов. Определим оптимальную эффективность формирования реугольных импульсов из импульсов с гауссовым распределением интенсивности во временной и спектральной областях. Также установим ключевые параметры, влияющие на длительность заднего фронта импульса и на искажения распределения интенсивности от заданного значения. Будем рассматривать процесс формирования квазиреугольных импульсов, основанный на управлении спектральным распределением интенсивности. Наиболее удобно для этих целей использовать импульсы со значительной линейной частотной модуляцией – спектроны, поскольку у них [92] распределение интенсивности во времени пропорционально распределению интенсивности спектра. В этом случае для формирования квазиреугольных импульсов во времени достаточно сформировать квази-треугольное распределение интенсивности спектра. Отметим, что в экспериментах такой подход может быть реализован как с использованием акустооптического дисперсионного фильтра (например, Dazzler, французской фирмы Fastlite) или системы на основе оптического компрессора с нулевой частотной дисперсией и пространственного модулятора света SLM (Spatial Light Modulator) [56].

Рассмотрим задачу об оптимальном по энергии вырезании прямоугольного треугольника с помощью маски $|M(\omega)|$ из гауссового распределения спектральной интенсивности, ω - локальная частота лазерного излучения. Здесь и далее в этом разделе будем использовать следующие параметры излучения: спектральная амплитуда исходного импульса $A(\omega) = e^{-2\ln 2 \omega^2 / \Delta \omega^2} e^{-i\varphi_1 \omega^2 / 2}$, φ_1 - величина, характеризующая линейную частотную модуляцию, центральная длина волны $\lambda_c = 1.034$ мкм, ширина спектра по уровню FWHM $\Delta\lambda_{FWHM} = 8$ нм, длительность спектральноограниченного импульса $\tau_F = 198$ фс, chirпированный профилированный импульс во временной

области характеризуется длительностью τ по уровню FWHM и длительностью заднего фронта $\delta\tau$, определяемой разницей между уровнями 0.1 и 0.9 по интенсивности. Распределение интенсивности профилированного импульса может быть получено с использованием следующего выражения:

$$I(t) = |F^{-1}[M(\omega)A(\omega)]|^2 \quad (1.1)$$

здесь F^{-1} - обратное преобразование Фурье.

Проанализируем распределения интенсивности в спектральной и временной области, полученные путем управления спектральной амплитудой chirпированного лазерного импульса. Впи-

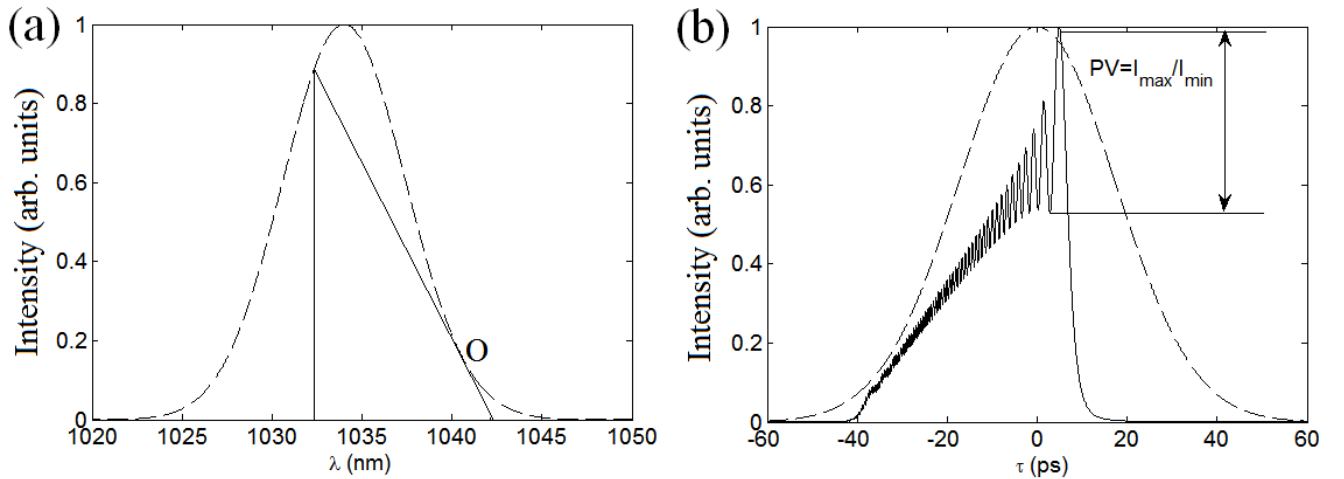


Рисунок 1.1 – Исходный гауссовый спектр и вырезанное из него оптимальное по энергии треугольное распределение (а), временное распределение интенсивности для гауссова спектра и оптимального треугольного спектра при $S \approx 210$ (b)

санный прямоугольный треугольник однозначно определяется положением на кривой гауссова распределения точки O, через которую проходит касательная (рис.1.1a). Отношение площади прямоугольного треугольника к площади под кривой гауссова распределения имеет максимум 51% при величине интенсивности $I(O) = 0.2$. Спектральная маска, с помощью которой получено такое спектральное распределение интенсивности, имеет вид:

$$M(\lambda) = \frac{1}{|A(\lambda)|} \begin{cases} (-a \cdot \lambda + b)^{1/2}, \lambda \in \Delta\lambda \\ 0, \lambda \notin \Delta\lambda \end{cases} \quad (1.2)$$

здесь, $|A(\lambda)|$ - действительная амплитуда исходного спектра; $\Delta\lambda$ - основание прямоугольного треугольника, а, b - коэффициенты линейной функции, полностью определяющие получаемое треугольное распределение интенсивности. Для распределения, показанного на рис.1.1a, $a = 0.09 \text{ нм}^{-1}$, $b = 94$ Важно отметить, что строго треугольное спектральное распределение приводит к осцилляциям во временной области распределения интенсивности даже для импульсов

с линейной частотной модуляцией (рис.1.1a, b). Амплитуда модуляции зависит от величины коэффициента растяжения импульса $S = \tau_G/\tau_F$, где τ_G – длительность растянутого импульса гауссовой формы, τ_F – длительность Фурье-предела. Примем $S \approx 210$, поскольку это значение использовалось при проведении экспериментов (см.раздел 1.2). Определим параметр PV (peak to valley) как отношение максимального значения основного пика к минимальному: $PV = I_{max}/I_{min}$ (рис.1.1b). При малых модуляциях параметр PV стремится к единице.

На рис.1.2 представлены зависимости параметра PV и отношения длительности заднего фронта импульса к длительности chirпированного импульса $\delta\tau/\tau$ от коэффициента растяжения. Из рис.1.2 видно, что увеличение степени растяжения позволяет значительно сократить

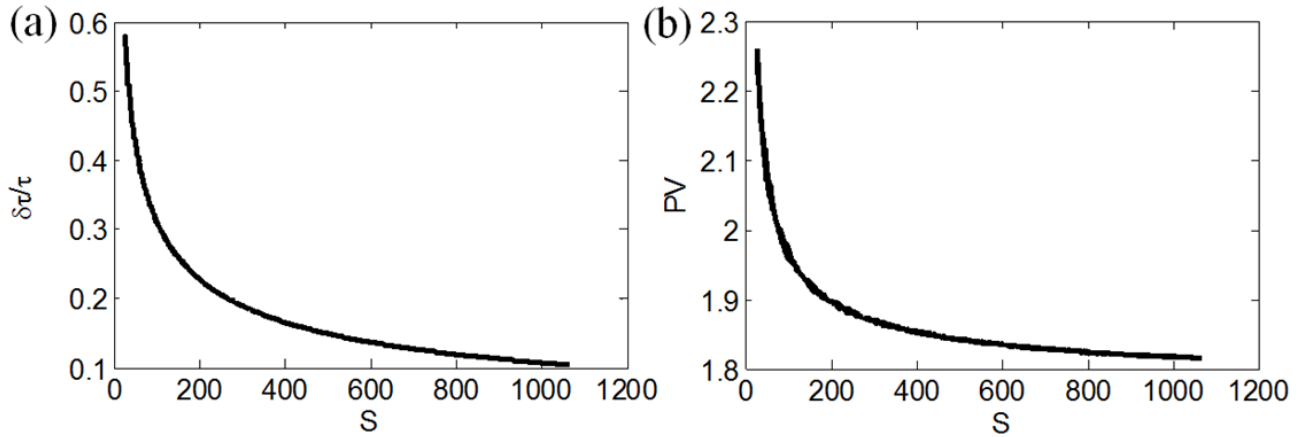


Рисунок 1.2 – Зависимость отношения длительности заднего фронта импульса к длительности chirпированного импульса $\delta\tau/\tau$ от параметра S (a); зависимость параметра PV от параметра S (b)

соотношение длительности заднего фронта к длительности получаемого треугольного импульса и лишь незначительно уменьшить модуляцию во временном распределении интенсивности. При фиксированном значении линейной частотной модуляции уменьшение амплитуды осцилляций может быть достигнуто за счет формирования сглаженного квази-треугольного распределения интенсивности спектра. Такое распределение может быть получено заменой катета треугольного спектрального распределения на участок супер-Гаусса с различными степенями $2N$: $\exp[-\ln 2(\lambda - \lambda_c)^{2N}/\delta\lambda^{2N}]$, где N - целое, $\delta\lambda$ - полуширина спектра по уровню 1/2 супер-Гауссового распределения (рис. 1.3). В этом случае, величина осцилляций на временном профиле и длительность заднего фронта будут определяться параметрами $\delta\lambda/\Delta\lambda$ и степенью $2N$, а также отношением $\Delta\lambda/\Delta\lambda_{FWHM}$. Здесь $\Delta\lambda$ – основание прямоугольного треугольника в спектральной области (рис.1.3a). В этом случае спектральную маску можно записать в виде следующего вы-

ражения:

$$M(\lambda) = \frac{1}{|A(\lambda)|^2} \begin{cases} (-c\lambda + d)^{1/2}, & \lambda \in \Delta\lambda \\ \exp[-0.5 \ln 2(\lambda - \lambda_c)^{2N} / \delta\lambda^{2N}], & \lambda < \lambda_c \\ 0, & \lambda > \lambda_c + \Delta\lambda \end{cases} \quad (1.3)$$

здесь $|A(\lambda)|$ - исходное спектральное распределение, c, d - коэффициенты линейной функции. Из рис.1.3 видно, что в зависимости от величины $\delta\lambda$ и степени $2N$ помимо появления осцилляций в распределении интенсивности во времени, также может искажаться сам профиль, который становится трапецеидальным. В случае трапецеидального распределения интенсивности осцилляций не наблюдается. Параметр $\Delta\lambda/\Delta\lambda_{FWHM} \approx 0.87$, что соответствует проведенным экспериментам (см. раздел 1.2)

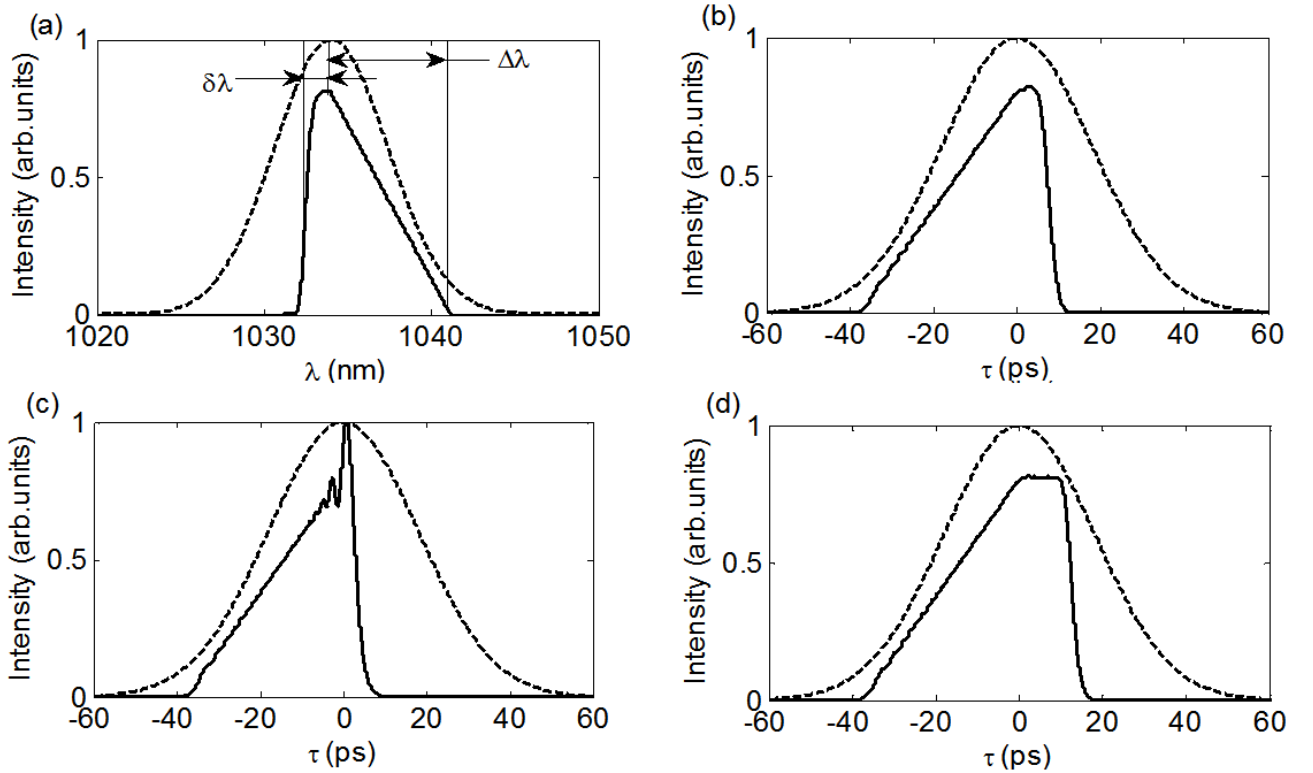


Рисунок 1.3 – Исходное распределение интенсивности спектра и спектральное распределение в виде сглаженного прямоугольного треугольника, $2N = 6$, $\delta\lambda/\Delta\lambda = 0.2$ и $\Delta\lambda/\Delta\lambda_{FWHM} \approx 0.87$ (a), временные распределения интенсивности для непрофилированного и сглаженного спектра ($S \approx 210$) при $2N = 6$, $\delta\lambda/\Delta\lambda = 0.2$ (b), $2N = 8$, $\delta\lambda/\Delta\lambda = 0.1$ (c), и $2N = 10$, $\delta\lambda/\Delta\lambda = 0.34$ (d)

Зависимости параметров PV и $\delta\tau/\tau$ от величины $\delta\lambda/\Delta\lambda$ при использовании участка супер-Гауссовой функции с $2N = 4, 6, 8, 10, 12$ и $S = 210$ показаны на рис.1.4. Кривые, показанные на рис.1.4b имеют экстремумы, соответствующие минимальным значениям отношения $\delta\tau/\tau$ и

минимальному значению PV параметра (рис.1.4а). Снижение значения $\delta\lambda/\Delta\lambda$ приводит к увеличению амплитуды осцилляции (параметра PV) и к увеличению отношения $\delta\tau/\tau$, поскольку в этом случае профиль интенсивности менее сглажен. С другой стороны, справа от минимального значения зависимости $\delta\tau/\tau(\delta\lambda/\Delta\lambda)$ производная положительна и близка к константе. Причина такого поведения заключается в следующем. Длительность импульса τ увеличивается с ростом φ_1 и $\Delta\Gamma$ (здесь $\Delta\Gamma$ - спектральная ширина по уровню FWHM, для треугольных импульсов $\Delta\Gamma = \delta\lambda + \Delta\lambda/2$) и это выполняется независимо от формы импульса. Для треугольных импульсов, длительность фронта $\delta\tau$ есть функция параметра $\delta\lambda$ и непосредственно формы импульса. Поэтому увеличение $\delta\lambda$ приводит к увеличению отношения $\delta\tau/\tau$. При этом трапецеидальность приводит к уменьшению наклона зависимости $\delta\tau/\tau(\delta\lambda/\Delta\lambda)$, поскольку при увеличении $\delta\lambda$ увеличивается основание трапеции, а длительность фронта меняется слабо. На рис. 1.5 показаны зависимости величины $\delta\lambda/\Delta\lambda|_{PV=1}$ и экстремального значения $\delta\tau/\tau$ от отношения $\Delta\lambda/\Delta\lambda_{FWHM}$

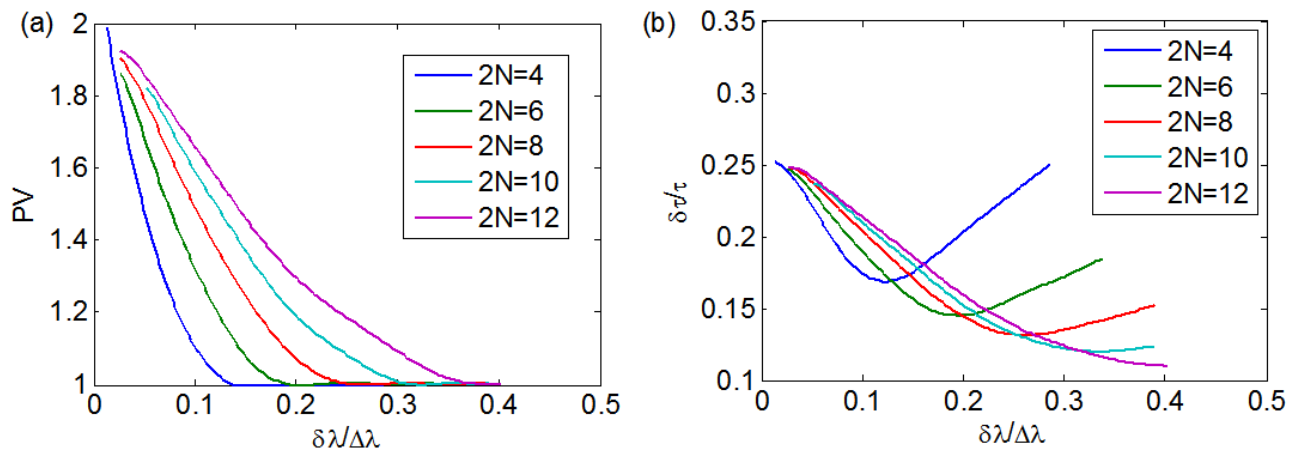


Рисунок 1.4 – Зависимость величины PV от $\delta\lambda/\Delta\lambda$ (а) и $\delta\tau/\tau$ от $\delta\lambda/\Delta\lambda$ (б) при использовании супер-Гауссовой функции с $2N = 4, 6, 8, 10, 12$ и $\Delta\lambda/\Delta\lambda_{FWHM} \approx 0.87$

Полученные кривые должны учитываться при создании спектральной маски, поскольку для различных значений спектральной ширины $\Delta\lambda$ будут наблюдаться различные значения PV -параметра и отношения $\delta\tau/\tau$. Использование спектральной маски в виде точного прямоугольного треугольника всегда будет приводить к сильной неравномерной модуляции временного профиля интенсивности. Избавиться от таких искажений можно с использованием сглаженных спектральных распределений, но в этом случае увеличивается длительность заднего фронта. Чем больше длительность линейно chirпированного импульса по сравнению с длительностью Фурье-ограниченного импульса, тем лучше работает предложенный метод. В следующем разделе представлены результаты экспериментальной реализации предложенного подхода к фор-

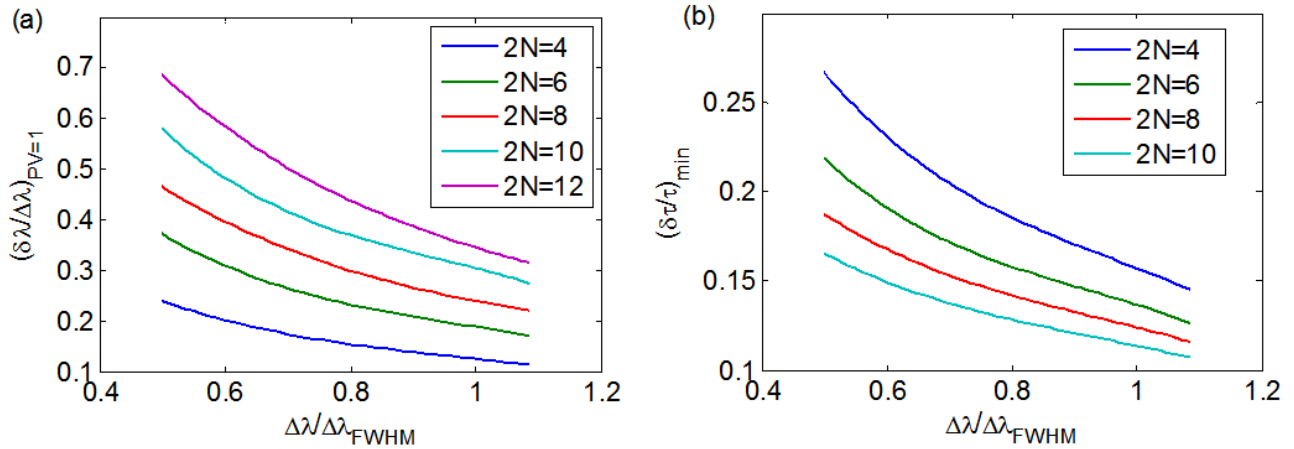


Рисунок 1.5 – Зависимость величины $\delta\lambda/\Delta\lambda|_{PV=1}$ от $\Delta\lambda/\Delta\lambda_{FWHM}$ (a) и $\delta\tau/\tau|_{min}$ от $\Delta\lambda/\Delta\lambda_{FWHM}$ (b) при использовании супер-Гауссовой функции с $2N = 4, 6, 8, 10, 12$ и $S \approx 210$

мированию квазиправильных импульсов.

1.2 Формирование треугольных лазерных импульсов пикосекундной длительности в эксперименте

При проведении экспериментов в качестве источника лазерного излучения использовался волоконный Yb^{3+} -задающий генератор, работающий в режиме пассивной синхронизации мод. Частота следования импульсов 47.6 МГц, длительность спектрально ограниченных импульсов ≈ 200 фс, центральная длина волны 1034 нм, ширина спектра по уровню FWHM 8 нм. Излучение было разделено на два канала: рабочий и диагностический. С помощью акустооптического модулятора частота следования импульсов в рабочем канале была уменьшена в 8 раз. Для снижения пиковой мощности длительность импульса была увеличена до 42 пс в волоконном стретчере. С использованием волоконных усилителей с диодной накачкой длиной 1.5 и 1.3 м (волокно допировано ионами Yb^{3+}) средняя мощность лазерного излучения в рабочем канале составила около 13 мВт, энергия в импульсе $W \approx 2$ нДж. Излучение в диагностическом канале (средняя мощность 0.45 мВт) использовалось для проведения кросс-корреляционных измерений распределения интенсивности профилированного импульса (рис.1.6с). На рис.1.6а показана схема эксперимента, а на рис.1.6б представлена принципиальная схема профилирования широкополосных чирпированных импульсов.

Система профилирования лазерных импульсов располагалась в рабочем канале. Как было сказано выше, длительность импульсов в рабочем канале увеличивалась с помощью волоконно-

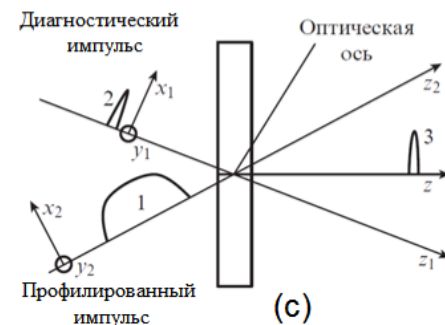
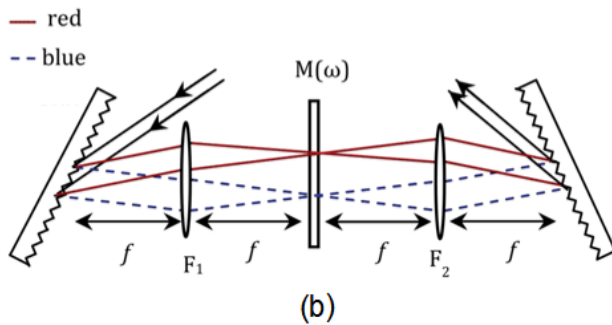
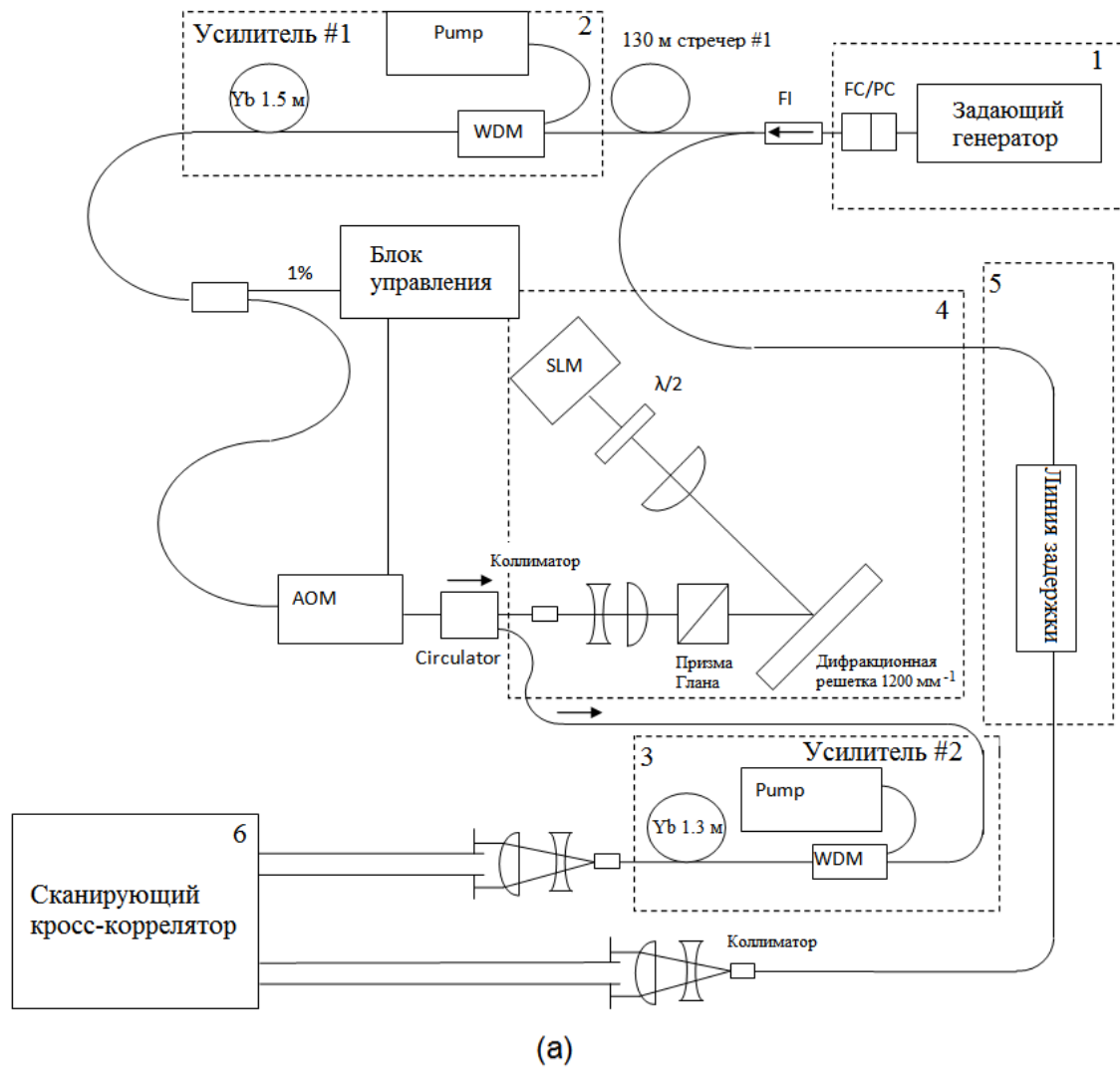


Рисунок 1.6 – (а) Схема проведения эксперимента: 1 – волоконный задающий генератор, 2,3 – волоконные усилители, 4 – система профилирования импульса, 5 – диагностический канал с линией задержки, 6 – сканирующий кросс-коррелятор; (b) принципиальная схема профилирования широкополосных чирпированных импульсов; (c) принципиальная схема сканирующего кросс-коррелятора

го стречера. Также стречер вносил незначительные искажения в распределении интенсивности спектра. Линейный чирп позволял уменьшить пиковую мощность лазерных импульсов и использовался для экспериментальной реализации метода профилирования лазерных импульсов, основанного на управлении спектральной амплитудой. Управление осуществлялось с помощью дифракционной решетки, линзы, пространственного модулятора света, полуволновой пластинки и поляризатора (призмы Глана) (см. рис. 1.6). Дифракционная решетка и линза использовались для пространственного разделения спектральных составляющих лазерных импульсов. С помощью SLM обеспечивается контролируемый фазовый сдвиг между ортогональными компонентами поля для каждой длины волны, а с помощью поляризатора (анализатора) удаляется компонента поля, ортогональная исходной поляризации. Таким образом, мы получаем амплитудное профилирование спектра лазерного импульса. Разрешение зависит от выбранного объектива и количества пикселей в SLM. В экспериментах профилирование спектра осуществлялось с помощью пространственного модулятора света SLM, произведенного компанией Hamamatsu. Модулятор представляет собой ячейку с нематическими жидкими кристаллами, на которую нанесена матрица электродов (800x600). Система профилирования устроена так, что на каждый пиксель модулятора подается напряжение, позволяющее управлять пропусканием в диапазоне от “0” до “1”, где “0” - минимальное пропускание падающего излучения и “1” - максимальное. Регистрация модифицированного спектра проводилась с использованием цифровой камеры SDU205R, расположенной в спектрометре (разрешающая способность 0.015 нм/пиксель).

В экспериментах использовались следующие спектральные распределения: прямоугольный треугольник ($\Delta\lambda = 8$ нм) и треугольник, катет которого заменен участком супер-Гаусса с $2N = 6$ ($\Delta\lambda = 7$ нм, $\delta\lambda = 1.5$ нм, $\Delta\lambda/\Delta\lambda_{FWHM} \approx 0.87$). Использованные спектральные распределения приведены на рис.1.7. Распределение интенсивности во времени для спектра при длительности $\tau \gg \tau_F$, соответствует сформированному спектральному распределению. Для регистрации огибающей использовался сканирующий кросс-коррелятор [24] (см. рис 1.6с). В нелинейном кристалле (кристалл ВВО толщиной 1 мм, вырезан в направлении синхронизма первого типа под углами к оптической оси $\theta = 23.4^\circ$ и $\phi = 30^\circ$) было реализовано взаимодействие рабочего профилированного импульса с импульсом диагностического канала, длительность которого близка к Фурье-пределу и составляла 0.2 пс. В диагностический канал была встроена пьезокерамическая шайба, на которую было навито оптоволокно для реализации управляемой временной задержки между диагностическими и рабочими импульсами. Временное окно сканирования составляло 35 пс, шаг сканирования был около 100 фс. Регистрация кросс-корреляционного сигнала проводилась с помощью цифровой камеры SDU205R, и измеренный профиль пучка интегрировался для каждой временной задержки. На рис.1.8 показаны полученные распределения интенсивности во времени, соответствующие спектральным распределениям на рис. 1.7. Длительность непрофилированного импульса по полувысоте 42 пс, профилированных импульсов 17 пс (рис. 1.8b) и

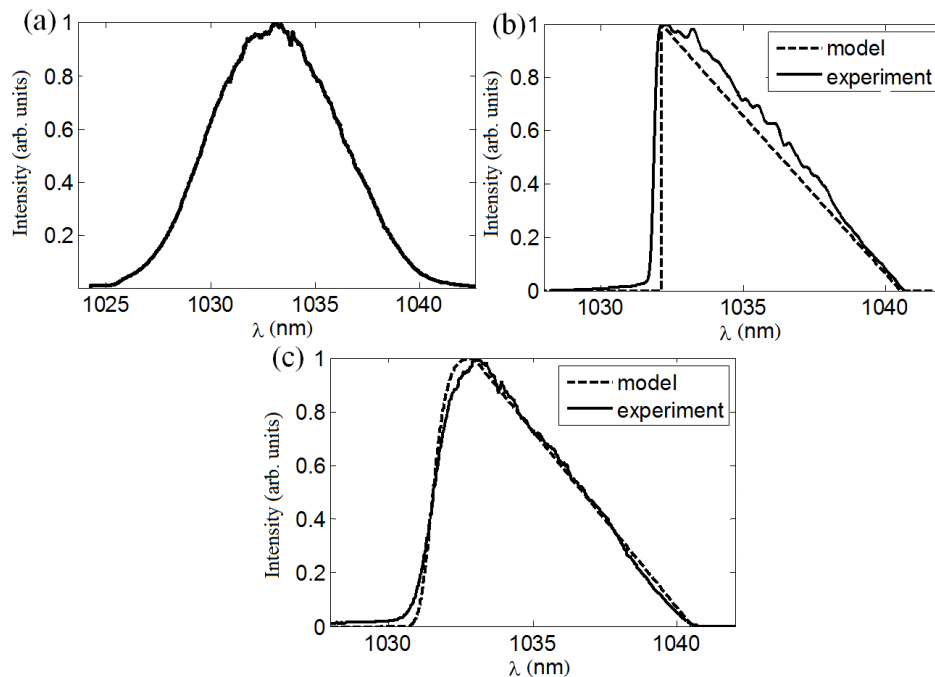


Рисунок 1.7 – Спектральные распределения интенсивности: (а) исходный спектр; (б) спектр в виде прямоугольного треугольника; (с) спектр в виде прямоугольного треугольника, катет которого заменен участком супер-Гаусса со степенью $2N=6$

20 пс (рис. 1.8с). Средняя мощность составила 6.5 мВт.

Длительности заднего фронта $\delta\tau$ составили 4.5 пс (рис. 1.8b) и 10 пс (рис. 1.8с). Из рисунков видно, что во всех случаях огибающая импульсов имеет осцилляции с характерным периодом 1 пс. Степень $2N=6$ была выбрана с целью получения более гладкого спектра квазипрямоугольной формы. Приведенные в разделе 1.1 спектральные и временные распределения на рис.1.1 и рис.1.3а,б имеют те же параметры, что и при проведении экспериментов. Отметим, что наблюдаемая квазипериодическая модуляция не связана с цифровой камерой. Проведенные измерения относительных колебаний интенсивности показали, что они носят ярко выраженный случайный характер и имеют в 1.5-2 раза меньшую амплитуду колебаний (рис. 1.9). На рис.1.8b осцилляции в распределении интенсивности также связаны с тем, что для профилирования спектра использовалась амплитудная спектральная маска в виде прямоугольного треугольника (см. рис 1.1b).

Для выяснения причастности модулятора SLM к наблюдаемым осцилляциям была проведена замена модулятора на широкополосное диэлектрическое зеркало [93]. На рис. 1.10 показаны распределения интенсивности во времени для непрофилированного излучения, полученные с помощью SLM (а) и диэлектрического зеркала (б). Таким образом, причина наблюдаемых искажений связана со спектрально-фазовыми aberrациями, источником которых является модулятор SLM. Осцилляции никак не связаны с дисперсионными и нелинейными эффектами в

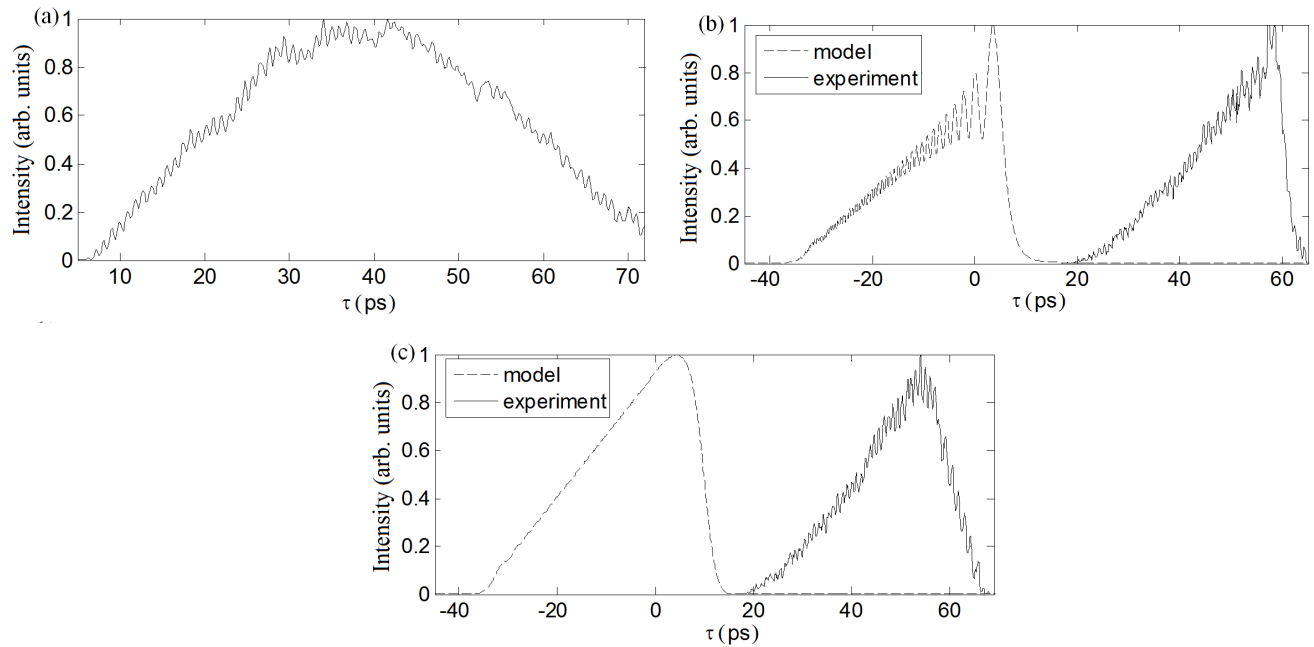


Рисунок 1.8 – Временное распределение интенсивности в лазерном импульсе для следующих спектральных распределений: (a) непрофилированный спектр лазерного импульса; (b) спектр в виде прямоугольного треугольника; (c) спектр в виде прямоугольного треугольника, катет которого заменен участком супер-Гаусса со степенью $2N = 6$

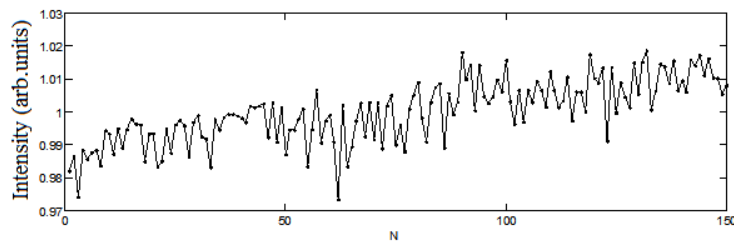


Рисунок 1.9 – Относительные колебания интенсивности на цифровой камере при снятии кросс-корреляционного сигнала. По оси абсцисс отложен номер кадра, по оси ординат - отношение значения интенсивности на кадре к среднему значению интенсивности по всем кадрам

оптоволокне. Отметим, что искажения временного профиля интенсивности наблюдались при отсутствии управляющего напряжения на SLM, то есть природа наблюдаемых осцилляций связана с прохождением лазерного излучения через слой нематических жидких кристаллов (НЖК). Кроме того, эта модуляция не зависит от ориентации расположения пикселей – при повороте SLM на 90 или 45 градусов распределение интенсивности на рис.8а сохраняется. Более того, модуляция никак не связана с тем, что пучок на SLM разложен в спектр. Чтобы доказать это утверждение, мы заменили дифракционную решетку на диэлектрическое зеркало (см. рис. 5).

Лазерный пучок без разложения в спектр направлялся на SLM. Результат приведен на рис.1.10с – характерная квазипериодическая модуляция сохранилась.

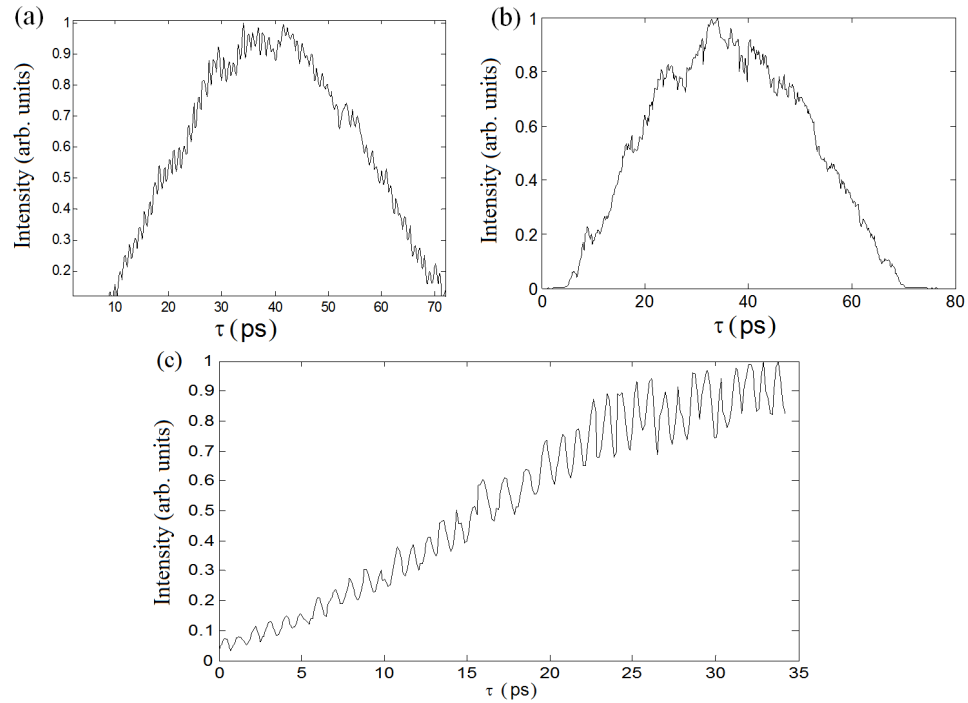


Рисунок 1.10 – Распределения интенсивности во времени, полученные с использованием SLM (a), диэлектрического зеркала (b), для отраженного от SLM пучка без разложения в спектр (c)

Определим возможный источник такой модуляции, предполагая, что SLM это произвольная фазовая пластинка [94]. В этом случае SLM может вносить периодическую ошибку малой амплитуды в разность фаз у ортогональных компонент или в величину азимутального угла (ориентацию быстрой оси такой фазовой пластинки). На рис. 1.11 показана оптическая схема системы профилирования, использованная для вычислений. Электрическое поле после анализатора

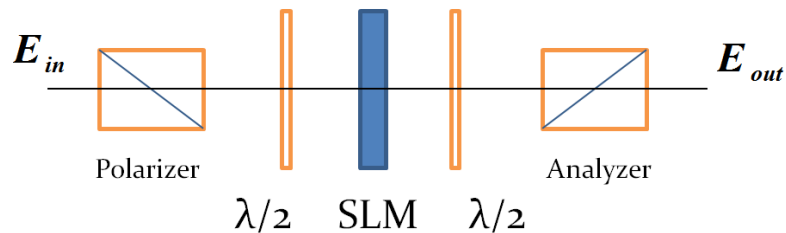


Рисунок 1.11 – Оптическая схема системы профилирования

будет иметь следующий вид (в выражении использованы матрицы Джонса для произвольной

фазовой пластинки, пластинки $\lambda/2$ и поляризатора):

$$E_{out} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} E_{in} = E_{in} m_{21} \quad (1.4)$$

здесь $m_{11} = \cos^2(\rho) + e^{-i\gamma} \sin^2(\rho)$, $m_{12} = m_{21} = (1 - e^{-i\gamma}) \cos(\rho) \sin(\rho)$, $m_{22} = \sin^2(\rho) + e^{-i\gamma} \cos^2(\rho)$, $E_{in} = E_0 \exp[-2 \ln 2 \omega^2 / \Delta \omega^2] \exp[-i\varphi_1 \omega^2 / 2]$, ρ - азимутальный угол, γ - вносимая разность фаз, $\Delta \omega$ - спектральная ширина, φ_1 - параметр chirpa. Предположим, что азимутальный угол меняется по следующему закону:

$$\rho = \pi/4 + A_\rho \sin(T_\rho \omega) \quad (1.5)$$

здесь A_ρ, T_ρ - амплитуда и период модуляции, соответственно. Из рис.1.12 видно, что в этом случае (амплитудной модуляции) искажается и спектральное распределение интенсивности, и временное. При проведении экспериментов же спектр оставался достаточно гладким (см. рис.

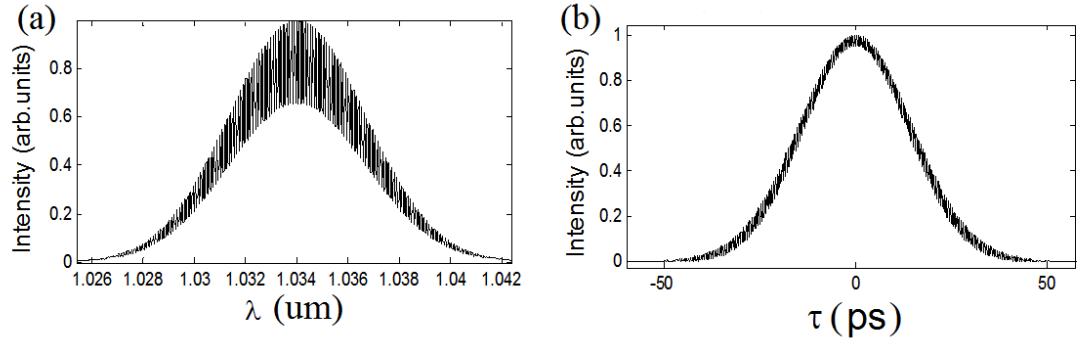


Рисунок 1.12 – Распределение интенсивности спектра (a) и временное распределение интенсивности (b) в случае периодической модуляции азимутального угла

1.7). Теперь предположим, что разность фаз изменяется следующим образом:

$$\gamma = \pi + A_\gamma \sin(T_\gamma \omega) \quad (1.6)$$

Тогда SLM вносит фазовые искажения спектра, которые не наблюдаются при измерении спектральной интенсивности, но проявляются в распределении интенсивности во времени. Это видно из рис.1.13, где показано спектральное распределение интенсивности после системы профилирования и временное распределение интенсивности. На рис. 1.13с показано временное распределение интенсивности для сглаженного треугольного импульса. Характер модуляции повторяет искажения, присутствующие в эксперименте, включая искажения на квази-треугольном распределении. Период и глубина модуляции при проведении расчета были выбраны в соответствии с экспериментально наблюдаемыми, около 1 пс и 10%. Непериодическая фазовая ошибка к подобным результатам не приводит. Возможным источником подобных спектрально-фазовых

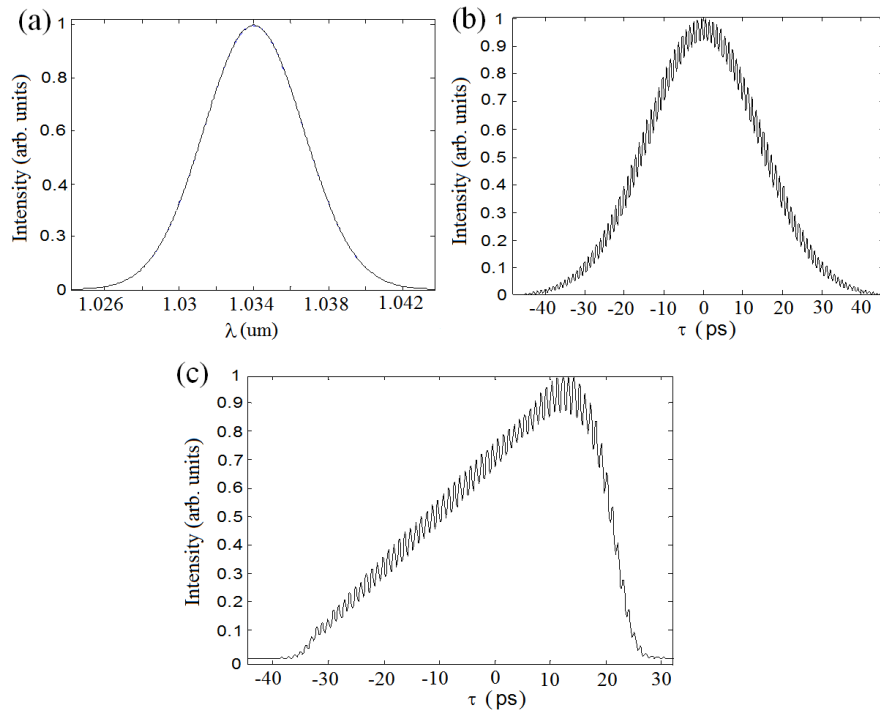


Рисунок 1.13 – Распределение интенсивности спектра Гауссова импульса при наличии периодической фазовой модуляции в SLM (a); временное распределение интенсивности для гауссова спектра (b); временное распределение интенсивности для квази-треугольного спектрального распределения (c)

аббераций могут быть колебания подвижных молекулярных фрагментов НЖК под действием поля лазерного излучения [95]. Отметим, что при проведении профилирования лазерного излучения таких искажений можно избежать, используя неадаптивные спектральные маски [96] или акустооптические устройства Dazzler, обсуждавшиеся во Введении настоящей работы. В следующем разделе рассмотрим возможность использования контролируемой фазовой модуляции для создания эллипсоидальных лазерных импульсов с периодической модуляцией интенсивности. Как отмечалось выше, такие импульсы важны для генерации СЕР-стабильного терагерцового излучения лазерами на свободных электронах.

1.3 Формирование лазерных импульсов с контролируемой периодической гармонической модуляцией интенсивности во времени

В этом разделе предложен метод формирования периодической модуляции распределения интенсивности у сильно chirпированных пикосекундных лазерных импульсов инфракрасного

диапазона за счет внесения периодической гармонической модуляции фазы спектра. С использованием аналитических и численных методов проанализированы зависимости периода и глубины временной модуляции от параметров периодической модуляции фазы спектра. Известно, что наличие у лазерного импульса только линейного частотного чирпа позволяет получить распределение интенсивности во времени пропорциональное распределению интенсивности спектра. Этот факт широко используется в задачах по формированию лазерных импульсов с более сложными распределениями интенсивности, такими как треугольник во времени, цилиндр и 3D эллипсоид в пространстве [69, 71]. В связи с этим, рассмотрим основные особенности создания модуляции интенсивности за счет использования периодической модуляции фазы спектра для импульса с гауссовым распределением амплитуды спектра и линейным частотным чирпом, т.е. квадратичной модуляцией фазы спектра. В этом случае импульс в спектральной области задается выражением:

$$E(\Omega) = E_0 e^{-2 \ln 2 \frac{\Omega^2}{\Delta \omega^2}} e^{-i \varphi_1 \frac{\Omega^2}{2}} e^{i A_0 \cos[\Omega T + \varphi_0]} \quad (1.7)$$

здесь $\Delta \omega$ - ширина спектра, φ_1 - параметр линейного чирпа. Задаваемая фазовая модуляция определяется тремя параметрами - глубиной модуляции A_0 , периодом модуляции T и начальной фазой φ_0 . Для получения распределения амплитуды поля во времени $E(\tau)$ от выражения (1.7) необходимо взять Фурье-преобразование (положим $E_0 = 1$, $\varphi_0 = 0$):

$$E(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2 \ln 2 \frac{\Omega^2}{\Delta \omega^2}} e^{-i \varphi_1 \frac{\Omega^2}{2}} e^{i A_0 \cos[\Omega T]} e^{i \Omega \tau} d\Omega \quad (1.8)$$

Ограничимся случаем модуляции фазы спектра, когда справедливо условие $A_0 \ll 1$ рад, и перепишем интеграл в приближенном виде:

$$E(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} (1 + i A_0 \cos[\Omega T]) e^{-2 \ln 2 \frac{\Omega^2}{\Delta \omega^2}} e^{-i \varphi_1 \frac{\Omega^2}{2}} e^{i \Omega \tau} d\Omega \quad (1.9)$$

Принимая во внимание равенство $\cos[\Omega T] = (e^{i \Omega T} + e^{-i \Omega T})/2$, получим в итоге сумму из трех интегралов:

$$\begin{aligned} E(\tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2 \ln 2 \frac{\Omega^2}{\Delta \omega^2}} e^{-i \varphi_1 \frac{\Omega^2}{2}} e^{i \Omega \tau} d\Omega + i \frac{A_0}{2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2 \ln 2 \frac{\Omega^2}{\Delta \omega^2}} e^{-i \varphi_1 \frac{\Omega^2}{2}} e^{i \Omega (T + \tau)} d\Omega \\ &+ i \frac{A_0}{2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2 \ln 2 \frac{\Omega^2}{\Delta \omega^2}} e^{-i \varphi_1 \frac{\Omega^2}{2}} e^{i \Omega (T - \tau)} d\omega = \frac{\sqrt{2\pi}}{\sqrt{\sigma}} e^{-\frac{\tau^2}{4\sigma}} [1 + i A_0 e^{-\frac{(\tau^2 - 2T\tau)}{4\sigma}} + i A_0 e^{-\frac{(\tau^2 + 2T\tau)}{4\sigma}}] \end{aligned} \quad (1.10)$$

здесь $\sigma = (c + ib)/4$, $c = 8 \ln 2 / \Delta\omega^2$, $b = 2\varphi_1$. Умножим полученное выражение на комплексно сопряженное для получения распределения интенсивности $|E(\tau)|^2$:

$$|E(\tau)|^2 = \frac{8\pi}{\sqrt{c^2 + b^2}} e^{-\frac{2c\tau^2}{c^2 + b^2}} \cdot \{1 + 2B \cosh[\zeta\tau] \sin[\mu] \cos[T_I\tau] - 2B \sinh[\zeta\tau] \cos[\mu] \sin[T_I\tau] + B^2/2 \cdot (\cosh[2\zeta\tau] + \cos[2T_I\tau])\}, \quad (1.11)$$

где $B = A_0 e^{-\frac{T^2 c}{c^2 + b^2}}$, $T_I = \frac{2Tb}{c^2 + b^2}$, $\mu = \frac{T^2 b}{c^2 + b^2}$, $\zeta = \frac{2Tc}{c^2 + b^2}$. Из формулы (1.11) следует несколько важных выводов. Глубина модуляции интенсивности во времени с периодом $L = 2\pi T_I^{-1}$ изменяется по гармоническому закону с полной фазой μ . Величина μ зависит от периода модуляции T и параметра chirpa φ_1 , что приводит к осциллирующей зависимости глубины модуляции от периода фазовой модуляции. Квадратичная зависимость $\mu(T)$ приводит к тому, что при больших значениях T (т.е. малых периодах L) влияние периода модуляции на глубину становится очень сильным. Отметим, что в рамках рассматриваемого приближения для сильно chirпированных импульсов величина μ не зависит от спектральной ширины:

$$\mu = \frac{2\Delta\omega^4 \varphi_1 T^2}{16 \ln 2^2 + 4\varphi_1^2 \Delta\omega^4} \approx T^2/2\varphi_1 \quad (1.12)$$

Также из формулы 1.11 следует, что при $\mu = \pi m$ второе слагаемое исчезает. При $|\tau| \approx L$ (т.е. положении “по центру” импульса) глубина модуляции пренебрежимо мала (амплитуда четвертого слагаемого B^2 пренебрежимо мала), но из-за наличия в третьем слагаемом члена $\sinh[\zeta\tau]$ глубина модуляции будет увеличиваться от центра к краям импульса, т.е. возникнет неравномерное распределение модуляции огибающей импульса. Отметим, что для $|\tau| \approx L$ и $\mu = \pi m$ амплитуда модуляции определяется как членами \sin , так и \sinh в (1.11). Аналогичная ситуация, но с ростом глубины модуляции от краев до центра будет при $\mu = \frac{\pi}{2}(2m + 1)$. Причиной такого “сложного” поведения распределения интенсивности являются изменения в спектральной фазе, которые приводят к изменению в интерференционной картине взаимодействия спектральных компонент. В случае амплитудной модуляции формула для распределения интенсивности будет следующей (выражение справедливо для любой величины A_0):

$$|E(\tau)|^2 = \frac{8\pi}{\sqrt{c^2 + b^2}} e^{-\frac{2c\tau^2}{c^2 + b^2}} \cdot \{1 + 2B \cosh[\zeta\tau] \cos[\mu] \cos[T_I\tau] + 2B \sinh[\zeta\tau] \sin[\mu] \sin[T_I\tau] + B^2/2 \cdot (\cosh[2\zeta\tau] + \cos[2T_I\tau])\}. \quad (1.13)$$

Из этого выражения видно, что отличие от случая фазовой модуляции только в значениях μ , при которых модуляция исчезает, они сдвинуты на $\frac{\pi}{2}$.

Как было указано во введении, для фотоинжекторов электронов недостаточно использовать гауссово пространственно-временное распределение интенсивности, требуются распределения интенсивности особой формы – цилиндрические, эллипсоидальные, треугольные. Получить

аналитические выражения для распределения интенсивности в этих случаях не представляется возможным, поэтому далее будет проведен численный анализ формирования указанных распределений с модуляцией интенсивности. Распределение пространственного заряда в форме эллипсоида позволяет минимизировать эмиттанс электронного пучка [7]. Первым шагом на пути к генерации таких сгустков является решение задачи о формировании лазерных импульсов с 3D эллипсоидальным распределением интенсивности в пространстве. В инфракрасной области спектра генерация таких импульсов была продемонстрирована в работах [69, 71]. Для терагерцовых приложений важно дополнительно к 3D форме лазерных импульсов реализовать и управляемую модуляцию интенсивности [97, 98]. Проанализируем такую возможность.

Распределение амплитуды спектра эллипсоидального chirпированного лазерного импульса с дополнительной периодической фазовой модуляцией может быть записано в следующем виде:

$$E(\Omega, x, y) = E_0 e^{-\cosh\left[\left\{\left(\frac{2\Omega}{\Delta\omega}\right)^2 + \left(\frac{2x}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{2y}{\Delta y}\right)^2\right\}^4\right]} e^{-i\varphi_1 \frac{\Omega^2}{2}} e^{iA_0 \cos[\Omega T + \varphi_0]}, \quad (1.14)$$

здесь Δx и Δy поперечные размеры пучка. Распределение интенсивности в осях τ, x, y выражается через Фурье-преобразование заданного распределения поля:

$$I(\tau, x, y) = |F^{-1}[E(\Omega, x, y)]|^2 \quad (1.15)$$

Определим безразмерные параметры: $\Psi = T\Delta\omega$, $\Gamma = L/\Delta\tau$ (отношение периода модуляции интенсивности L к длительности импульса $\Delta\tau$) и $M = \Delta\tau/\tau_F$. Характеризовать глубину модуляции интенсивности будем с помощью параметра $PV_0 = I_{max}/I_{min}$, где I_{max} и I_{min} – максимальное и минимальное значения интенсивности, которые определяются в середине импульса на масштабе периода модуляции L . Неоднородность глубины модуляции вдоль импульса будем характеризовать с помощью параметра $F = PV_0/PV_e$ (где PV_e – вычисляется при отстройке от центра импульса на величину $\Delta\tau/4$). Параметры PV_0 и PV_e в общем случае являются функцией величин A_0 , Ψ и M .

Далее численный анализ проведем для излучения со следующими параметрами: центральная длина волны – 1034 нм, ширина спектра по уровню FWHM – 12 нм, длительность Фурье-ограниченного импульса $\tau_F=190$ фс, длительность chirпированного импульса – 22 пс. Пространственно - временные распределения интенсивности эллипсоидальных импульсов и их сечений плоскостью $x=0$ приведены на рис. 1.14 для $A_0=0.05$ рад, $\Psi=195$ ($\Gamma=0.02$, $L=0.5$ пс), $\Psi=110$ ($\Gamma=0.04$, $L=1$ пс), $\Psi=65$ ($\Gamma=0.07$, $L=1.5$ пс), $\Psi=35$ ($\Gamma=0.1$, $L=2.5$ пс), $M=115$. Параметр $A_0 \ll 1$ был выбран в соответствии с рассмотренным приближением. Из графиков видно, что модуляция ведет себя по-разному для четырех рассмотренных случаев. Отметим, что представленные результаты соответствуют результатам, полученным при рассмотрении гауссовых импульсов. Увеличение амплитуды A_0 при постоянных значениях Ψ , Γ и M может вносить дополнительные

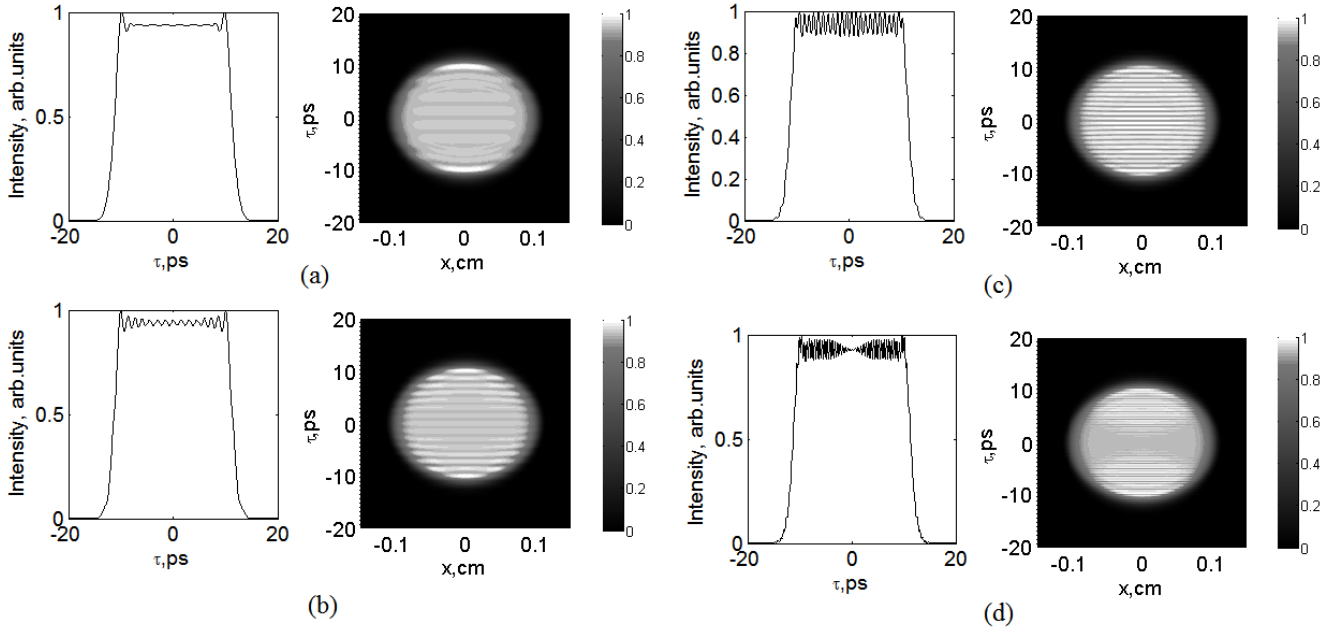


Рисунок 1.14 – Пространственно-временные распределения интенсивности эллипсоидальных импульсов ($M=115$, $A_0=0.05$ рад) в плоскости τx и их сечения плоскостью $x=0$ для четырех периодов фазовой модуляции: (a) $L=2.5$ пс ($\Psi=35$), (b) $L=1.5$ пс ($\Psi=65$), (c) $L=1$ пс ($\Psi=110$), (d) $L=0.5$ пс ($\Psi=195$)

искажения в распределении интенсивности (рис. 1.15), а также приводить к разделению импульса на отдельные части. Связь между глубиной модуляции PV_0 и амплитудой модуляции A_0 носит монотонный возрастающий характер. На рис. 1.16а показана зависимость параметра PV_0 от величин Ψ , M . Из приведенного графика видно, что изменение величины PV_0 в зависимости от параметра Ψ носит квазипериодический характер и имеет чирп (период зависимости уменьшается при увеличении Ψ), что также находится в полном согласии с аналитическим результатом для гауссового распределения интенсивности. Важно отметить, что при фиксированной величине Ψ увеличение/уменьшение параметра M (что соответствует изменению длительности чирпированного импульса) приводит к изменению параметра PV_0 и, в частности, при определенных значениях, модуляция импульса в центре пропадает.

Для получения требуемой глубины модуляции PV_0 при уменьшении периода L (что соответствует уменьшению безразмерного параметра Γ) повышаются требования к точности задания периода модуляции фазы спектра T (рис.1.16b). Зависимость параметра Γ от Ψ при фиксированных A_0 и M представлена на рис. 1.17а, из которого видно, что уменьшение периода колебаний угибающей импульса требует увеличения периода модуляции фазы спектра и наоборот. Амплитуда колебаний интенсивности вдоль импульса в общем случае является неоднородной. Оценим ее неоднородность с использованием ранее введенного параметра $F = PV_0/PV_e$. Диаграмма за-

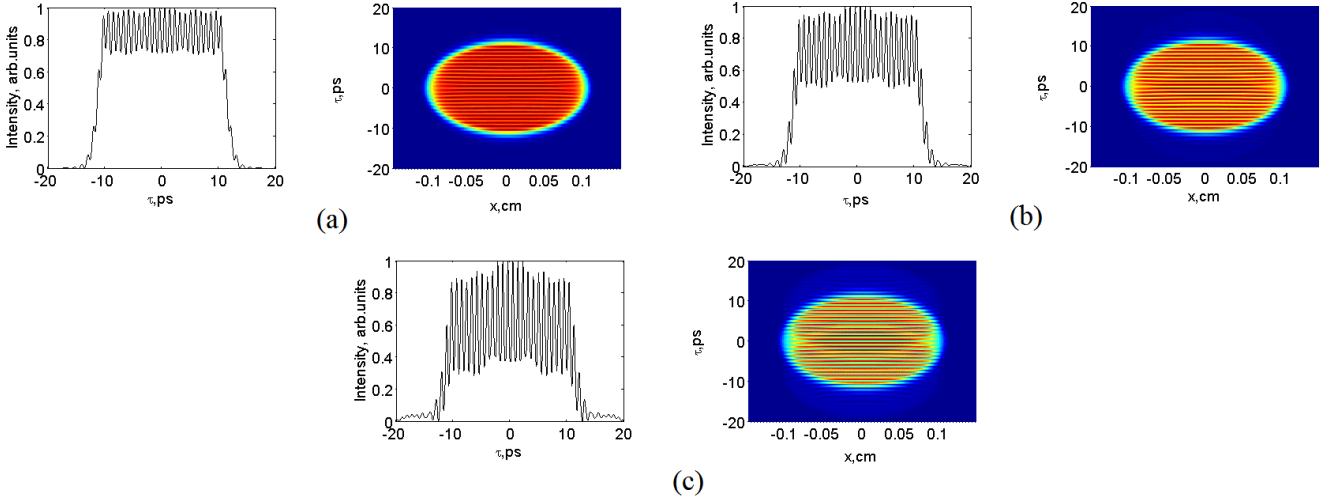


Рисунок 1.15 – Пространственно-временные распределения интенсивности эллипсоидальных импульсов при $\Gamma=0.04$ в плоскости τx и их сечения плоскостью $x=0$ для трех значений амплитуды модуляции: (a) $A_0=0.15$ рад, (b) $A_0=0.3$ рад, (c) $A_0=0.5$ рад

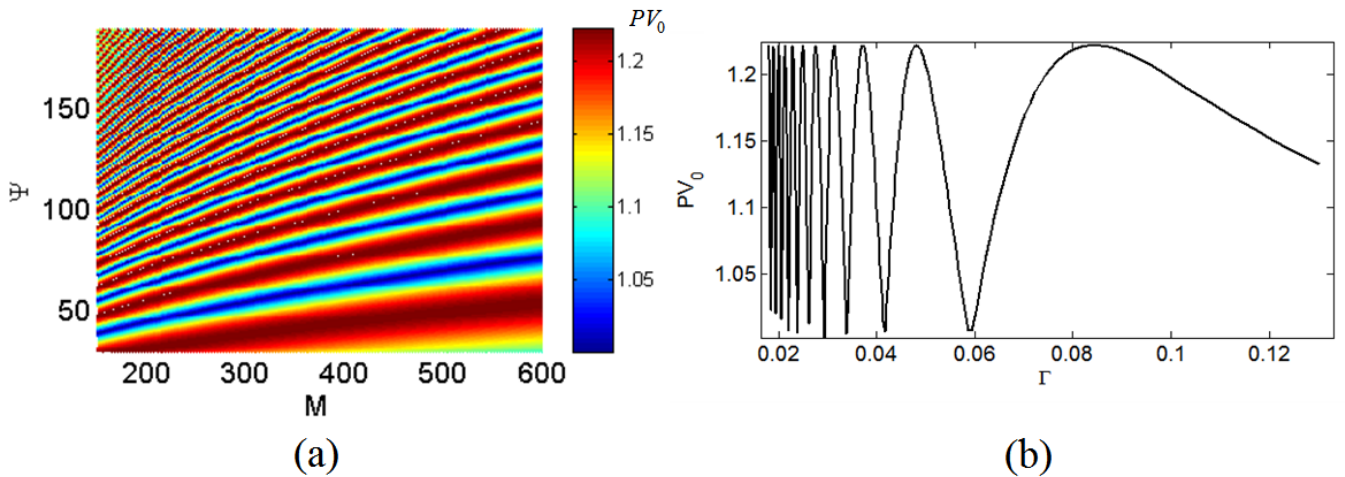


Рисунок 1.16 – (a) Зависимость глубины модуляции PV_0 от параметров Ψ и M ; (b) Кривая зависимости $PV_0(\Gamma)$ при фиксированном значении M

висимости $F(M, \Psi)$ представлена на (рис. 1.17b). Из рисунка видно, что области оптимальных значений $F \approx 1$ сужаются с увеличением параметра Ψ и существует ограниченный набор значений Ψ и M при котором искажения в пространственно-временном распределении интенсивности минимальны вдоль импульса. Представленные результаты численного моделирования позволяют получить оптимальную комбинацию параметров PV, Ψ, Γ, M для формирования эллипсоидального распределения интенсивности с периодической модуляцией с заданным периодом и желаемой глубиной модуляции.

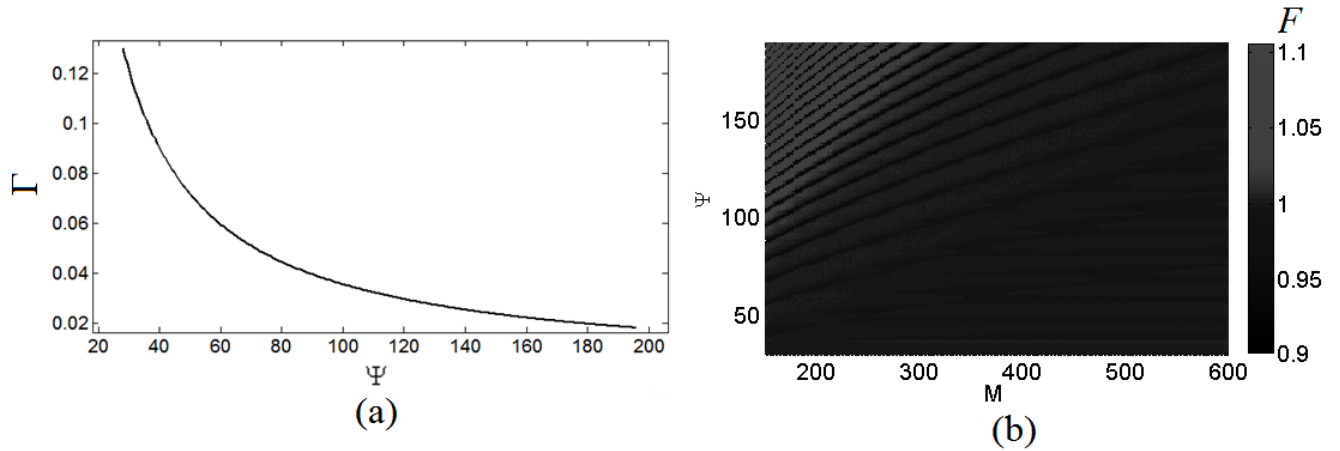


Рисунок 1.17 – (а) Характерная зависимость параметра Γ от Ψ , вычисленная для центральной части импульса при $A_0=0.05$, $M=250$; (б) Зависимость величины неоднородности модуляции F от периода модуляции фазы спектра и величины частотного чирпа

В работах [93, 99] было обнаружено (см. раздел 1.2), что лазерный импульс с линейной частотной модуляцией при прохождении через слой нематических жидких кристаллов пространственного модулятора света SLM (производитель Hamamatsu) приобретает периодическую модуляцию во временном распределении интенсивности (рис. 1.18а). Можно предположить, что, проходя через слой жидких кристаллов, импульс приобретает дополнительную периодическую модуляцию фазы спектра, которая приводит к проявлению модуляции в распределении интенсивности. Наличие такой модуляции в некоторых задачах является крайне нежелательной и ее необходимо минимизировать. Оказывается, уменьшить амплитуду модуляции интенсивности

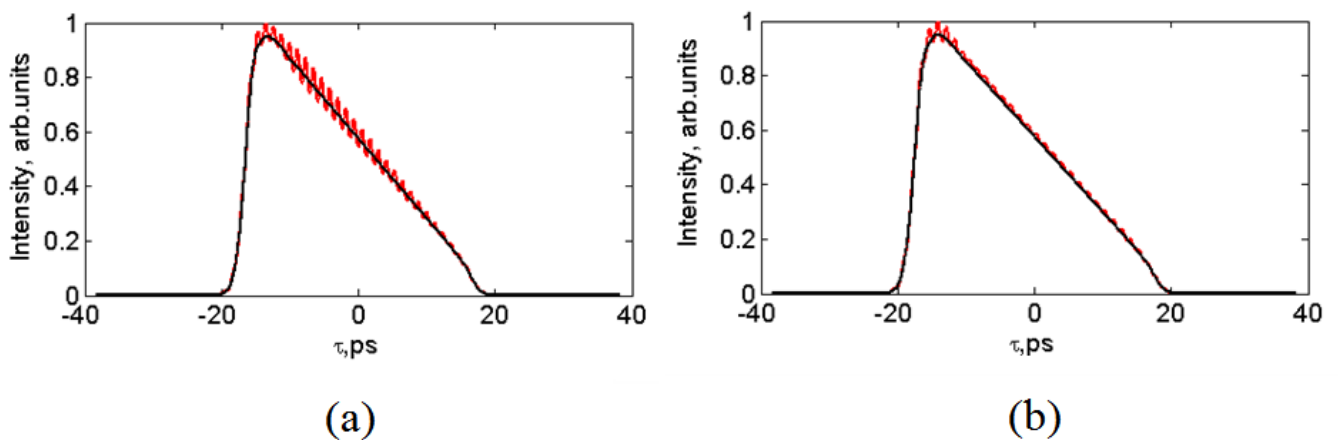


Рисунок 1.18 – Временные профили треугольных импульсов без модуляции (черная кривая) и с модуляцией (красная кривая) при длительности импульса (FWHM) 19.3 (а) и 20.4 (б) пс

можно за счет изменения величины линейного чирпа у лазерного импульса. В результате чего

изменится его длительность и, следовательно, параметр Γ при неизменных параметрах, определяющих периодическую модуляцию фазы спектра (см. выражение (1.11)). Рис. 1.18 наглядно демонстрирует возможность значительного уменьшения амплитуды колебаний на примере промодулированного импульса треугольной формы (длительность импульса по уровню FWHM 20 пс, период модуляции во времени 1 пс, ширина спектра 5 нм). Увеличение длительности на 5% позволяет уменьшить параметр PV_0 с 1.1 до 1.01. Таким образом, нежелательный эффект от внесенной модуляции фазы спектра, может быть уменьшен за счет изменения длительности импульса всего на единицы процентов.

1.4 Получение лазерных импульсов с периодической модуляцией интенсивности в интерферометрических схемах

При генерации ТГц излучения методом оптического выпрямления в различных нелинейных средах [77, 79] используется смешение двух задержанных относительно друг друга линейно chirпированных лазерных импульсов для получения промодулированных во времени с характерным периодом \sim пс сигналов [74] в нелинейном элементе. Такое смешение можно реализовать при использовании схем интерферометров Майкельсона и Маха-Цендера, но управление глубиной модуляции в таких устройствах трудоемко с экспериментальной точки зрения. В работе [77] был использован интерферометр Фабри-Перо, однако глубиной модуляции в этом случае управлять не представляется возможным. В поляризационных интерферометрах управление глубиной модуляции легко осуществимо за счет изменения состояния поляризации на входе в интерферометр.

На рис.1.19 приведены схемы интерферометра в "in-line" исполнении (а) и интерферометра Майкельсона (b). В "in-line" схеме интерферометр Майкельсона заменяется на двулучепреломляющий кристалл, вырезанный под углом к оптической оси θ , быстрая ось которого ориентирована под углом $\psi = 0$. После прохождения интерферометров (точка (1)) необходимо обеспечить интерференцию между двумя ортогонально поляризованными chirпированными импульсами, задержанными друг относительно друга на время Δt . Для этого может быть использована полуволновая пластинка (расположенная под углом $\rho = 22.5^\circ$) или расположенные под углом $2\rho = 45^\circ$ поляризационный разделитель или четвертьволновая пластинка [100]. Задержка между двумя импульсами с ортогональными состояниями поляризации в "in-line" схеме будет определяться выражением: $\Delta t = L \cdot (1/v_g^o - 1/v_g^e)$, где v_g^o, v_g^e - групповые скорости импульсов с обыкновенной и необыкновенной поляризацией, L - толщина кристалла. Отметим, что "in-line" схема обладает неоспоримым преимуществом с точки зрения простоты настройки, но она менее гибкая для перестройки частоты модуляции. Обе представленные схемы математически эквивалентны.

Линейно поляризованное излучение на входе в интерферометр запишем в виде:

$$E = E_0(z, \tau) \begin{bmatrix} \cos \delta \\ \sin \delta \end{bmatrix} \quad (1.16)$$

Здесь δ - угол наклона поляризации, $E_0(z, \tau)$ - поле лазерного импульса. При использовании полуволновой фазовой пластинки интенсивность излучения на выходах (3) и (4) будет иметь вид:

$$\begin{aligned} I_3(z, \tau) &= \left| \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos [2\rho] & \sin [2\rho] \\ \sin [2\rho] & -\cos [2\rho] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \delta E_0(z, \tau) \\ \sin \delta E_0(\Delta t + \tau, z + \tilde{z}) \end{bmatrix} \right|^2 = \\ &= I_0(z, \tau) \cos^2 [2\rho] \cos^2 \delta + I_0(z + \tilde{z}, \Delta t + \tau) \sin^2 [2\rho] \sin^2 \delta + \\ &+ \frac{1}{4} \sin [4\rho] \sin [2\delta] (E_0^*(z, \tau) E_0(z + \tilde{z}, \Delta t + \tau) + E_0(z, \tau) E_0^*(z + \tilde{z}, \Delta t + \tau)) \\ I_4(z, \tau) &= \left| \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos [2\rho] & \sin [2\rho] \\ \sin [2\rho] & -\cos [2\rho] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \delta E_0(z, \tau) \\ \sin \delta E_0(\Delta t + \tau, z + \tilde{z}) \end{bmatrix} \right|^2 = \\ &= I_0(z, \tau) \sin^2 [2\rho] \cos^2 \delta + I_0(z + \tilde{z}, \Delta t + \tau) \cos^2 [2\rho] \sin^2 \delta - \\ &- \frac{1}{4} \sin [4\rho] \sin [2\delta] (E_0^*(z, \tau) E_0(z + \tilde{z}, \Delta t + \tau) + E_0(z, \tau) E_0^*(z + \tilde{z}, \Delta t + \tau)) \end{aligned} \quad (1.17)$$

Здесь \tilde{z} - разность хода, Δt - задержка между импульсами. Запишем поле исходного лазерного импульса следующим образом:

$$E_0(z, \tau) = F_- \left[A_{0\Omega} e^{-2 \ln 2 \frac{\Omega^2}{\Delta\Omega^2}} e^{i\varphi_\omega \frac{\Omega^2}{2}} \right] e^{-i\omega_0 \tau + ik_0 z} = A_{0\tau} e^{-2 \ln 2 \frac{\tau^2}{\Delta\tau^2}} e^{i\varphi_\tau \frac{\tau^2}{2}} e^{-i\omega_0 \tau + ik_0 z} \quad (1.18)$$

Здесь φ_ω - параметр частотного chirpa, $\varphi_\tau = \frac{\varphi_\omega \Delta\Omega^2}{\Delta\tau_F^2 + \varphi_\omega^2 \Delta\Omega^2}$, $\Delta\Omega$ - спектральная ширина, $\Delta\tau$ - длительность chirпированного импульса, $\Delta\tau_F$ - длительность Фурье-ограниченного импульса, k_0 - волновое число, ω_0 - центральная частота, F_- - оператор обратного преобразования Фурье. Тогда выражения для интенсивности в точках (3) и (4) будут иметь вид ($\rho = 22.5^\circ$):

$$\begin{aligned} I_3(\tau) &= \frac{1}{2} |A_{0\tau}|^2 e^{-4 \ln 2 \frac{\tau^2}{\Delta\tau^2}} \left(\cos^2 \delta + C_1^2(\tau) \sin^2 \delta + C_1(\tau) \sin 2\delta \cos[\varphi_\tau \Delta t \tau + \Phi] \right) \\ I_4(\tau) &= \frac{1}{2} |A_{0\tau}|^2 e^{-4 \ln 2 \frac{\tau^2}{\Delta\tau^2}} \left(\cos^2 \delta + C_1^2(\tau) \sin^2 \delta + C_1(\tau) \sin 2\delta \cos[\varphi_\tau \Delta t \tau + \Phi + \pi] \right) \end{aligned} \quad (1.19)$$

Здесь $C_1(\tau) = e^{-2 \ln 2 \frac{2\Delta\tau + \Delta\tau^2}{\Delta\tau^2}}$, $\Phi = \varphi_\tau \Delta t^2 / 2 - \omega_0 \Delta t + \Delta\phi$, $\Delta\phi$ - фазовый набег. Таким образом, на выходе имеются два импульса с ортогональной поляризацией, у которых распределения интенсивности, за исключением фазового сдвига на π внутри модуляции, идентичны. При использовании четвертьволновой пластинки или поляризационного разделителя выражения (1.19) не изменятся с точностью до сдвига фазы модуляции на $\pi/2$.

Глубина модуляции $\kappa(\tau)$ будет определяться выражением:

$$\kappa(\tau) = \frac{2C_1(\tau) \sin 2\delta}{\cos^2 \delta + C_1^2(\tau) \sin^2 \delta + C_1(\tau) \sin 2\delta} \quad (1.20)$$

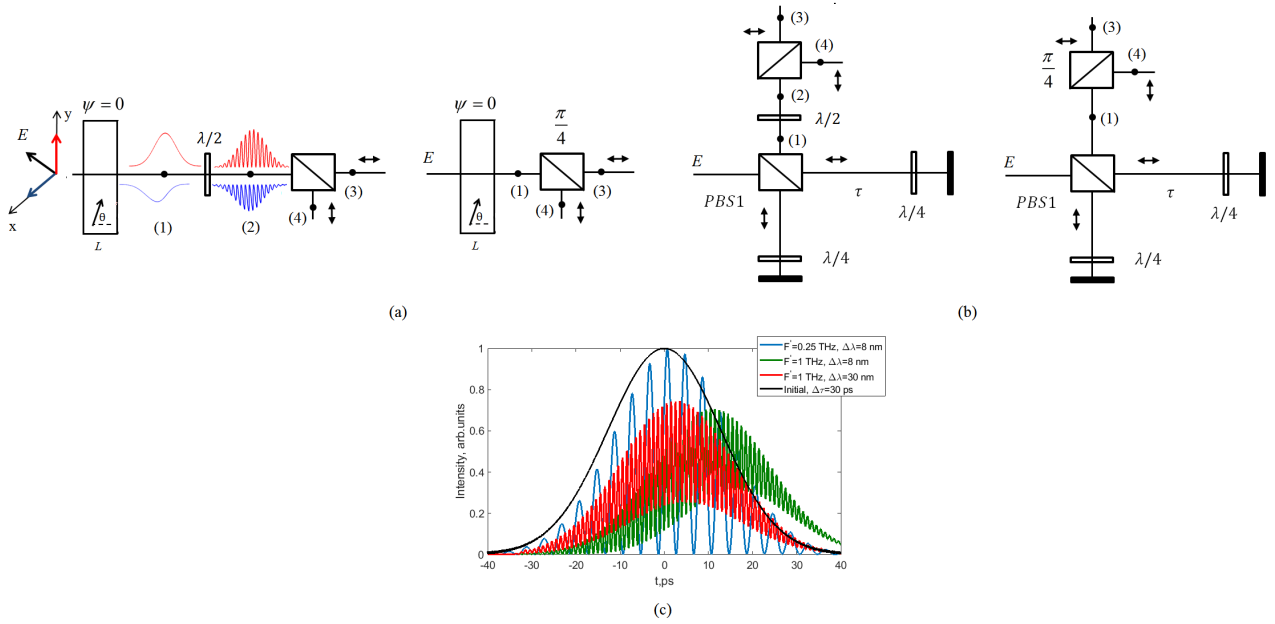


Рисунок 1.19 – Схемы поляризационного интерферометра в "in-line" исполнении (a); Схемы поляризационного интерферометра Майкельсона (b); Временные распределения интенсивности на выходе из интерферометра для одной поляризации при частоте модуляции 0.25 ТГц (ширина спектра 8 нм ($\Delta f = 2.2$ ТГц), $\delta = 45^\circ$), 1 ТГц (ширина спектра 8 и 30 нм ($\Delta f = 8.4$ ТГц), $\delta = 75^\circ$)(c);

В результате импульсы на выходе из интерферометров имеют модуляцию с периодом $T' = 2\pi/(\varphi_\tau \Delta t)$ (частотой $F' = 1/T'$), при этом расстояние между компонентами в модулированном спектре $\Delta\Omega' = 2\pi/\Delta t = \varphi_\tau T'$.

Глубина модуляции является не только функцией угла поляризации, но и переменных Δt и τ , что приводит к неравномерной глубине модуляции вдоль временной координаты импульса. При уменьшении периода модуляции неравномерность увеличивается, поскольку при прочих неизменных параметрах требуется увеличивать задержку между импульсами (частота модуляции определяется разностью между частотами красной и синей компонент взаимодействующих импульсов). С уменьшением величины задержки искажения становятся меньше, но увеличивается период модуляции. На рис. 1.19c приведены распределения интенсивности в точке (3) при частоте модуляции 0.25 ТГц (ширина спектра 8 нм ($\Delta f = 2.2$ ТГц), $\delta = 45^\circ$), 1 ТГц (ширина спектра 8 и 30 нм ($\Delta f = 8.4$ ТГц), $\delta = 75^\circ$). Таким образом, снизить неравномерность распределения интенсивности можно за счет использования более широкополосных импульсов. Поскольку $\varphi_\tau = \frac{\varphi_\omega \Delta\Omega^2}{\Delta\tau_F^2 + \varphi_\omega^2 \Delta\Omega^2}$, то период модуляции приближенно равен $T' = 2\pi\varphi_\omega/\Delta t$ и не зависит от спектральной ширины импульса. Использование широкополосных лазерных импульсов той же длительности позволяет уменьшить величину чирпа и временную задержку (при этом величина $\varphi_\omega/\Delta t = const$), что в значительной степени снижает неравномерность в глубине мо-

дуляции вдоль импульса.

На рис. 1.20а приведена зависимость глубины модуляции κ от угла поляризации δ при $t = 0$. Зависимость неоднородности модуляции ($\eta = (\kappa_r - \kappa_l)/\kappa_r$, значения κ_r и κ_l определялись на расстоянии ± 10 пс от максимума распределения) в зависимости от спектральной ширины $\Delta\lambda$ и угла поляризации δ при $F' = 1$ ТГц показана на рис. 1.20b, на рис. 1.20c приведена зависимость неоднородности модуляции η в зависимости от спектральной ширины $\Delta\lambda$ и частоты модуляции F' при $\delta = 75^\circ$. Из представленных зависимостей видно, что при $\delta = 45^\circ$ ($\kappa = 1$) для гауссовых импульсов искажения отсутствуют. Однако при уменьшении глубины модуляции для снижения искажений в распределении интенсивности необходимо использовать более широкополосные импульсы. В частности, для получения равномерной модуляции с частотой более 1 ТГц и $\kappa \approx 0.5$ требуется использовать лазерные импульсы со спектральной шириной более 30 нм.

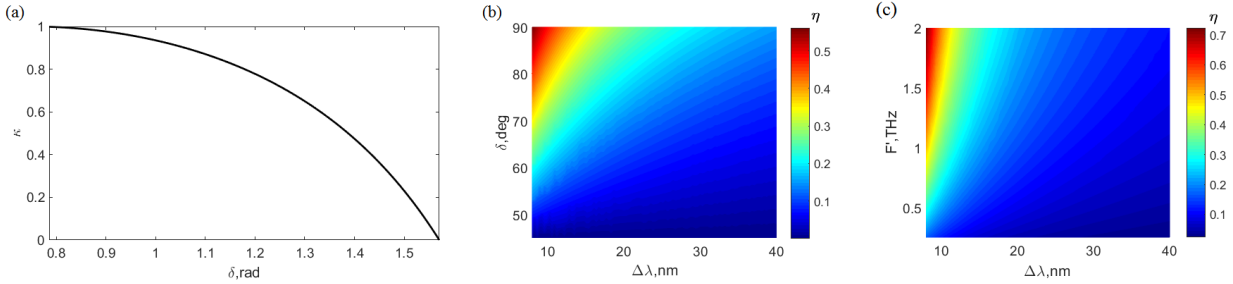


Рисунок 1.20 – Зависимость глубины модуляции импульса на выходе из интерферометра от угла поляризации δ (а); Зависимость неоднородности модуляции η в зависимости от спектральной ширины $\Delta\lambda$ и угла поляризации δ при $F' = 1$ ТГц (b); в зависимости от спектральной ширины $\Delta\lambda$ и частоты модуляции F' при $\delta = 75^\circ$ (c)

Оценим влияние неоднородности оптических элементов на период модуляции. Влияние неоднородностей определяется условием $\frac{\tilde{z}'}{c\Delta t_0} \ll 1$, здесь \tilde{z}' - масштаб неоднородности, Δt_0 - задержка между импульсами без учета неоднородности. Поскольку задержка между импульсами имеет порядок пс, то выполнение данного условия обеспечивается при отражении/прохождении через оптический элемент автоматически и период модуляции от величины неоднородности не зависит. Неплоский фазовый фронт взаимодействующих пучков может привести к фазовому рассогласованию между модуляцией внутри пучка. Задержка между импульсами имеет порядок пс (разность хода $\tilde{z} \sim$ мм), размер пучка D составляет несколько мм. Для оценки воспользуемся гауссовым пучком с зависящей от поперечной координаты r фазой: $\gamma = \frac{\pi r^2}{\lambda R} - \Phi'$, где $R = z \left(1 + \frac{z_0^2}{z^2}\right)$, $\Phi' = \arctan(z/z_0)$, $z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$, w_0 - размер пучка в перетяжке. При указанных параметрах ($z \sim$ м, $w_0 \sim 10^{-4}$ м) разность фаз $\Delta\gamma = \gamma(z) \Big|_{r=D/2} - \gamma(z + \tilde{z}) \Big|_{r=D/2} \ll \pi$. То есть, фазовое рассогласование на принятых масштабах незначительно.

Поскольку фотокатод требуется облучать эллипсоидальными импульсами, то рассмотрим возможность создания периодической модуляции интенсивности у эллипсоидальных лазерных импульсов ИК, видимого и УФ-диапазонов при использовании указанных интерферометрических схем. На входе в интерферометр спектральная амплитуда эллипсоидального chirпированного по частоте лазерного импульса задается следующим выражением:

$$E(\Omega, x, y) = E_0 e^{-\cosh\left[\left\{\left(\frac{2\Omega}{\Delta\omega}\right)^2 + \left(\frac{2x}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{2y}{\Delta y}\right)^2\right\}^4\right]} e^{-i\varphi_\omega \frac{\Omega^2}{2}}. \quad (1.21)$$

Распределение интенсивности на выходе из интерферометра рассчитывалось по формулам (1.17). На рис. 1.21 показаны распределения интенсивности на выходе из интерферометра (ширина спектра по уровню FWHM 12 нм ($\Delta f = 3.4$ ТГц), длительность импульса - 30 пс, центральная длина волны 1034 нм) при следующих частоте и глубине модуляции: $F' = 0.5$ ТГц и $\delta = 45^\circ$ (а), $F' = 1$ ТГц и $\delta = 75^\circ$ (б), $F' = 1$ ТГц и $\delta = 45^\circ$ (с). Видно, что с уменьшением периода модуля-

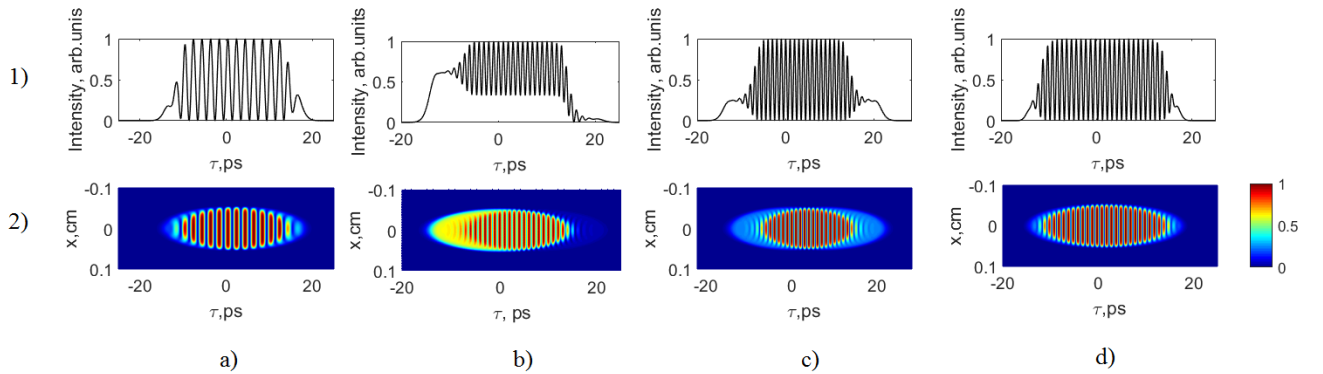


Рисунок 1.21 – Временные распределения интенсивности на выходе из интерферометра при $F' = 0.5$ ТГц и $\delta = 45^\circ$ (1,а), $F' = 1$ ТГц и $\delta = 75^\circ$ (1,б), $F' = 1$ ТГц и $\delta = 45^\circ$ (1,с), $F' = 1$ ТГц и $\delta = 45^\circ$ ($\Delta\lambda = 35$ нм ($\Delta f = 10$ ТГц)) (1,д); соответствующие пространственно-временные распределения интенсивности на выходе из интерферометра (2)

ции на переднем и заднем фронтах образуются "пьедесталы" в том числе и при $\delta = 45^\circ$. Этот негативный эффект связан с тем, что в области, где импульсы не пересекаются во времени, нет интерференции, а для уменьшения периода модуляции требуется увеличивать время задержки между импульсами. Однако, как было показано выше, минимизировать подобные искажения можно путем увеличения спектральной ширины импульса.

На рис. 1.21д показано распределение интенсивности эллипсоидального импульса с частотой модуляции 1 ТГц (ширина спектра 35 нм). Отметим, что для минимизации искажений в распределении интенсивности задержка между эллипсоидальными импульсами должна составлять не более 10% от длительности импульсов. На рис. 1.22 приведена зависимость параметра

неоднородности глубины модуляции η' ($\eta' = (\kappa'_m - \kappa'_l) / \kappa'_m$, здесь κ'_m - глубина модуляции в статистическом центре импульса, κ'_l - глубина модуляции вблизи переднего фронта) от ширины спектра при $\delta = 45^\circ$ для центральной длины волны 1034, 517 и 285.5 нм. Из графиков видно, что ширины спектра 35-55 нм (10-15 ТГц) достаточно для формирования эллипсоидальных лазерных импульсов ИК диапазона (1034 нм) с периодической модуляцией интенсивности с частотой 1-2 ТГц. Для получения распределений интенсивности с минимальными искажениями требуется спектральная ширина около 9 нм ($\Delta f = 10$ ТГц) на второй гармонике и 3 нм ($\Delta f = 13$ ТГц) на четвертой при частоте модуляции около 1 ТГц.

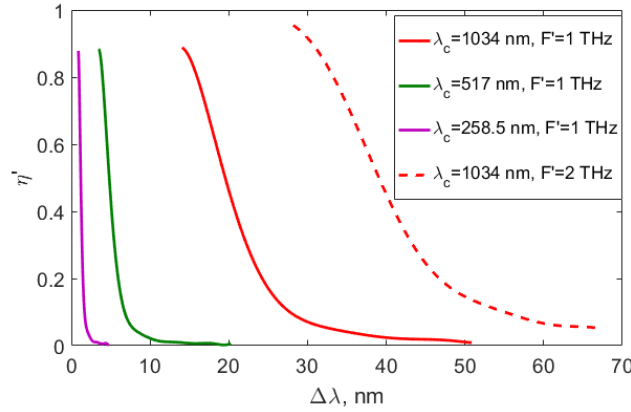


Рисунок 1.22 – Зависимость параметра неоднородности глубины модуляции η' от ширины спектра при $\delta = 45^\circ$ для центральной длины волны 1034, 517 и 285.5 нм

Снизить требования к спектральной ширине при формировании лазерных импульсов с глубиной модуляции $\kappa < 1$ и получить близкое к 100% КПД (один выходной порт) можно следующим способом. В точке (2) суммарное распределение интенсивности не имеет никакой модуляции во времени, а поляризация является эллиптической. Если же организовать между двумя ортогонально поляризованными импульсами задержку, компенсирующую разность фаз π внутри модуляции, то суммарная интенсивность будет промодулирована с глубиной, зависящей от величины задержки, но поляризация в этом случае будет зависеть от времени. Организовать такую задержку можно с помощью двулучепреломляющего кристалла длиной L_2 (рис. 1.23а,б), быстрая ось которого ориентирована под углом $\psi = 0$, то, для лазерного импульса вида (1.18), получим следующие выражения для интенсивности:

$$I_{\leftarrow}(\tau) = \frac{1}{2} e^{-4 \log 2 \frac{\tau^2}{\Delta\tau^2}} \left[C_2 \left(\cos^2 \delta + C_3^2 \sin^2 \delta + C_3 \cos [\varphi_\tau \Delta t \tau + \varphi_\tau \Delta t \Delta t_2 + \Phi] \right) \right] \quad (1.22)$$

$$I_{\downarrow}(\tau) = \frac{1}{2} e^{-4 \log 2 \frac{\tau^2}{\Delta\tau^2}} \left[\cos^2 \delta + C_1^2 \sin^2 \delta + C_1 \cos [\varphi_\tau \Delta t \tau + \Phi + \pi] \right]$$

Здесь $C_2 = e^{-4 \log 2 \frac{2\tau \Delta t_2 + \Delta t_2^2}{\Delta\tau^2}}$, $C_3 = e^{-2 \log 2 \frac{2\tau(\Delta t + \Delta t_2) + \Delta\tau^2}{\Delta\tau^2}}$, $\Delta t_2 = L_2 \cdot (1/v_{g2}^o - 1/v_{g2}^e)$, где v_{g2}^o, v_{g2}^e - групповые скорости импульсов с обыкновенной и необыкновенной поляризацией во втором кристалле. Из

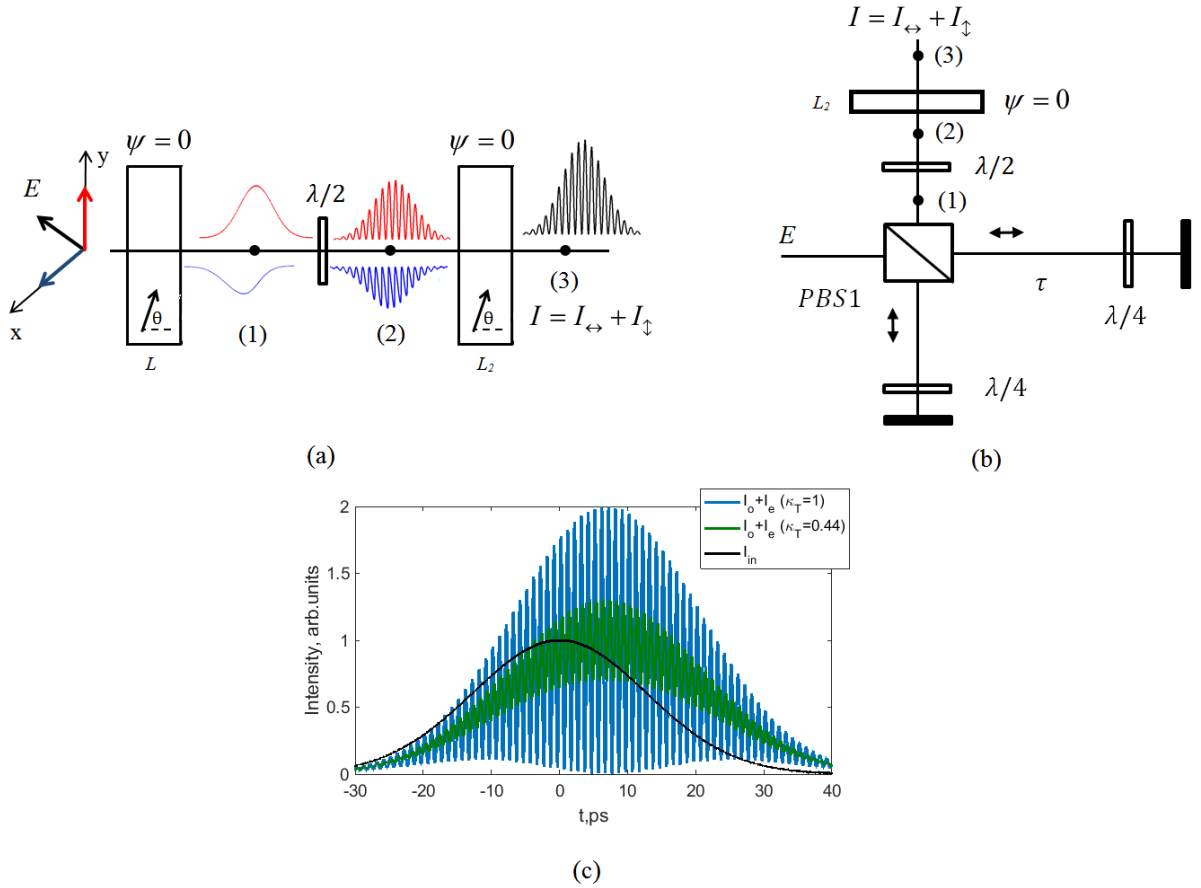


Рисунок 1.23 – Схема поляризационного интерферометра в "in-line" исполнении с одним выходным портом (а); Схема поляризационного интерферометра Майкельсона с одним выходным портом (б); Временные распределения интенсивности на выходе из второго кристалла при глубине модуляции $\kappa_T = 1$ и $\kappa_T = 0.44$, исходное распределение интенсивности на входе в интерферометр (центральная длина волны 1034 нм, $\Delta\lambda = 8$ нм)(с)

приведенных формул видно, что суммарная интенсивность $I = I_{\leftrightarrow} + I_{\uparrow}$ имеет модуляцию, глубина которой максимальна при $\Delta t_2^{opt} = \frac{\pi}{\varphi_1 \Delta t} \approx \frac{\varphi_{\omega} \pi}{\Delta t}$, но импульс в этом случае имеет меняющееся во времени состояние поляризации. Кроме того, так как при $\delta = 45^\circ$ глубина модуляции $\kappa = 1$ (для плавных импульсов искажения в распределении интенсивности в этом случае отсутствуют), то варьируя задержку Δt_2 можно управлять глубиной модуляции выходного импульса κ_T от 0 до 1. На рис. 1.23с приведены временные распределения интенсивности на выходе (3) при оптимальной величине Δt_2^{opt} (глубина модуляции $\kappa_T = 1$, $\delta = 45^\circ$) и при $0.2\Delta t_2^{opt}$, ($\kappa_T = 0.44$), а также исходное распределение интенсивности на входе в интерферометр (центральная длина волны 1034 нм, $\Delta\lambda = 8$ нм, $F' = 1$ ТГц).

На рис. 1.24 показаны, вычисленные для кристалла ВВО, зависимости величины задержки между импульсами на 1 мм длины кристалла Δt_{mm} и глубины модуляции κ_T ($L_2^{BBO} = 1$ мм) от

угла θ при центральных длинах волн 1034, 517 и 258.5 нм. При проведении вычислений были использованы спектральные ширины 8,4 и 2 нм соответственно. Таким образом, предложенным способом можно сформировать модулированные лазерные импульсы УФ-диапазона в "in-line" геометрии при наличии только одного выходного порта. Недостатком предложенного способа является деполаризованность излучения на выходе из второго кристалла.

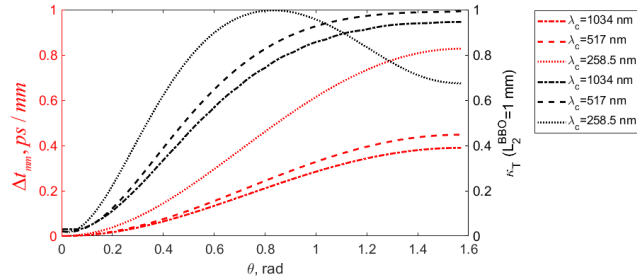


Рисунок 1.24 — Зависимости величины задержки между импульсами на 1 мм длины кристалла ВВО Δt_{mm} и глубины модуляции κ_T ($L_2^{BBO} = 1$ мм) от угла θ при центральных длинах волн 1034, 517 и 258.5 нм

Предложенный способ формирования лазерных импульсов с управляемой глубиной модуляции, однородной по длительности импульса, не требует значительного увеличения спектральной ширины, но требует достаточно плавных временных фронтов, поскольку только в этом случае искажений в распределении интенсивности при $\kappa = 1$ не возникает. Как было показано ранее, у эллипсоидальных импульсов резкие временные фронты, поэтому искажения в распределении интенсивности присутствуют даже при $\kappa = 1$. Рассмотренный подход позволяет получать модулированные лазерные импульсы с плавными временными фронтами независимо от спектрального диапазона и одинаково работает, как для импульсов ИК диапазона, так и для УФ.

Рассмотренная схема позволяет получать модулированные лазерные импульсы независимо от спектрального диапазона, от ИК до УФ. Поскольку, для минимизации искажений в распределении интенсивности, требуется использовать широкополосные импульсы, то в этом случае эффективнее получить модуляцию интенсивности в ИК диапазоне и затем, с помощью последовательной генерации второй и четвертой гармоники, получить модулированный импульс в УФ-диапазоне. Поскольку дисперсионные эффекты оказывают значительное влияние на преобразование в четвертую гармонику, имеет смысл формировать импульс второй гармоники с $\kappa'_m = 1$ и затем управлять глубиной модуляции четвертой гармоники при преобразовании. Такой подход будет подробно рассмотрен в главе 2.

Для проверки работоспособности поляризационного интерферометра Майкельсона для формирования лазерных импульсов с периодической модуляцией интенсивности была собрана экспериментальная установка. Оптическая схема собранного интерферометра аналогична изображен-

ной на рис. 1.19а с использованием полуволновой пластинки. В качестве источника применялся Yb-волоконный CPA лазер на длине волны $\lambda \approx 1034$ нм с шириной спектра $\Delta\lambda \approx 6$ нм. Лазер имеет два выходных канала: основной и диагностический. Длительность chirпированного импульса (в основном канале) составляла около 13 пс. Длительность импульса в диагностическом канале близка к Фурье-пределу 200 фс. Для диагностирования распределения интенсивности во времени использовался сканирующий кросс-коррелятор, в котором осуществлялось детектирование второй гармоники, генерируемой при неколлинеарном взаимодействии импульсов основного и диагностического каналов в кристалле ВВО I-типа длиной около 1 мм, для разных временных задержек между взаимодействующими импульсами. Сигнал принимался фотодиодом и регистрировался осциллографом в автоматическом режиме. Полученная осциллограмма (при условии, что длительность диагностического импульса много меньше, чем основного) пропорциональна распределению интенсивности в измеряемом импульсе. Сканирующая временная задержка в диагностическом канале была реализована с помощью пьезодиска диаметром около 60 мм с наклеенным на его плоскую часть волокном длиной 80 метров, к диску подводилось пилообразное напряжение амплитудой до 500 В.

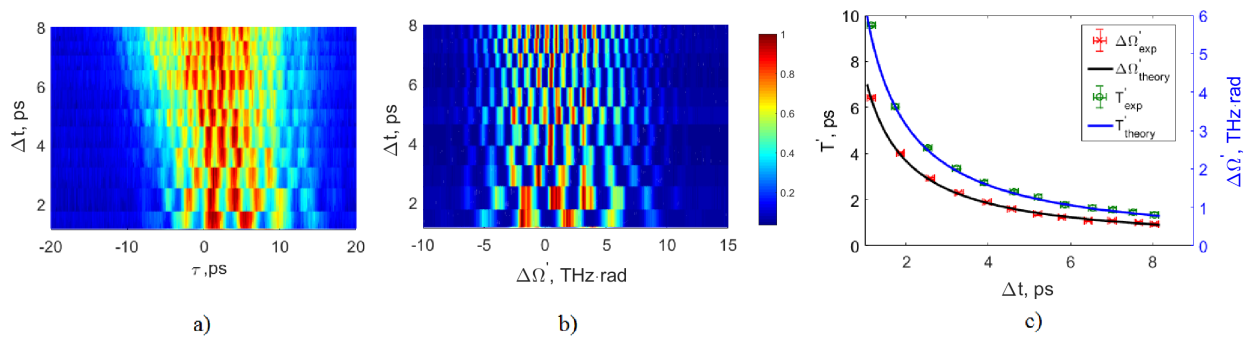


Рисунок 1.25 – Набор кросс-корреляционных функций в зависимости от задержки между импульсами Δt в интерферометре (а); Набор измеренных спектров импульсов на выходе из интерферометра в зависимости от задержки Δt в интерферометре (б); Зависимость периода модуляции T' и расстояния между компонентами в модулированном спектре $\Delta\Omega'$ от величины задержки между импульсами Δt

На рис. 1.25а изображен набор кросс-корреляционных функций, измеренных при различной величине задержки Δt между импульсами в интерферометре. Каждая строчка графика соответствует кросс-корреляционной функции, полученной при заданной задержке. На рис. 1.25б показан график, где каждая строчка соответствует спектру (получен с использованием спектрометра) импульса после прохождения интерферометра. При выполнении экспериментов $\delta = 45^\circ$, т.е. глубина модуляции $\kappa = 1$ независимо от величины задержки. На рисунке со спектральными распределениями хорошо видно, что глубина модуляции близка к 1. Однако кросс-корреляционные

картины имеют достаточно неглубокую модуляцию (см. рис. 1.25а). Наблюдаемое искажение связано с использованной схемой для сведения импульсов в нелинейном кристалле, оба импульса имеют остаточный угловой чирп, что сильно влияет на получение кросс-корреляционного сигнала модулированного импульса. На рис. 1.25с приведены зависимости периода модуляции T' и расстояния между компонентами в модулированном спектре $\Delta\Omega'$ от величины задержки между импульсами Δt . Точки соответствуют экспериментальным значениям, полученным при обработке кросс-корреляционных функций и спектров, сплошные линии - расчетные, выполненные по выражениям из раздела 2.1. Рис. 1.25с демонстрирует хорошее совпадение экспериментальных данных с теоретическими. Таким образом, используя поляризационный интерферометр Майкельсона возможно получить модулированные лазерные импульсы с частотой модуляции 1ТГц и выше.

Используя сформированные ИК лазерные импульсы с глубиной модуляции $\kappa \approx 1$ можно получить импульсы четвертой гармоники с контролируемой глубиной модуляции за счет совместного действия дисперсии и нелинейности преобразования. Предложенный подход, а также высокоэффективное преобразование во вторую гармонику, подробно рассмотрено во второй главе с помощью численного моделирования.

1.5 Заключение по главе 1

В первой главе была исследована возможность формирования лазерных импульсов с квазитреугольным распределением интенсивности в ИК-области спектра, с использованием аналитических и численных методов найдены оптимальные условия для их генерации. В экспериментах сформированы лазерные импульсы пикосекундной длительности (~ 30 пс, длина волны 1036 нм, ширина спектра 8 нм) с квазитреугольным распределением интенсивности во времени. Продемонстрировано хорошее согласие экспериментальных данных и результатов численного моделирования.

Обнаружено, что при отражении широкополосного чирпированного излучения матрица SLM компании Hamamatsu вносит периодические искажения (модуляцию) во временной профиль распределения интенсивности. Характерный период приобретенной модуляции зависит от величины частотного чирпа и с ростом чирпа характерный период модуляции увеличивается. Этот подход можно использовать в конструктивных целях. В главе предложен метод создания управляемой по глубине и периоду модуляции во временном распределении интенсивности у широкополосных линейно чирпированных лазерных импульсов за счет внесения дополнительной гармонической модуляции в фазу спектра. С использованием данного метода теоретически и экспериментально показана возможность формирования лазерных импульсов с длительностью десятки пикосекунд промодулированных во времени с характерным периодом (1-5 пс).

Численно и аналитически (для гауссова распределения интенсивности) показана зависимость глубины модуляции (параметра PV_0) от амплитуды модуляции фазы A_0 , периода модуляции T и параметра линейного чирпа φ_1 . Величина PV_0 осциллирующим образом зависит от периода модуляции T (периода модуляции во времени L), причем период этой зависимости уменьшается с ростом T (уменьшением L).

Показано, что существуют оптимальные наборы значений Γ, Ψ, M при которых в распределении интенсивности наблюдаются минимальные искажения ($F = 1$). В том случае, когда периодическая фазовая модуляция является нежелательным эффектом, с ней можно бороться за счет незначительного изменения длительности импульса. При изменении длительности импульса на единицы процентов, амплитуда нежелательных осцилляций интенсивности уменьшается более чем в 4 раза.

Представлены способы формирования лазерных импульсов с контролируемой по частоте и глубине периодической модуляцией интенсивности при использовании поляризационного интерферометра Майкельсона и двулучепреломляющих кристаллов. На примере гауссовых импульсов показано, что для получения импульсов (длительность ~ 30 пс) с частотой модуляции превышающей 1 ТГц для центральной длины волны $\lambda_c = 1034$ нм при однородной глубине (по длительности импульса) $\kappa < 1$ требуется использовать лазерные импульсы с шириной спектра > 30 нм. Однако при глубине модуляции $\kappa \approx 1$ ограничений на ширину спектра для гауссовых импульсов нет. Также продемонстрировано, что схема формирования модуляции с одним выходным портом позволяет создать лазерные импульсы ИК, видимого и УФ- диапазонов с управляемой глубиной модуляции (частота модуляции $F' = 1$ ТГц) при спектральной ширине 2-8 нм. Однако в этом случае на выходе схемы импульсы деполаризованы. При использовании схем профилирования с двумя выходными портами спектральная ширина должна быть значительно выше, но при этом поляризация сохраняется линейной.

Также в главе приведены результаты экспериментов по формированию лазерных импульсов с периодической модуляцией (период модуляция от 0.9 до 6.5 пс) на длине волны 1034 нм при спектральной ширине около 6 нм, параметре $\kappa \approx 1$. Аналогичные соотношения сохраняются и для 3D эллипсоидальных лазерных импульсов, однако из-за резких временных фронтов искажения в распределении интенсивности наблюдаются при $\kappa \approx 1$ и ширине спектра меньше 30 нм ($\lambda_c = 1034$ нм).

Глава 2 Высокоэффективная генерация оптических гармоник широкополосных chirпированных лазерных импульсов с сохранением 3D (x,y,t) структуры поля

В настоящее время активно развиваются методы ускорения электронных сгустков в поле кильватерной волны, возбуждаемой в плазме или электродинамических замедляющих структурах. Кильватерная волна возбуждается с помощью сил пространственного заряда управляющего электронного пучка, в отличие от лазерно-плазменного ускорения [10], в котором колебания электронной плотности возбуждаются с помощью короткого лазерного импульса. Возбужденная кильватерная волна следует за управляющим пучком и ускоряет инжектированный рабочий электронный пучок. Для повышения КПД перекачки энергии пучка в кильватерную волну необходимо использовать профилированные в пространстве и во времени электронные сгустки. В частности, в работе [12] показано, что для управляющего электронного пучка с треугольным распределением электронной плотности во времени КПД значительно повышается, т.е. увеличивается ускоряющее поле при данной энергии пучка.

Кроме того, представляет интерес формирование лазерных импульсов с периодической модуляцией интенсивности. Лазеры на свободных электронах в режиме усиленного спонтанного излучения (SASE FEL) активно используются для генерации терагерцовых импульсов мДж уровня энергии. С помощью мощного терагерцового излучения возможно реализовать управление проводимостью и многофотонными процессами в полупроводниковых сверхрешетках [101], спиновыми волнами в антиферромагнетиках [102], проводить исследования высокотемпературной сверхпроводимости [103], когерентно управлять кубитами в полупроводниках [104], ТГц излучение также находит множество применений в биофизике [105, 106]. Использование в ЛСЭ электронных сгустков длительностью несколько десятков пикосекунд с периодической модуляцией электронной плотности во времени позволяет стабилизировать фазу высокочастотного поля относительно огибающей терагерцового импульса и минимизировать временной джиттер между терагерцовым импульсом и электронным пучком.

В современных линейных ускорителях и лазерах на свободных электронах используются фотоинжекторы, в которых генерация электронов осуществляется с поверхности катода за счет фотоэмиссии под действием лазерного излучения. В первом приближении можно считать, что распределение электронной плотности повторяет 3D форму облучающего лазерного импульса. Таким образом, для получения электронного сгустка с модуляцией электронной плотности требуется облучать катод лазерными импульсами с периодической модуляцией интенсивности.

Соответственно, для получения электронных сгустков с нарастающей электронной плотностью требуется использовать лазерные импульсы с линейным ростом интенсивности во времени.

Полупроводниковые катоды обладают наибольшей квантовой эффективностью при их облучении лазерным излучением видимого и УФ-диапазона. При этом генерацию, усиление и 3D профилирование распределения интенсивности наиболее удобно реализовывать в инфракрасной области спектра [69, 71, 93]. В этом случае, для преобразования лазерного излучения в видимый и УФ диапазон необходима последовательная генерация второй и четвертой гармоники. Для профилирования, как правило, используют линейно chirпированные лазерные импульсы ИК диапазона, растянутые до длительности в несколько десятков пс с достаточно широким спектром (> 12 нм), что усложняет генерацию оптических гармоник с сохранением 3D-структуры поля. В общем случае после преобразования частоты полученное трехмерное распределение интенсивности будет сильно отличаться от исходного. Основной причиной таких искажений является различие между групповыми скоростями взаимодействующих импульсов.

В главе рассмотрено два возможных решения этой задачи: 1) генерация суммарной частоты лазерными импульсами с наклонным амплитудным фронтом (угловым chirпом); 2) неколлинеарная ГВГ импульсами с разными по знаку и равными по абсолютной величине частотными chirпами. Первый способ обеспечивает равенство групповых скоростей взаимодействующих импульсов за счет зависимости групповой скорости необыкновенной волны от углового chirпа. Вторым способом позволяет получить лазерный импульс второй гармоники с малой (соответствующей \sim Фурье-пределу от длительности chirпированного импульса) шириной спектра и 3D распределением интенсивности, повторяющим распределение интенсивности фундаментальной гармоники. Поскольку полученный профилированный импульс узкополосен, то генерировать четвертую гармонику можно классическим способом, т.к. дисперсионные эффекты пренебрежимо малы.

В главе получена система уравнений, описывающая неколлинеарное трехволновое взаимодействие сверхширокополосных лазерных импульсов с частотным и угловым chirпами, проведено численное моделирование. По результатам моделирования сделаны выводы о возможности высокоэффективного преобразования лазерного излучения в видимый и УФ - диапазон с минимальными потерями указанными выше способами. В том числе и при наличии периодической во времени модуляции интенсивности у импульсов ИК-диапазона. Получены условия, при которых наблюдаются минимальные искажения линейно возрастающего во времени 3D эллипсоидального распределения интенсивности chirпированных фемтосекундных импульсов при генерации второй, третьей и четвертой гармоники Ti-Sa лазера в кристаллах LBO, BBO и KBBF.

Кроме того, в главе предложен метод высокоэффективного получения четвертой гармоники широкополосных chirпированных лазерных импульсов с сохранением пространственно-временного распределения интенсивности. Для генерации второй гармоники используются импульсы с одинаковыми по модулю и противоположным по знаку линейными частотными chir-

нами при неколлинеарном взаимодействии оо-е типа. Генерация четвертой гармоники в этом случае выполняется в обычном коллинеарном режиме. На примере импульсов с 3D квазиэллипсоидальной формой (в том числе и при наличии периодической модуляции интенсивности во времени) с помощью численного моделирования продемонстрирована возможность сохранения сложной 3D структуры поля при ГЧГ с эффективностью преобразования 60%.

2.1 Математическая модель трехволнового взаимодействия широкополосных лазерных импульсов в нелинейном кристалле

При описании генерации суммарной частоты сверхширокополосных chirпированных лазерных импульсов следует учитывать точное дисперсионное соотношение для всех спектральных компонент импульса. В связи с этим, получим из уравнений Максвелла систему уравнений, описывающую векторное трехволновое взаимодействие с учетом влияния зависимости показателя преломления от длины волны. Исходное нелинейное волновое уравнение выглядит следующим образом:

$$(\partial_z^2 + \Delta_\perp)E(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \partial_t^2 \int_{-\infty}^t \varepsilon(t - t')E(\mathbf{r}, t')dt' = \frac{4\pi}{c^2} \partial_t^2 P_{nl}(\mathbf{r}, t) \quad (2.1)$$

Запишем выражения для полей через их огибающие:

$$E(\mathbf{r}, t) = \tilde{A}(z, \mathbf{r}_\perp, t)e^{i(\omega_0 t - k_0 z + \psi_0)}, P_{nl}(\mathbf{r}, t) = \tilde{P}(z, \mathbf{r}_\perp, t)e^{i(\omega_0 t - k_0 z + \psi_0)}$$

Подставляя в волновое уравнение, получим:

$$\left(-k_0^2 - 2ik_0 \partial_z + \partial_z^2 + \Delta_\perp\right)\tilde{A} + \left(k_0 - ik_1 \partial_t + \hat{D}\right)^2 \tilde{A} = \frac{4\pi}{c^2} \omega_0^2 \left(i + \frac{1}{\omega_0} \partial_t\right)^2 \tilde{P} \quad (2.2)$$

Здесь $\hat{D} = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{k_m}{m!} (-i\partial_t)^m + ik_1 \partial_t - k_0$ - дисперсионный оператор, $k_m = \left. \frac{\partial^m K(\omega)}{\partial \omega^m} \right|_{\omega=\omega_0}$, $K(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon(\omega)}$ - волновое число. Аналогичное уравнение получено в [107]. Далее перейдем в сопровождающую систему координат $\tau = t - k_1 z$ ($\partial_\tau = \partial_t, \partial_z = \partial_z - k_1 \partial_\tau$) и перепишем уравнение:

$$\left(-k_0^2 - 2ik_0(\partial_z - k_1 \partial_\tau) + (\partial_z - k_1 \partial_\tau)^2 + \Delta_\perp\right)\tilde{A} + \left(k_0^2 + 2k_0(-ik_1 \partial_\tau + \hat{D}) + (-ik_1 \partial_\tau + \hat{D})^2\right)\tilde{A} = \frac{4\pi}{c^2} \omega_0^2 \left(i + \frac{1}{\omega_0} \partial_\tau\right)^2 \tilde{P} \quad (2.3)$$

Далее раскроем скобки:

$$\begin{aligned} & \left(-k_0^2 - 2ik_0 \partial_z + 2ik_0 k_1 \partial_\tau + \partial_z^2 - 2k_1 \partial_\tau \partial_z + k_1^2 \partial_\tau^2 + \Delta_\perp\right)\tilde{A} + \\ & + \left(k_0^2 - 2ik_0 k_1 \partial_\tau + 2k_0 \hat{D} - k_1^2 \partial_\tau^2 - 2ik_1 \hat{D} \partial_\tau + \hat{D}^2\right)\tilde{A} = \\ & = \frac{4\pi}{c^2} \omega_0^2 \left(i + \frac{1}{\omega_0} \partial_\tau\right)^2 \tilde{P} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Сократим одинаковые слагаемые с разными знаками:

$$\left(-2ik_0 \partial_z + \partial_z^2 - 2k_1 \partial_\tau \partial_z + \Delta_\perp\right)\tilde{A} + \left(2k_0 \hat{D} - 2ik_1 \hat{D} \partial_\tau + \hat{D}^2\right)\tilde{A} = \frac{4\pi}{c^2} \omega_0^2 \left(i + \frac{1}{\omega_0} \partial_\tau\right)^2 \tilde{P} \quad (2.5)$$

Вынесем в левой части уравнения за скобку множитель $\left(i + \frac{k_1}{k_0} \partial_\tau\right)$:

$$-2ik_0 \left[(-i\partial_z + \hat{D}) \left(i + \frac{k_1}{k_0} \partial_\tau\right) - \frac{\partial_z^2}{2ik_0} - \frac{\Delta_\perp}{2ik_0} - \frac{\hat{D}^2}{2ik_0} \right] \tilde{A} = \frac{4\pi}{c^2} \omega_0^2 \left(i + \frac{1}{\omega_0} \partial_\tau\right)^2 \tilde{P} \quad (2.6)$$

Таким образом приходим к уравнению вида:

$$\partial_z \tilde{A} + i\hat{D}\tilde{A} - \frac{1}{2k_0} \left(i + \frac{k_1}{k_0} \partial_\tau\right)^{-1} \left(\Delta_\perp \tilde{A} + \hat{D}^2 \tilde{A} + \partial_z^2 \tilde{A}\right) = -\frac{2\pi}{c^2} \frac{\omega_0^2}{k_0} \left(i + \frac{1}{\omega_0} \partial_\tau\right)^2 \left(i + \frac{k_1}{k_0} \partial_\tau\right)^{-1} \tilde{P} \quad (2.7)$$

Для дальнейшего упрощения сделаем следующее действие:

$$\frac{1}{i + \frac{k_1}{k_0} \partial_\tau} \cdot \frac{-i + \frac{k_1}{k_0} \partial_\tau}{-i + \frac{k_1}{k_0} \partial_\tau} = \frac{-i + \frac{k_1}{k_0} \partial_\tau}{1 + \frac{k_1^2}{k_0^2} \partial_\tau^2} \approx -i + \frac{k_1}{k_0} \partial_\tau. \quad (2.8)$$

После преобразования уравнение будет иметь следующий вид:

$$\partial_z \tilde{A} + i\hat{D}\tilde{A} + \frac{1}{2k_0} \left(i - \frac{k_1}{k_0} \partial_\tau\right) \left(\Delta_\perp \tilde{A} + \hat{D}^2 \tilde{A} + \partial_z^2 \tilde{A}\right) = \frac{2\pi}{c^2} \frac{\omega_0^2}{k_0} \left(i + \frac{1}{\omega_0} \partial_\tau\right)^2 \left(i - \frac{k_1}{k_0} \partial_\tau\right) \tilde{P} \quad (2.9)$$

В спектральной области уравнение выглядит так:

$$\partial_z \tilde{A}(\Omega, r_\perp, z) + i \left(\hat{D}_\omega + \left[1 - \frac{\Omega}{\omega_0}\right] \frac{\Delta_\perp + \hat{D}_\omega^2}{2k_0}\right) \tilde{A}(\Omega, r_\perp, z) = \frac{2\pi}{c^2} \frac{\omega_0^2}{k_0} \mathbf{F} \left[\left(i + \frac{1}{\omega_0} \partial_\tau\right)^2 \left(i - \frac{k_1}{k_0} \partial_\tau\right) \tilde{P} \right] \quad (2.10)$$

Здесь \mathbf{F} - прямое преобразование Фурье, $\hat{D} = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{k_m}{m!} \Omega^m - k_1 \Omega - k_0$ - дисперсионный множитель. Уравнение может быть применено для описания нелинейных явлений при распространении лазерных импульсов, длительность которых составляет несколько периодов оптических колебаний. Дополнительно к приближениям в [107], должно выполняться приближение 2.8. Данное приближение означает, что характерный масштаб изменения огибающей поля должен быть сравним с длительностью одной осцилляции. При неколлинеарном трехволновом взаимодействии дисперсионный оператор \hat{D}_ω , в связи с переходом в сопровождающую систему координат, будет иметь следующий вид:

$$\hat{D}_{j\omega} = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{k_{jm}}{m!} \Omega^m - \frac{1}{v} \Omega - k_{jz0} \quad (2.11)$$

Здесь $j = 1 - 3$ - индексы неколлинеарных взаимодействующих компонент, k_{jz0} проекции волновых векторов взаимодействующих импульсов на центральной частоте на ось z . Данное выражение написано для сопровождающей системы координат, движущейся со скоростью v вдоль оси z . Получим с учетом вышесказанного систему уравнений, описывающую неколлинеарную генерацию третьей гармоники. Каждое из взаимодействующих полей запишем следующим образом:

$$\begin{aligned} E_1(\mathbf{r}, t) &= \tilde{A}_1(z, \mathbf{r}_\perp, t) e^{i(\omega_{10}t - k_{1z0}z - k_{1x0}x)}, P_1(\mathbf{r}, t) = d_{eff} \tilde{A}_2^* \tilde{A}_3 e^{i((\omega_{30} - \omega_{20})t - (k_{30} - k_{2z0})z - k_{2x0}x)} \\ E_2(\mathbf{r}, t) &= \tilde{A}_2(z, \mathbf{r}_\perp, t) e^{i(\omega_{20}t + k_{2z0}z - k_{2x0}x)}, P_2(\mathbf{r}, t) = d_{eff} \tilde{A}_1^* \tilde{A}_3 e^{i((\omega_{30} - \omega_{10})t - (k_{30} - k_{1z0})z + k_{1x0}x)} \\ E_3(\mathbf{r}, t) &= \tilde{A}_3(z, \mathbf{r}_\perp, t) e^{i(\omega_{30}t - k_{3z0}z)}, P_3(\mathbf{r}, t) = d_{eff} \tilde{A}_1 \tilde{A}_2 e^{i((\omega_{10} + \omega_{20})t - (k_{1z0} + k_{2z0})z)} \end{aligned} \quad (2.12)$$

Учитывая нелинейный член до первой производной по времени, получим:

$$\left\{ \begin{aligned} & \partial_z \hat{A}_1(\Omega, r_\perp, z) + i \left(\hat{D}_{1\omega} + \left[1 - \frac{k_{31}}{k_{1z0}} \Omega \right] \frac{\Delta_\perp + \hat{D}_{1\omega}^2}{2k_{1z0}} \right) \hat{A}_1(\Omega, r_\perp, z) \\ & = -\frac{2\pi}{c^2} \frac{\omega_{10}^2 d_{eff}}{k_{1z0}} \mathbf{F} \left[\left(i + \left(\frac{2}{\omega_{10}} - \frac{k_{31}}{k_{1z0}} \right) \partial_\tau \right) \tilde{A}_2(\tau, r_\perp, z) \tilde{A}_3(\tau, r_\perp, z) \right] e^{i\Delta k z} \\ & \partial_z \hat{A}_2(\Omega, r_\perp, z) + i \left(\hat{D}_{2\omega} + \left[1 - \frac{k_{31}}{k_{2z0}} \Omega \right] \frac{\Delta_\perp + \hat{D}_{2\omega}^2}{2k_{2z0}} \right) \hat{A}_2(\Omega, r_\perp, z) \\ & = -\frac{2\pi}{c^2} \frac{\omega_{20}^2 d_{eff}}{k_{2z0}} \mathbf{F} \left[\left(i + \left(\frac{2}{\omega_{20}} - \frac{k_{31}}{k_{2z0}} \right) \partial_\tau \right) \tilde{A}_1(\tau, r_\perp, z) \tilde{A}_3(\tau, r_\perp, z) \right] e^{i\Delta k z} \\ & \partial_z \hat{A}_3(\Omega, r_\perp, z) + i \left(\hat{D}_{3\omega} + \left[1 - \frac{k_{31}}{k_{30}} \Omega \right] \frac{\Delta_\perp + \hat{D}_{3\omega}^2}{2k_{30}} + \tan[\rho] \partial_x \right) \hat{A}_3(\Omega, r_\perp, z) \\ & = -\frac{2\pi}{c^2} \frac{\omega_{30}^2 d_{eff}}{k_{30}} \mathbf{F} \left[\left(i + \left(\frac{2}{\omega_{30}} - \frac{k_{31}}{k_{30}} \right) \partial_\tau \right) \tilde{A}_1(\tau, r_\perp, z) \tilde{A}_2(\tau, r_\perp, z) \right] e^{-i\Delta k z} \end{aligned} \right. \quad (2.13)$$

Здесь $\hat{D}_{j\omega} = K_j(\omega) - \frac{1}{v_3} \Omega - k_{j0z}$ - дисперсионный множитель, $v_3 = k_{31}^{-1}$ - групповая скорость излучения на суммарной частоте, $\Delta k = k_{1z0} + k_{2z0} - k_{30}$ - отстройка от направления синхронизма на центральной частоте, k_{1x0} , k_{2x0} - проекции волновых векторов взаимодействующих импульсов на центральной частоте на ось x , ρ - угол сноса. Представленная система уравнений учитывает дисперсию, дифракцию (в параксиальном приближении), угловой снос необыкновенной волны и может быть использована для описания трехволнового взаимодействия импульсов с длительностью в несколько периодов оптических колебаний. В работе система использовалась для описания неколлинеарной генерации второй гармоники. Стоит отметить, что наличие нестационарности в нелинейном члене приводит к появлению дополнительной волновой расстройки, зависящей от длительности взаимодействующих импульсов и интенсивности. Уравнения 2.13 получены в приближении медленно меняющейся волны (ММВ):

$$\left| \frac{k_0 - k_1 \omega_0}{k_0} \right| \ll 1, \quad (2.14)$$

Отметим, что в кристалле KDP для излучения с центральной длиной волны 910 нм и характерным временным масштабом 2 фс приближение $\frac{k_1^2}{k_0^2} \partial_\tau^2 \ll 1$ выполняется ($0.06 \ll 1$). Неколлинеарность между взаимодействующими импульсами при ГВГ до 10^0 допускает использование параксиального приближения ($k_x/k_z = \tan(5^\circ) \approx 0.09 < 1$). В дальнейшем система уравнений будет использована для моделирования работы автокоррелятора второго порядка интенсивности [108].

При трехволновом взаимодействии профилированных чирпированных лазерных импульсов пс длительности эффекты нестационарности пренебрежимо малы, поэтому систему уравнений 2.13 можно значительно упростить:

$$\left\{ \begin{aligned} & \partial_z \hat{A}_1(\Omega, r_\perp, z) + i \left(\hat{D}_{1\omega} + \frac{\Delta_\perp}{2k_{1z0}} \right) \hat{A}_1(\Omega, r_\perp, z) = -i \frac{2\pi}{c^2} \frac{\omega_{10}^2 d_{eff}}{k_{1z0}} \mathbf{F} \left[\tilde{A}_2(\tau, r_\perp, z) \tilde{A}_3(\tau, r_\perp, z) \right] e^{i\Delta k z} \\ & \partial_z \hat{A}_2(\Omega, r_\perp, z) + i \left(\hat{D}_{2\omega} + \frac{\Delta_\perp}{2k_{2z0}} \right) \hat{A}_2(\Omega, r_\perp, z) = -i \frac{2\pi}{c^2} \frac{\omega_{20}^2 d_{eff}}{k_{2z0}} \mathbf{F} \left[\tilde{A}_1(\tau, r_\perp, z) \tilde{A}_3(\tau, r_\perp, z) \right] e^{i\Delta k z} \\ & \partial_z \hat{A}_3(\Omega, r_\perp, z) + i \left(\hat{D}_{3\omega} + \frac{\Delta_\perp}{2k_{30}} + \tan[\rho] \partial_x \right) \hat{A}_3(\Omega, r_\perp, z) = -i \frac{2\pi}{c^2} \frac{\omega_{30}^2 d_{eff}}{k_{30}} \mathbf{F} \left[\tilde{A}_1(\tau, r_\perp, z) \tilde{A}_2(\tau, r_\perp, z) \right] e^{-i\Delta k z} \end{aligned} \right. \quad (2.15)$$

В случае коллинеарной генерации второй (четвертой) гармоники система уравнений будет иметь следующий вид:

$$\begin{cases} \partial_z \hat{A}_1(\Omega, r_\perp, z) + i\left(\hat{D}_{1\omega} + \frac{\Delta_\perp}{2k_{10}}\right) \hat{A}_1(\Omega, r_\perp, z) = -i \frac{2\pi}{c^2} \frac{\omega_{10}^2 d_{eff}}{k_{10}} \mathbf{F} \left[\tilde{A}_1(\tau, r_\perp, z) \tilde{A}_2(\tau, r_\perp, z) \right] e^{i\Delta k z} \\ \partial_z \hat{A}_2(\Omega, r_\perp, z) + i\left(\hat{D}_{2\omega} + \frac{\Delta_\perp}{2k_{20}} + \tan[\rho] \partial_x\right) \hat{A}_2(\Omega, r_\perp, z) = -i \frac{2\pi}{c^2} \frac{\omega_{20}^2 d_{eff}}{k_{20}} \mathbf{F} \left[\tilde{A}_1(\tau, r_\perp, z)^2 \right] e^{-i\Delta k z} \end{cases} \quad (2.16)$$

Далее уравнения 2.15 и 2.16 будут использованы для моделирования генерации суммарной частоты, реализованной при взаимодействии в нелинейном кристалле профилированных лазерных импульсов. Дополнительный учет генерации попутной (импульсом на основной частоте) второй гармоники при неколлинеарном взаимодействии описывается системой уравнений:

$$\begin{cases} \partial_z \hat{A}_1(\Omega, r_\perp, z) + i\left(\hat{D}_{1\omega} + \frac{\Delta_\perp}{2k_{1z0}}\right) \hat{A}_1(\Omega, r_\perp, z) = -i \frac{2\pi}{c^2} \frac{\omega_{10}^2}{k_{1z0}} \mathbf{F} \left[V_1 \right] \\ \partial_z \hat{A}_2(\Omega, r_\perp, z) + i\left(\hat{D}_{2\omega} + \frac{\Delta_\perp}{2k_{2z0}}\right) \hat{A}_2(\Omega, r_\perp, z) = -i \frac{2\pi}{c^2} \frac{\omega_{20}^2}{k_{2z0}} \mathbf{F} \left[V_2 \right] \\ \partial_z \hat{B}(\Omega, r_\perp, z) + i\left(\hat{D}_{3\omega} + \frac{\Delta_\perp}{2k_{30}} + \tan[\rho] \partial_y\right) \hat{B}(\Omega, r_\perp, z) = -i \frac{2\pi}{c^2} \frac{\omega_{30}^2 d_{eff}}{k_{30}} \mathbf{F} \left[\tilde{A}_1(\tau, r_\perp, z) \tilde{A}_2(\tau, r_\perp, z) \right] e^{-i\Delta k z} \\ \partial_z \hat{B}_1(\Omega, r_\perp, z) + i\left(\hat{G}_1 + \frac{\Delta_\perp}{2\kappa_1} + \tan[\rho] \partial_y\right) \hat{B}_1(\Omega, r_\perp, z) = -i \frac{2\pi}{c^2} \frac{\omega_{30}^2 d'_{eff}}{\kappa_1} \mathbf{F} \left[\tilde{A}_1(\tau, r_\perp, z)^2 \right] e^{-i\Delta k_1 z} \\ \partial_z \hat{B}_2(\Omega, r_\perp, z) + i\left(\hat{G}_2 + \frac{\Delta_\perp}{2\kappa_2} + \tan[\rho] \partial_y\right) \hat{B}_2(\Omega, r_\perp, z) = -i \frac{2\pi}{c^2} \frac{\omega_{30}^2 d'_{eff}}{\kappa_2} \mathbf{F} \left[\tilde{A}_2(\tau, r_\perp, z)^2 \right] e^{-i\Delta k_2 z} \\ V_1 = d_{eff} \tilde{A}_2(\tau, r_\perp, z) \tilde{B}(\tau, r_\perp, z) e^{i\Delta k z} + d'_{eff} \tilde{A}_1(\tau, r_\perp, z) \tilde{B}_1(\tau, r_\perp, z) e^{i\Delta k_p z} \\ V_2 = d_{eff} \tilde{A}_1(\tau, r_\perp, z) \tilde{B}(\tau, r_\perp, z) e^{i\Delta k z} + d'_{eff} \tilde{A}_2(\tau, r_\perp, z) \tilde{B}_2(\tau, r_\perp, z) e^{i\Delta k_m z} \end{cases} \quad (2.17)$$

здесь $\tilde{A}_{1,2}$ - комплексные амплитуды взаимодействующих импульсов, $\tilde{B}, \tilde{B}_1, \tilde{B}_2$ - комплексные амплитуды сгенерированных вторых гармоник, θ_0 - угол неколлинеарного синхронизма, $\hat{G}_j = K'_j(\Omega, \theta_j) - \frac{1}{v_z} \Omega - \kappa_j$ - дисперсионные множители попутных вторых гармоник, v_z - проекция на ось z групповой скорости первой гармоники, $\Delta k = k_{1z0} + k_{2z0} - k_{30}$ - отстройка от направления синхронизма на центральной частоте, $\Delta k_1 = 2k_{1z0} - \kappa_1$, $\Delta k_2 = 2k_{2z0} - \kappa_2$ - отстройки от синхронизма для попутной генерации, ρ - угол сноса, κ_1 и κ_2 - проекции на ось z волновых векторов попутных вторых гармоник, d_{eff}, d'_{eff} - соответствующие коэффициенты эффективной квадратичной нелинейности при неколлинеарной и попутной генерации второй гармоники.

Система уравнений (2.17) предполагает пространственное разделение попутной (коллинеарной) и неколлинеарной генерации. Если пространственное разделение слабое, то с помощью приведенной системы уравнений можно получить исключительно энергетические соотношения между эффективностью попутной и неколлинеарной генерацией. Система уравнений (2.17) будет использована при моделировании генерации второй гармоники при взаимодействии в нелинейном кристалле лазерных импульсов с противоположными частотными чирпами.

Система уравнений не учитывает эффектов, связанных с параметрическим взаимодействием исходных и рожденных импульсов. Менее приближенную систему уравнений неколлинеарной

ГВГ широкополосными импульсами с учетом попутной генерации можно получить на базе одноподобного уравнения распространения (UPPE, [109]). При генерации второй гармоники связанные UPPE уравнения имеют вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial \tilde{E}_1(z, k_\perp, \omega_1)}{\partial z} = i\sqrt{k^2(\omega_1) - k_\perp^2} \tilde{E}_1(z, k_\perp, \omega_1) + \frac{i\omega_1^2}{2c^2\sqrt{k^2(\omega_1) - k_\perp^2}} F_+ [\hat{P}_{NL1}(z, r_\perp, \tau)] \\ \frac{\partial \tilde{E}_2(z, k_\perp, \omega_2)}{\partial z} = i\sqrt{k^2(\omega_2) - k_\perp^2} \tilde{E}_2(z, k_\perp, \omega_2) + \frac{i\omega_2^2}{2c^2\sqrt{k^2(\omega_2) - k_\perp^2}} F_+ [\hat{P}_{NL2}(z, r_\perp, \tau)] \end{cases} \quad (2.18)$$

Запишем выражения для полей $\tilde{E}_1(z, r_\perp, \tau)$ и $\tilde{E}_2(z, r_\perp, \tau)$, соответствующие неколлинеарной генерации второй гармоники с учетом попутной генерации:

$$\begin{aligned} \tilde{E}_1(z, r_\perp, \tau) &= \tilde{A}_1 e^{-i\omega\tau + ikz + ikx} + \tilde{A}_2 e^{-i\omega\tau + ikz - ikx} = A_1 e^{-i\omega\tau + ikz} + A_2 e^{-i\omega\tau + ikz} \\ \tilde{E}_2(z, r_\perp, \tau) &= \tilde{B} e^{-i\omega_2\tau + ik_2z} + \tilde{B}_1 e^{-i\omega_2\tau + ik_{21}z + ik_2x} + \tilde{B}_2 e^{-i\omega_2\tau + ik_{22}z - ik_2x} = \\ &= B e^{-i\omega_2\tau + ik_2z} + B_1 e^{-i\omega_2\tau + ik_{21}z} + B_2 e^{-i\omega_2\tau + ik_{22}z} \end{aligned} \quad (2.19)$$

В этом случае члены нелинейной поляризации $\hat{P}_{NL1}(z, r_\perp, \tau)$ и $\hat{P}_{NL2}(z, r_\perp, \tau)$ при учете только квадратичной составляющей будут иметь вид:

$$\begin{aligned} \hat{P}_{NL1}(z, r_\perp, \tau) &= d_{eff} \tilde{E}_1^*(z, r_\perp, \tau) \tilde{E}_2(z, r_\perp, \tau) = \\ &= d_{eff} e^{-i\omega\tau - ikz} (A_1^* B e^{ik_2z} + A_1^* B_1 e^{ik_{21}z} + A_1^* B_2 e^{ik_{22}z} + A_2^* B e^{ik_2z} + A_2^* B_1 e^{ik_{21}z} + A_2^* B_2 e^{ik_{22}z}) \\ \hat{P}_{NL2}(z, r_\perp, \tau) &= d_{eff} \tilde{E}_1^2(z, r_\perp, \tau) = d_{eff} e^{-2i\omega\tau + 2ikz} (A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2) \end{aligned} \quad (2.20)$$

Используя формулы 2.19 и 2.20 получим систему уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial \hat{A}_1(z, k_\perp, \Omega)}{\partial z} = i \left(\sqrt{k^2(\omega_{10} + \Omega) - k_\perp^2} - k_0 \right) \hat{A}_1(z, k_\perp, \Omega) + \frac{i(\omega_{10} + \Omega)^2}{2c^2\sqrt{k^2(\omega_{10} + \Omega) - k_\perp^2}} \mathbf{F} C_1 \\ \frac{\partial \hat{A}_2(z, k_\perp, \Omega)}{\partial z} = i \left(\sqrt{k^2(\omega_{10} + \Omega) - k_\perp^2} - k_0 \right) \hat{A}_2(z, k_\perp, \Omega) + \frac{i(\omega_{10} + \Omega)^2}{2c^2\sqrt{k^2(\omega_{10} + \Omega) - k_\perp^2}} \mathbf{F} C_2 \\ \frac{\partial \hat{B}(z, k_\perp, \Omega)}{\partial z} = i \left(\sqrt{k^2(\omega_{20} + \Omega, \theta) - k_\perp^2} - k_2 \right) \hat{B}(z, k_\perp, \Omega) + \frac{i(\omega_{20} + \Omega)^2}{2c^2\sqrt{k^2(\omega_{20} + \Omega, \theta) - k_\perp^2}} \mathbf{F} [d_{eff} A_1 A_2 e^{2ik_0z - ik_2z}] \\ \frac{\partial \hat{B}_1(z, k_\perp, \Omega)}{\partial z} = i \left(\sqrt{k^2(\omega_{20} + \Omega, \theta) - k_\perp^2} - \kappa_1 \right) \hat{B}_1(z, k_\perp, \Omega) + \frac{i(\omega_{20} + \Omega)^2}{4c^2\sqrt{k^2(\omega_{20} + \Omega, \theta) - k_\perp^2}} \mathbf{F} [d'_{eff} A_1^2 e^{2ik_0z - ik_1z}] \\ \frac{\partial \hat{B}_2(z, k_\perp, \Omega)}{\partial z} = i \left(\sqrt{k^2(\omega_{20} + \Omega, \theta) - k_\perp^2} - \kappa_2 \right) \hat{B}_2(z, k_\perp, \Omega) + \frac{i(\omega_{20} + \Omega)^2}{4c^2\sqrt{k^2(\omega_{20} + \Omega, \theta) - k_\perp^2}} \mathbf{F} [d'_{eff} A_2^2 e^{2ik_0z - ik_2z}] \end{cases} \quad (2.21)$$

$$\begin{aligned} C_1 &= d'_{eff} A_1^* B_1 e^{-2ik_0z + ik_1z} + d_{eff} A_2^* B e^{-2ik_0z + ik_2z} + d'_{eff} A_2^* B_1 e^{-2ik_0z + ik_1z} \\ C_2 &= d'_{eff} A_2^* B_2 e^{-2ik_0z + ik_2z} + d_{eff} A_1^* B e^{-2ik_0z + ik_2z} + d'_{eff} A_1^* B_2 e^{-2ik_0z + ik_2z} \end{aligned} \quad (2.22)$$

$$\hat{A}_1 = \mathbf{F} A_1, \hat{A}_2 = \mathbf{F} A_2, \hat{B} = \mathbf{F} B, \hat{B}_1 = \mathbf{F} B_1, \hat{B}_2 = \mathbf{F} B_2,$$

$$A_1 = \tilde{A}_1(\tau, r_\perp, z) e^{-ik_x x}, A_2 = \tilde{A}_2(\tau, r_\perp, z) e^{ik_x x}$$

Здесь A_1, A_2 - поля взаимодействующих фундаментальных импульсов, B, B_1, B_2 - поля неколлинеарной и коллинеарных (попутных) импульсов второй гармоники, $k_0, k_2, \kappa_1, \kappa_2$ - проекции на ось z волновых векторов на центральных частотах импульсов первой и второй гармоник, $k(\omega, \theta) = \frac{\omega}{c}n(\omega, \theta)$ - модуль волнового вектора взаимодействующих импульсов, n - показатель преломления, θ - угол относительно оптической оси кристалла, Ω - отстройка от центральной частоты, c - скорость света в вакууме, d_{eff} - эффективный нелинейный коэффициент, F - оператор прямого преобразования Фурье, k_{\perp} - поперечный волновой вектор.

Система уравнений (2.21) учитывает влияние генерации попутных компонент на распределение интенсивности неколлинеарной ВГ независимо от величины угла между взаимодействующим импульсами. В систему уравнений включена без дополнительных приближений дисперсия ($n(\omega, \theta)$ вычисляется с помощью уравнений Селлмейера), дифракция, диафрагменно-апертурный эффект (walk-off) - поперечный снос необыкновенной волны. Кроме того, описывается явление самодифракции [110], поскольку при записи начальных условий пространственный спектр импульсов первой гармоники задается в явном виде. Явление самодифракции связано с параметрическим распадом при наличии попутной генерации. Система уравнений (2.21) также будет использована при моделировании ГВГ широкополосных лазерных импульсов с противоположными частотными чирпами (ширина спектра больше 30 нм).

Далее рассмотрим особенности использования углового чирпирования для сохранения формы импульса на суммарной частоте.

2.2 Влияние углового чирпа на трехволновое взаимодействие лазерных импульсов в нелинейном кристалле

Как было отмечено ранее, с помощью создания углового чирпа (наклона фронта амплитуды) можно увеличить эффективность преобразования при трехволновом взаимодействии за счет достижения группового синхронизма между взаимодействующими импульсами. Групповая скорость гармоники на суммарной частоте (имеющей необыкновенную поляризацию) зависит от углового чирпа (амплитудного наклона), поскольку дисперсионная кривая $n(\omega, \theta(\omega))$ является функцией углового чирпа. Получить наклонный амплитудный фронт с углом η к направлению распространения можно с использованием призмы или дифракционной решетки. После прохождения таких устройств у импульса появляется амплитудный наклон и угловой чирп (каждая спектральная компонента ω импульса имеет свое направление волнового вектора $\mathbf{k}(\omega)$). На рис. 2.1 показана коллинеарная генерация второй гармоники импульсом с угловым чирпом (наклонным амплитудным фронтом), полученным с помощью призмы. Определить величину

амплитудного наклона можно с помощью следующих формул [92, 111]:

$$\tan(\eta) = -\frac{\tan(\psi)}{c/v_z}, \tan(\psi) = \left. \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_0} \omega_0 n \quad (2.23)$$

здесь η – угол наклона амплитудного фронта, ω_0 – центральная частота, $\tilde{\theta}(\omega)$ – угол между волновым вектором и осью z , $\frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial \omega}$ – угловой чирп, n – показатель преломления среды, c – скорость света в вакууме, v_z – проекция групповой скорости импульса на ось z . Отметим, что на рис. 2.1 ρ имеет отрицательный знак, а θ_0 и η имеют положительный знак. Можно показать [111],

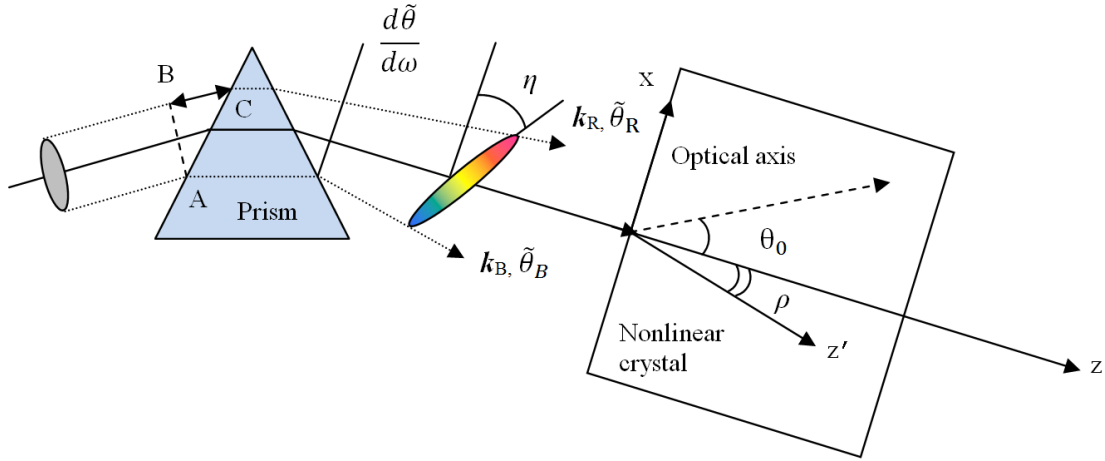


Рисунок 2.1 – Генерация второй гармоники лазерным импульсом с амплитудным наклоном (угловым чирпом)

что при распространении импульса с наклонным амплитудным фронтом в кристалле под углом к оптической оси (вдоль оси z , нормальной к поверхности кристалла), проекция групповой скорости на ось z будет меняться в соответствии с выражением:

$$\frac{1}{V'_z} = \frac{1}{V_z} + \frac{\tan(\psi) \tan(\rho)}{c} \quad (2.24)$$

здесь ρ – угол сноса относительно оси z , V_z – проекция групповой скорости импульса на ось z при $\psi = 0$. Данная зависимость может быть использована для определения значений ψ , соответствующих требуемым групповым скоростям импульсов при трехволновом взаимодействии. Оптимальный угол амплитудного наклона, обеспечивающий групповой синхронизм (равенство групповых скоростей взаимодействующих импульсов), можно вычислить двумя способами. Первый способ основан на использовании выражения 2.24. В этом случае оптимальный угол амплитудного наклона при генерации второй гармоники (скалярный оо-е тип взаимодействия) определяется следующим образом:

$$\tan(\psi) = \left(\frac{1}{V_{1z}} - \frac{1}{V_{2z}} \right) \frac{c}{\tan(\rho)} \quad (2.25)$$

здесь V_{1z} - проекция на ось z групповой скорости импульса первой гармоники, V_{2z} - проекция на ось z групповой скорости импульса второй гармоники при $\psi = 0$. Ось z выбрана в направлении синхронизма при $\omega = \omega_0$. Второй подход определения оптимального угла амплитудного наклона связан с использованием условия фазового синхронизма для каждой спектральной компоненты:

$$K_2(2\omega, \theta(\omega)) - 2K_1(\omega) = 0 \quad (2.26)$$

Дифференцируя это условие, можно получить следующее выражение для оптимального значения угла ψ :

$$\tan(\psi) = \left[N_o(\omega) \cdot \omega \cdot \left[\frac{dN_o(\omega)}{d\omega} - \frac{dN_e(2\omega)}{d\omega} \right] / \Delta' \right]_{\omega=\omega_0} \quad (2.27)$$

$$\Delta' = \frac{N_o(2\omega)N_e(2\omega) \cos(\theta_0) \sin(\theta_0) [N_o^2(2\omega) - N_e^2(2\omega)]}{[N_e^2(2\omega) \cos^2(\theta_0) + N_o^2(2\omega) \sin^2(\theta_0)]^{3/2}}$$

θ_0 – угол относительно оптической оси (угол синхронизма) для $\omega = \omega_0$, $N_o(\omega)$, $N_e(2\omega)$ – главные значения показателя преломления для первой и второй гармоники. Выражение 2.27 получено для одноосного кристалла. Результаты расчета по формулам 2.25 и 2.27 совпадают. Для кристаллов LBO, VBO и KBBF на рис.2.2 приведены зависимости волновых расстройек ΔK от длины волны. Видно, что применение линейного приближения в зависимости $\Delta K(\lambda)$ оправдано в широком диапазоне длин волн.

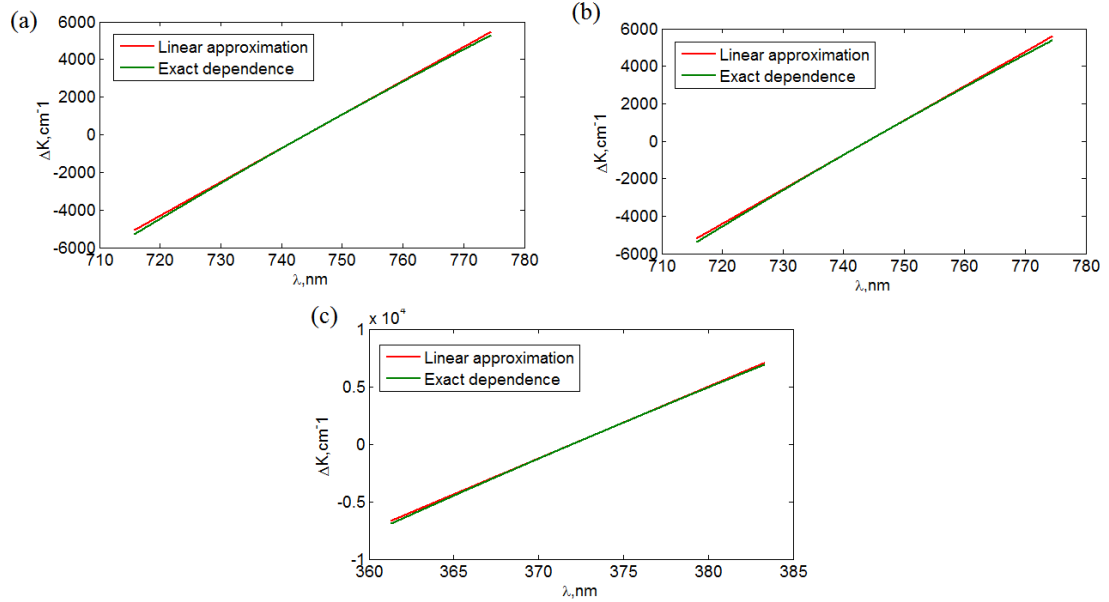


Рисунок 2.2 – Зависимость волновой расстройки от длины волны для кристаллов LBO, VBO и KBBF

При генерации суммарной частоты оо-е или ео-е типа синхронизма возможно управление амплитудным наклоном импульса третьей гармоники. Групповая скорость импульса (ампли-

тудный наклон) третьей гармоники при этом регулируется углами между направлениями распространения оптических гармоник и осью z и величинами их угловых чирпов. В случае е-е синхронизма возможно управление групповой скоростью не только импульса на суммарной частоте, но и исходного импульса за счет изменения углового чирпа. На рис.2.3а показана схема неколлинеарной генерации третьей гармоники импульсами с наклонными амплитудными фронтами. Определим условия при которых импульсы первой и второй гармоник с наклонными

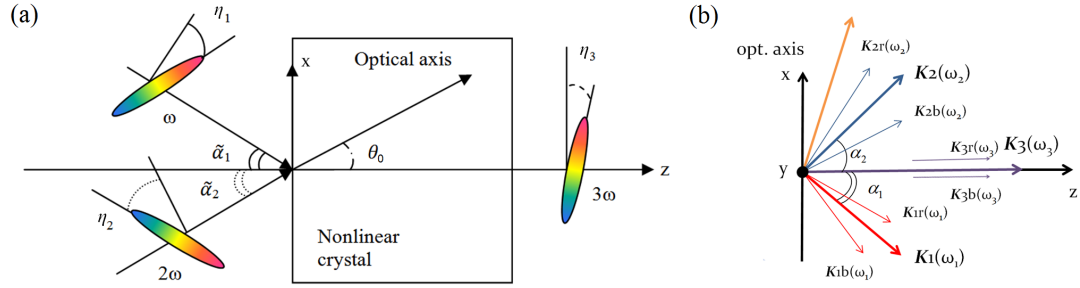


Рисунок 2.3 – Зависимость волновой расстройки от длины волны для кристаллов ЛВО, ВВО и КВВФ

амплитудными фронтами взаимодействуют так, что генерируемый импульс третьей гармонки не имеет амплитудного наклона (рис. 2.3b). Для этого необходимо выполнение фазового синхронизма (для центральных частот) и равенство нулю суммы поперечных проекций волновых векторов первой и второй гармоник:

$$\begin{cases} K_3(\omega_3) - K_2(\omega_2) - K_1(\omega_1) = 0 \\ K_{y2}(\omega_2) + K_{y1}(\omega_1) = 0 \end{cases} \quad (2.28)$$

Из этих условий путем дифференцирования можно получить аналитические выражения для угловых чирпов первой и второй гармоник, обеспечивающих коллимированное излучение третьей гармонки:

$$\frac{\partial \theta_2}{\partial \omega_2} = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon - \Delta_1 - \Delta_2 \tan[\alpha_1]}{K_2(2\omega) (\sin[\alpha_2] - \tan[\alpha_1] \cos[\alpha_2])} \quad (2.29)$$

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial \omega_1} = - \frac{\Delta_2 + 2 \frac{\partial \theta_2}{\partial \omega_2} K_2(2\omega) \cos[\alpha_2]}{K_1(\omega) \cos[\alpha_1]} \quad (2.30)$$

$$\Delta_1 = \frac{dK_3(3\omega)}{d\omega} - \frac{dK_2(2\omega)}{d\omega} \cos[\alpha_2] - \frac{dK_1(\omega)}{d\omega} \cos[\alpha_1]$$

$$\Delta_2 = \frac{dK_2(2\omega)}{d\omega} \sin[\alpha_2] + \frac{dK_1(\omega)}{d\omega} \sin[\alpha_1] \quad (2.31)$$

$$\varepsilon = \frac{d\Delta K(\omega)}{d\omega}$$

здесь $\Delta K(\omega)$ – отстройка от синхронизма для всех спектральных компонент.

В следующем разделе приведены результаты численного моделирования ГВГ, ГЧГ (коллинеарный оо-е процесс) и ГТГ (неколлинеарный оо-е процесс) эллипсоидальных лазерных импульсов с амплитудным наклоном.

2.3 Сохранение 3D формы импульсов процессах ГВГ, ГЧГ и ГТГ при наличии у взаимодействующих импульсов частотного чирпа, углового чирпа и периодической зависимости спектральной фазы от частоты

Рассмотрим сначала коллинеарную генерацию второй (четвертой) гармоники [112]. При ГВГ и ГЧГ в условиях оо-е взаимодействия можно добиться одинаковых групповых скоростей у импульсов первой и второй (второй и четвертой) гармоник за счет создания наклона амплитудного фронта у исходного импульса. При коллинеарном взаимодействии первого типа угол амплитудного наклона η позволяет управлять групповой скоростью импульса второй (четвертой) гармоники, т.к. для него $\rho \neq 0$ (ось z' на рис. 2.1). Моделирование проводилось путем решения системы уравнений 2.16 с помощью сплит-степ Фурье метода. Нелинейная часть системы уравнений решалась методом Рунге-Кутты 4-го порядка. Начальное условие в виде импульса с частотным и угловым чирпами задавалось следующим образом (амплитуда второй гармоники $\tilde{A}_2 = 0$ при $z = 0$):

$$\tilde{A}_1(x, y, \Omega, z = 0) = A_1(\Omega, x, y) e^{-\frac{i\varphi_1 \Omega^2}{2}} e^{ik_{10} \frac{\partial \theta}{\partial \omega_1} \Big|_{\omega_1 = \omega_{10}} \Omega x} \quad (2.32)$$

здесь $A_1(\Omega, x, y)$ - исходное трехмерное распределение поля первой гармоники, k_{10} - волновое число первой гармоники на центральной частоте. На рис.2.4 приведен пример эллипсоидального импульса с треугольным спектром (и соответствующей линейно нарастающей зависимостью интенсивности во времени). Пунктиром на рис.2.4а,b показаны спектр и распределение интенсивности во времени для исходного гауссового импульса. При наличии наклона ($\eta \neq 0$) импульс растягивается по одной координате и сужается по другой, длительность при этом в каждом сечении остается неизменной, поскольку в комплексной амплитуде $\tilde{A}_1(x, y, \tau - \gamma x)$ длительность импульса от параметра γ не зависит. Анализировать степень сохранения временного и пространственно-временного распределения интенсивности будем с помощью коэффициентов подобия M_1 и M_2 соответственно:

$$M_1 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} [I_{GH}(x_0, y_0, t') \cdot I_{FH}(x_0, y_0, t - t')] dt' \right\} dt}{\int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} [I_{FH}(x_0, y_0, t') \cdot I_{FH}(x_0, y_0, t - t')] dt' \right\} dt} \quad (2.33)$$

$$M_2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} [I_{GH}(x', y_0, t) \cdot I_{FH}(x - x', y_0, t)] dx' \right\} dx \right] dt}{\int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} [I_{FH}(x', y_0, t) \cdot I_{FH}(x - x', y_0, t)] dx' \right\} dx \right] dt} \quad (2.34)$$

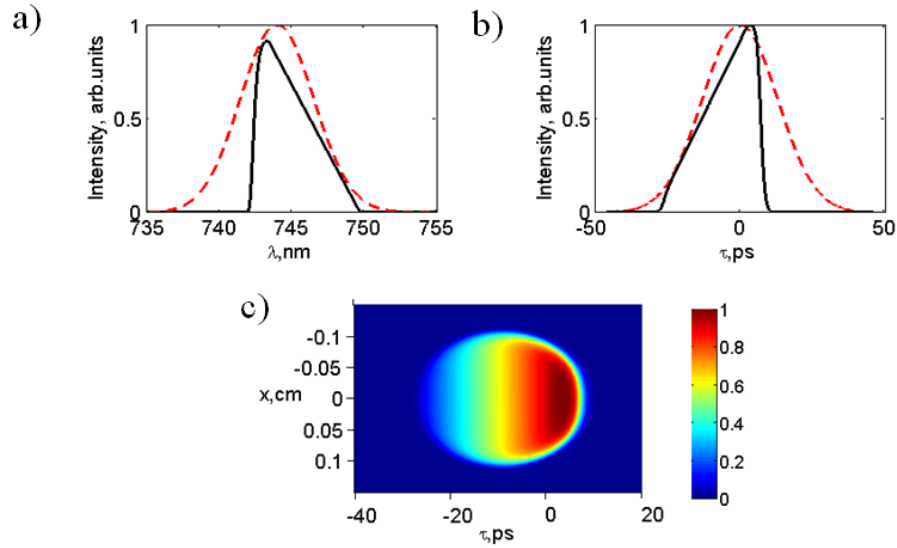


Рисунок 2.4 – Эллипсоидальный импульс с треугольным профилем интенсивности во времени: а) распределение интенсивности спектра в сечении $x_0 = 0$, $y_0 = 0$; б) распределение интенсивности во времени в сечении $x_0 = 0$, $y_0 = 0$; в) пространственно-временное эллипсоидальное распределение интенсивности

здесь I_{FH} и I_{GH} нормированные распределения интенсивности фундаментальной и рожденной гармоник (второй, третьей или четвертой), $x_0 = 0, y_0 = 0$. Подынтегральные выражения в фигурных скобках представляют собой операцию свертки. Точное повторение формы импульса соответствует значениям $M_1 = 1$ и $M_2 = 1$. Отметим, что указанные коэффициенты асимптотически стремятся к 1 с увеличением эффективности преобразования только в бездисперсионном приближении. Также стоит указать, что введенные параметры M_1 и M_2 целесообразно использовать в случае гладких (немодулированных) 3D распределений интенсивности.

При проведении численного моделирования генерации второй гармоники использовались следующие параметры лазерных импульсов: центральная длина волны излучения треугольного импульса 744 нм, энергия в импульсе 8 мДж, диаметр пучка 1.72 мм (по сечению $\tau = 0$), интенсивность 17 ГВт/см², длительность chirпированного импульса по полувысоте 15 пс, длительность спектрально-ограниченного импульса 135 фс. Ширина исходного гауссового распределения интенсивности спектра по уровню FWHM 6 нм. Приведенные параметры характерны для Ti-Sa лазеров. Пространственно-временное распределение интенсивности первой гармоники имеет форму эллипсоида с квазитрехугольной (линейно нарастающей) зависимостью интенсивности от времени (рис.2.4). Для моделирования генерации второй гармоники линейно chirпированного излучения был выбран кристалл LBO толщиной 0.15 см (нелинейная длина при указанных характеристиках излучения 0.1 см). При вычислении нелинейного коэффициента в

кристалле LBO было использовано выражение $d_{eff} = d_{32} \cos(\phi)$ (в плоскости XY), при этом $d_{eff} = 0.71$ пм/В, $\phi = 37.7^\circ$, и $\theta = 90^\circ$. Уравнения Селлмейера были взяты из [113], все численные расчеты проводились при следующих условиях: пространственное разрешение около 3 мкм, временное разрешение около 50 фс, число шагов в сплит-степ методе 50, число точек по каждой из осей - 1200.

На рис. 2.5 представлены результаты численного моделирования процесса ГВГ в кристаллах LBO и BBO. На рис.2.5а показаны профили исходного импульса первой гармоники и генериру-

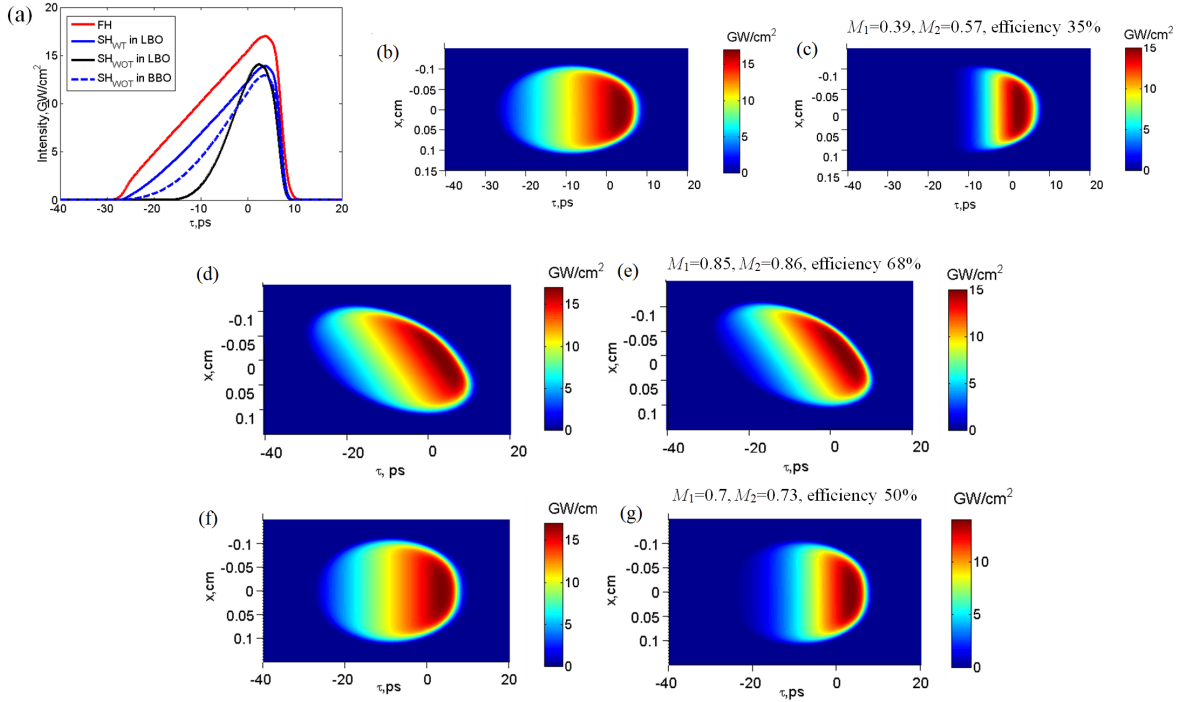


Рисунок 2.5 – Моделирование ГВГ. Временные формы в сечении $x_0 = 0$, $y_0 = 0$ импульсов первой гармоники (красная кривая), второй гармоники без амплитудного наклона (черная кривая), второй гармоники при наличии оптимального наклона амплитудного фронта (синяя кривая) и ненаклонной второй гармоники, полученной в кристалле BBO (синяя пунктирная кривая) (а); показаны пространственно-временные распределения интенсивности в плоскости $x\tau$ первой гармоники в без амплитудного наклона на входе в кристалл LBO (b), второй гармоники без амплитудного наклона на выходе из кристалла LBO (c), первой гармоники с оптимальным угловым чирпом на входе в кристалл LBO (d), второй гармоники с оптимальным угловым чирпом на выходе из кристалла LBO (e), первой гармоники без амплитудного наклона на входе в кристалл BBO (f), второй гармоники без амплитудного наклона на выходе из кристалла BBO (g)

емые им импульсы второй гармоники без амплитудного наклона и при его использовании. Если амплитудный наклон не использовать, то в этом случае $M_1 = 0.39$, $M_2 = 0.57$ (см.рис.2.5с), КПД

35%. На рис.2.5е приведен результат удвоения для импульса с амплитудным наклоном (оптимальный угловой чирп составляет -0.6 рад \cdot фс), при этом параметр $M_1 = 0.85$, $M_2 = 0.86$, КПД 58%, пространственно-временное распределение интенсивности рожденного импульса близко к заданному в первой гармонике. При отрицательном угле сноса (в отрицательных кристаллах) для уменьшения величины групповой скорости наклонного импульса требуется отрицательный угловой чирп.

Получить вторую гармонику с использованием ненаклонных импульсов можно с помощью кристалла ВВО. Уравнения Селлмейера в этом случае также были взяты из [113], $d_{eff} = 1.98$ пм/В, $\phi = -30^\circ$, $\theta = 31,4^\circ$. Результат ГВГ ненаклонными импульсами в кристалле ВВО длиной 450 мкм (характеристики импульса первой гармоники не изменялись) представлен на рис.2.5а,е,ф. Параметры $M_1 = 0.7$, $M_2 = 0.73$, а КПД 50%, что ниже значений при ГВГ наклонными импульсами в кристалле LBO. Однако если поперечное распределение интенсивности не зависит от координаты вдоль импульса, например, в случае цилиндрических пучков, то указанная разница в сохранении формы при преобразовании существенной не будет.

Рассмотрим генерацию четвертой гармоники от полученного распределения интенсивности второй гармоники в кристалле LBO (рис.2.5е) и определим необходимость корректировки углового чирпа. Получить четвертую гармонику излучения Ti-Sa лазера с центральной длиной волны 744 нм возможно, как минимум, в двух нелинейных кристаллах – KBBF и RBBF [114, 115]. При моделировании использовались следующие параметры треугольного лазерного импульса второй гармоники: центральная длина волны импульса второй гармоники 372 нм, ширина спектра по уровню FWHM 1.5 нм, энергия в импульсе 5.4 мДж, диаметр пучка 1.72 мм (по сечению $\tau = 0$), пиковая интенсивность 14 ГВт/см², длительность импульса по полувысоте 15 пс, угловой чирп составляет -0.32 рад \cdot фс. Численное моделирование было выполнено для кристалла KBBF толщиной 0.15 см (нелинейная длина при указанных характеристиках излучения 0.12 см). Зависимости показателя преломления от длины волны были взяты из работ [116, 117]. Представленные здесь результаты численного моделирования получены с использованием работы [117], но данные, представленные в работе [116] дают близкий результат. Для сравнения, отличие между направлением фазового синхронизма составляет 1.2 градуса, а между оптимальным угловым чирпом 0.06 рад \cdot фс. Исходный импульс второй гармоники задавался с использованием решения системы уравнений 2.16 с оптимальным угловым чирпом, которой корректировался с помощью параметра μ . В этом случае начальное условие на границе имеет следующий вид:

$$\tilde{A}_2(\Omega, x, y, z = 0) = \hat{F} [\tilde{A}_2(\Omega, x, y, z = L)e^{ik_{20}\mu\Omega x}] \quad (2.35)$$

здесь $\tilde{A}_2(x, y, t, z = L)$ - вычисленная с использованием системы уравнений 2.16 амплитуда второй гармоники на выходе из нелинейного кристалла LBO ($L=0.15$ см), \hat{F} – преобразование Фурье. Для определения нелинейного коэффициента в кристалле KBBF было использовано следу-

ющее выражение: $d_{eff} = d_{11} \cos(3\phi) \cos(\theta)$, при этом, для ГЧГ $d_{eff} = 0.3$ пм/В, $\phi = 0^\circ, \theta = 59^\circ$. Результат численного моделирования в кристалле КВВФ (толщина кристалла 0.15 см) приведен на рис.2.6. Для наиболее эффективного преобразования из первой в четвертую гармонику ($M_1 = 0.71, M_2 = 0.69$, КПД=45%) требуется изменить угол наклона амплитудного фронта импульса второй гармоники, оптимальный угловой чирп составляет -0.44 рад \cdot фс, $\mu = -0.12$ рад \cdot фс. Если $\mu = 0$, то параметры преобразования из первой гармоники в четвертую заметно

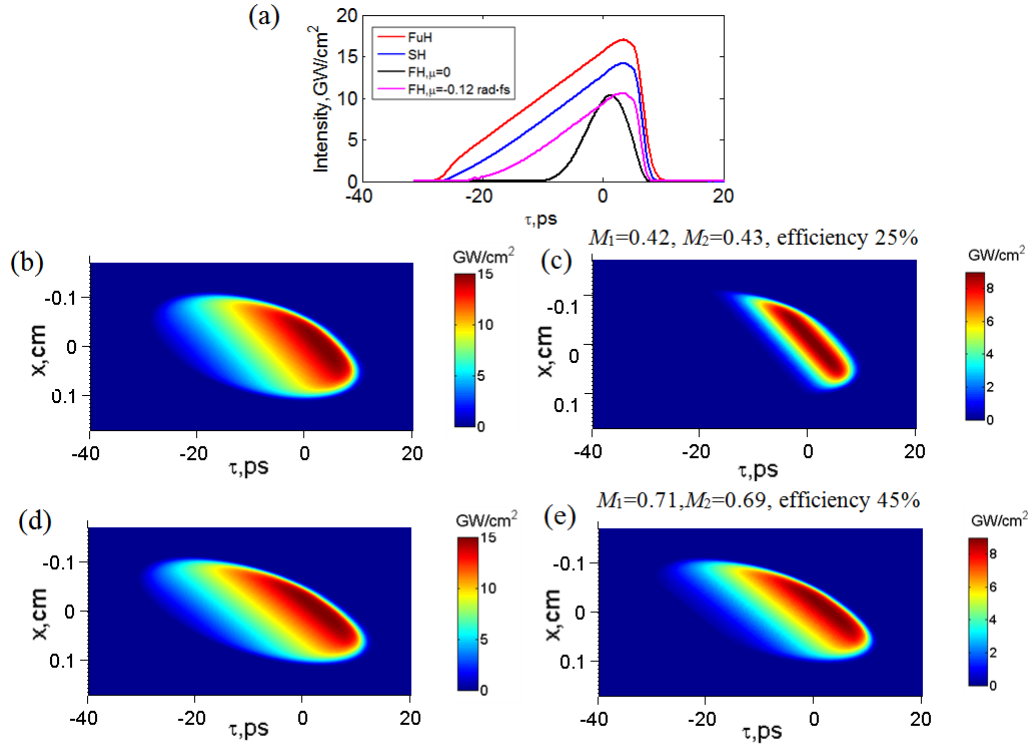


Рисунок 2.6 – Моделирование процесса ГЧГ в кристалле КВВФ с начальным условием на границе, взятым из решения системы уравнений для процесса ГВГ; приведены временные формы в сечении $x_0 = 0, y_0 = 0$ импульсов первой гармоники (красная кривая), второй гармоники (синяя кривая), четвертой гармоники при $\mu = 0$ (черная кривая) и четвертой гармоники (фиолетовая кривая) при оптимальном амплитудном наклоне $\mu = -0.12$ рад \cdot фс (а); показаны пространственно-временные распределения интенсивности в плоскости $x\tau$ импульса второй гармоники при $\mu = 0$ (b), четвертой гармоники при $\mu = 0$ (c), второй гармоники при оптимальном наклоне (d) и четвертой гармоники при оптимальном наклоне (e)

хуже: $M_1 = 0.42, M_2 = 0.43$, КПД=25%. На рис.2.6 видно, что передний фронт пространственно-временного распределения интенсивности отличается от исходного на первой гармонике (обрезается). Это связано с компенсацией фазового рассогласования только групповым синхронизмом, а также с нелинейной зависимостью эффективности преобразования от интенсивности. Модели-

рование ГЧГ в кристалле RBBF дает аналогичные значения параметров M_1 и M_2 и эффективности преобразования. Приведенные результаты моделирования показывают, что, при использовании лазерных импульсов с наклоном амплитудного фронта в кристаллах LBO, KBBF и RBBF в случае синхронизма первого типа можно получить вторую и четвертую гармоники излучения Ti-Sa лазера с сохранением формы исходного импульса. Рожденные импульсы ВГ и ЧГ сохраняют амплитудный наклон. Убрать нежелательный амплитудный наклон в импульсе четвертой гармоники можно путем отражения от дифракционной решетки. С помощью кристалла ВВО можно генерировать ВГ без использования амплитудного наклона, но при этом эффективность преобразования будет ниже. Далее рассмотрим возможность сохранения формы при генерации третьей гармоники.

Для получения третьей гармоники вместе с излучением второй гармоники может быть использован остаток излучения первой гармоники после преобразования во вторую гармонику или же “чистая” первая гармоника, т.е. реплика исходного импульса. Первый вариант менее предпочтительный, поскольку после генерации второй гармоники пространственно-временное распределение поля первой гармоники претерпевает значительные искажения. Поэтому при проведении моделирования будем использовать исходное распределение поля первой гармоники с оптимальным наклоном амплитудного фронта. Будем рассматривать формирование ненаклонного импульса третьей гармоники в случае векторного оо-е синхронизма. Получить ненаклонный импульс третьей гармоники можно непосредственно благодаря использованию ненаклонных импульсов первой и второй гармоники или же за счет подбора необходимых угловых чирпов в соответствии с формулами (2.29-2.31). Так как сгенерированная вторая гармоника имеет амплитудный наклон, то возникает три возможных варианта её использования для получения импульса третьей гармоники без амплитудного наклона: 1) коррекция наклона амплитудного фронта импульса второй гармоники ($\eta_1 = \eta_2 = 0$); 2) изменение амплитудных наклонов импульсов первой и второй гармоник для формирования третьей гармоники с минимальными искажениями (см. рис. 2.4а); 3) подбор амплитудного наклона импульса первой гармоники в соответствии с имеющимся наклоном импульса второй гармоники. В качестве распределения поля второй гармоники при моделировании будем использовать результат расчета из этого раздела с коррекцией амплитудного наклона (варианты 1 и 2) и без него (вариант 3).

Определим наиболее удобный вариант получения коллимированного излучения. Параметры моделирования следующие. Центральная длина волны первой гармоники 744 нм, спектральная ширина исходного гауссового спектра по уровню FWHM 6 нм, энергия в импульсе 3 мДж, диаметр пучка 1.5 мм (по сечению $\tau = 0$), интенсивность 7.2 ГВт/см², центральная длина волны треугольного импульса второй гармоники 372 нм, ширина спектра по уровню FWHM 1.5 нм, энергия в импульсе 5.3 мДж, диаметр пучка 1.5 мм (по сечению $\tau = 0$), интенсивность 14.4 ГВт/см², длительность импульсов первой и второй гармоник по полувысоте 15 пс. Величи-

на углового чирпа второй гармоники составляла -0.28 рад \cdot фс. Пространственно-временное распределение интенсивности для обоих импульсов соответствует эллипсоиду с квазитреугольной зависимостью интенсивности от времени. Численное моделирование проводилось путем решения системы уравнений 2.15 сплит-степ Фурье-методом, нелинейная часть уравнений решалась методом Рунге-Кутты четвертого порядка. Для моделирования был выбран кристалл ВВО длиной 150 мкм. Выбор длины кристалла связан с энергетическими характеристиками использованного излучения (нелинейная длина составляет 255 мкм). Угол между направлениями распространения первой и второй гармоники составляет 0.9° , угол фазового синхронизма 49.1° , величина нелинейного коэффициента составляла 1.77 пм/В.

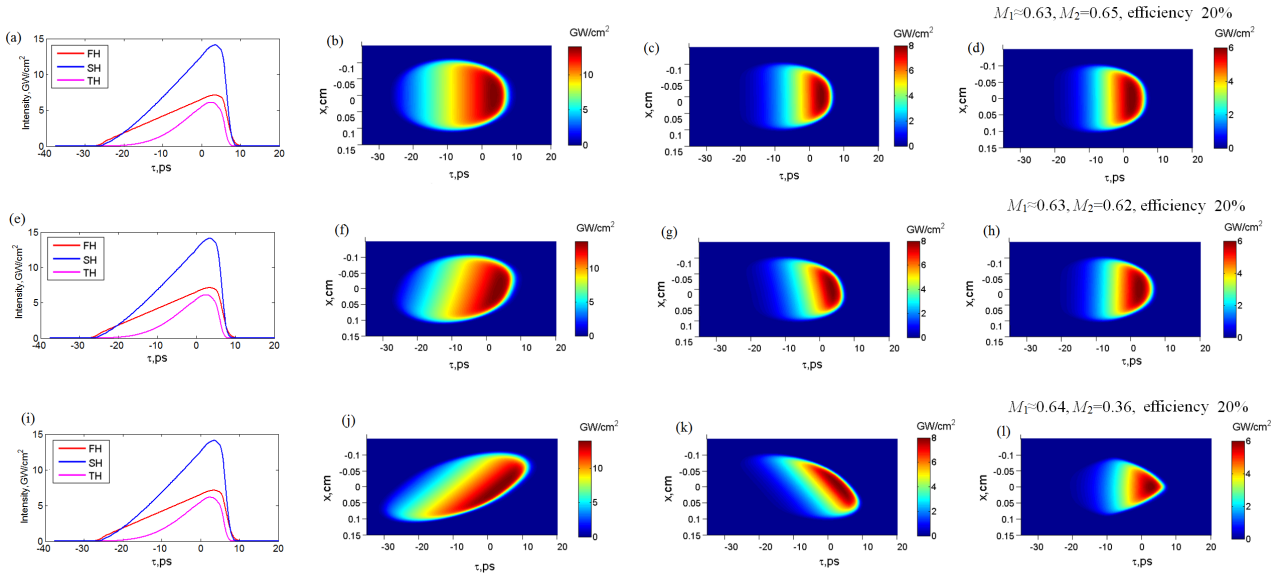


Рисунок 2.7 – Получение ненаклонного импульса третьей гармоники; показаны временные формы в сечении $x_0 = 0$, $y_0 = 0$ импульсов первой гармоники (красная кривая), второй гармоники (синяя кривая) и третьей гармоники (фиолетовая кривая) без использования углового чирпирования (a), с использованием произвольного углового чирпирования (e) и при подборе углового чирпа первой гармоники (i); приведены пространственно-временные распределения интенсивности в плоскости $x\tau$ ненаклонного импульса первой гармоники (b), ненаклонного импульса второй гармоники (c), импульса третьей гармоники полученного без использования углового чирпирования (d), наклонного импульса первой гармоники (угловой чирп 0.246 рад \cdot фс) (f), наклонного импульса второй гармоники (угловой чирп -0.063 рад \cdot фс) (g), ненаклонного импульса третьей гармоники (h); наклонного импульса первой гармоники (угловой чирп 0.8 рад \cdot фс) (j), наклонного импульса второй гармоники (угловой чирп -0.28 рад \cdot фс) (k) и импульса ненаклонной третьей гармоники (l)

На рис.2.7 представлены результаты моделирования для обозначенных выше трех вариантов генерации третьей гармоники. На рис.2.7a-d показан результат использования импульсов

без амплитудного наклона (вариант 1). В этом случае параметры $M_1 = 0.63$, $M_2 = 0.65$, КПД 20%. На рис.2.7e-h показан результат моделирования для импульсов с вычисленными по выражениям 2.29-2.31 угловыми чирпами, дающими коллимированное излучение третьей гармоники: 0.246 и -0.063 рад·фс для первой и второй гармоник, соответственно (вариант 2). В этом случае импульс третьей гармоники также не имеет наклона амплитудного фронта, пространственно-временная форма импульса и результат практически идентичен результату использования ненаклонных импульсов: $M_1 = 0.63$, $M_2 = 0.62$, КПД 20%. При увеличении длины кристалла до 250 мкм без изменения характеристик взаимодействующих импульсов (в случае специально подобранных чирпов), можно увеличить эффективность преобразования до 40%, но при этом пространственно-временное распределение интенсивности имеет большие отличия от заданного в первой гармонике на переднем и заднем фронтах, параметры $M_1 = 0.56$ и $M_2 = 0.58$.

При использовании импульса второй гармоники без коррекции амплитудного наклона при $\mu = 0$ (рис.2.7i-l), получить ненаклонное распределение интенсивности можно (угловые чирпы 0.8 рад·фс и -0.28 рад·фс для первой и второй гармоники соответственно), но при этом пространственное временное распределение интенсивности третьей гармоники сильно искажается за счет уменьшения области взаимодействия между импульсами первой и второй гармоник. Параметры преобразования следующие: $M_1 = 0.64$, $M_2 = 0.36$, КПД 20%.

Теперь перейдем к использованию углового чирпирования для высокоэффективной ГВГ и ГЧГ импульсов с периодической фазовой модуляцией. Рассмотренные в разделе 1.3 лазерные импульсы имеют достаточно широкий спектр (по уровню FWHM спектральная ширина 12 нм) поэтому для эффективного преобразования излучения необходимо удовлетворять условиям синхронизма для всех спектральных компонент, а не только для центральной частоты. Высокоэффективное преобразование можно реализовать за счет создания амплитудного наклона (углового чирпа) у импульса на основной частоте, как и в рассмотренных выше случаях для импульсов без периодической фазовой модуляции. Численное моделирование выполнялось с помощью решения системы уравнений 2.16. Начальное условие в виде 3D-эллипсоидального импульса первой гармоники с частотным и угловым чирпом, а также периодической фазовой модуляцией имеет следующий вид:

$$\tilde{A}_1(\Omega, x, y, z = 0) = A_{10} e^{-\cosh\left[\left\{\left(\frac{2\Omega}{\Delta\omega}\right)^2 + \left(\frac{2x}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{2y}{\Delta y}\right)^2\right\}^4\right]} e^{-i\varphi_1 \frac{\Omega^2}{2}} e^{iA_0 \cos[\Omega T]} e^{ik_{10} \frac{\partial\theta}{\partial\omega_1} \Big|_{\omega_1=\omega_{10}}} \Omega x \quad (2.36)$$

При моделировании рассмотрено излучение со следующими характеристиками: центральная длина волны 1034 нм, FWHM 12 нм, длительность чирпированного импульса 22 пс по полувысоте, длительность Фурье-ограниченного импульса 190 фс, размер пучка 2 мм, интенсивность 6.9 ГВт/см². Период заданной модуляции интенсивности составляет $L=1$ пс, а глубина модуляции $PV_0 = 1.5$. Глубина модуляции выбрана в соответствии с требованиями для фотоинжектора электронов (см. работу [91]) чтобы получить модуляцию электронной плотности в банче около

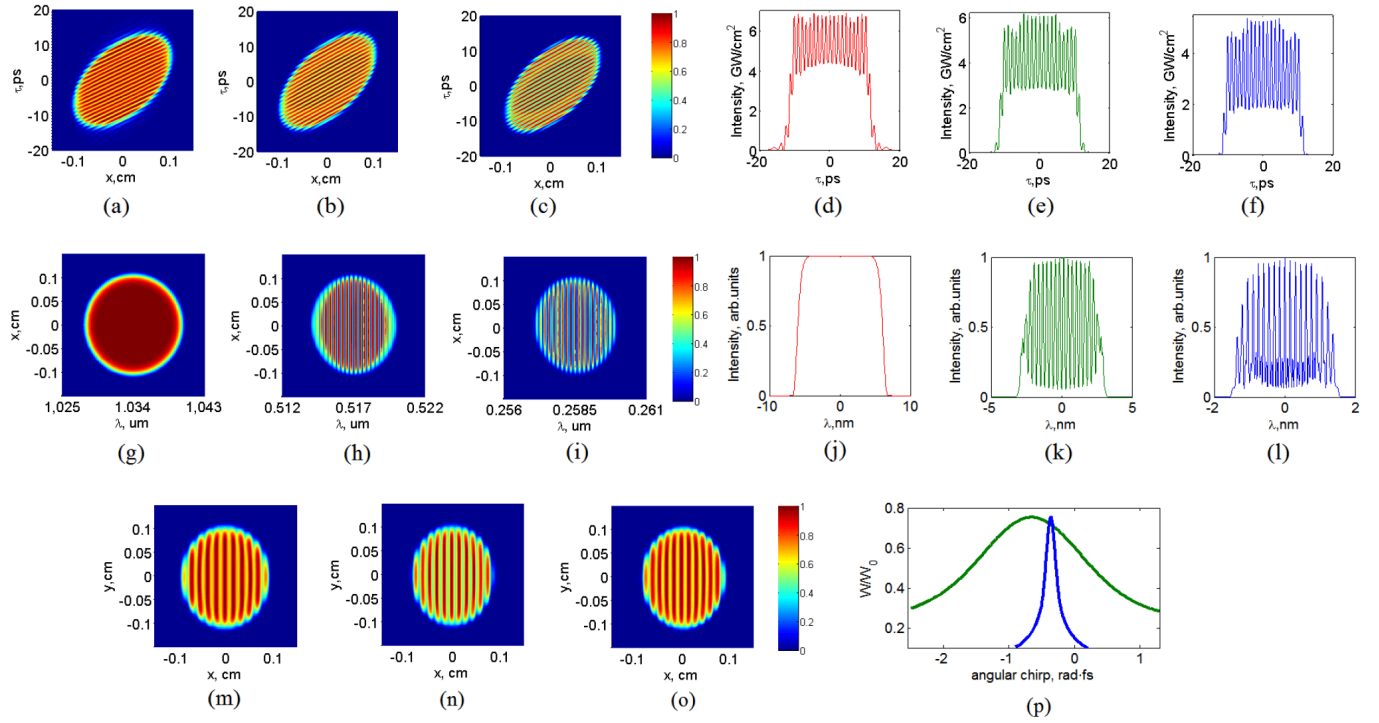


Рисунок 2.8 – Результаты моделирования ГВГ и ГЧГ эллипсоидальными импульсами с амплитудным наклоном и периодической фазовой модуляцией; пространственно-временное распределение интенсивности импульса первой гармоники (а), второй гармоники на входе в кристалл для ГЧГ (b), четвертой гармоники на выходе из кристалла (c); временные профили распределения интенсивности в сечении $x=0$ первой гармоники (d), второй гармоники (e), четвертой гармоники (f); пространственно-спектральное распределение интенсивности импульса первой гармоники (g), второй гармоники (h), четвертой гармоники (i); спектральные профили распределения интенсивности в сечении $x=0$ первой гармоники (j), второй гармоники (k), четвертой гармоники (l); профиль пучка в сечении $\tau = 0$ первой гармоники (m), второй гармоники (n), четвертой гармоники (o); зависимость эффективности преобразования от углового чирпа при ГВГ (зеленая кривая) и ГЧГ (синяя кривая) (p)

10%. Моделирование генерации второй гармоники было выполнено для кристалла LBO (толщина 3 мм), а четвертой гармоники – для кристалла ВВО (толщина 0.8 мм).

При моделировании ГЧГ в качестве начального условия использовался результат расчета ГВГ на выходе из кристалла генератора второй гармоники с оптимизированным наклоном амплитудного фронта (см. выражение 2.35). Оптимальное угловое чирпирование (для рассматриваемых параметров значения угловых чирпов составляют -0.65 рад·фс и -0.35 рад·фс соответственно) позволяет в значительной степени увеличить эффективность преобразования (рис. 2.8). Преобразование во вторую и четвертую гармоники осуществляется по всей длительности

импульса без искажений, глубина и период модуляции воспроизводятся точно. Как видно из рис. 6 h-п, из-за амплитудного наклона временная модуляция переходит в пространственную, и период пространственной модуляции непосредственно зависит от величины углового чирпа. Убрать пространственную модуляцию можно вместе с наклоном, например, за счет отражения импульса от дифракционной решетки. Дифракционные решетки, используемые в УФ-области спектра, например, производства компании Thorlabs, имеют коэффициент отражения более 70%.

На рис. 2.8р показана зависимость между эффективностью преобразования (W/W_0 , W - энергия после преобразования, W_0 - энергия первой гармоники) и угловым чирпом при генерации второй гармоники (зеленая кривая) и четвертой гармоники (синяя кривая). Отметим, что периодическая фазовая модуляция переходит в амплитудную для распределения интенсивности спектра второй и четвертой гармоники (в спектре первой гармоники никаких искажений нет). Такое поведение непосредственно связано с преобразованием частоты излучения чирпированных импульсов, поскольку области максимумов и минимумов интенсивности имеют определенное положение и во времени, и в спектре. Поэтому при преобразовании вместе с временной картиной меняется и спектральная. Временная и спектральная формы, при этом, точно друг друга не повторяют. Из представленных результатов видно, что преобразование во вторую и четвертую гармоники 3D-лазерных импульсов с модуляцией проходит с высокой эффективностью, но для этого требуется использование амплитудного наклона.

Далее рассмотрим оригинальный способ сохранения 3D-формы импульса при неколлинеарной генерации суммарной частоты импульсами, обладающими одинаковыми по модулю и противоположными по знаку частотными чирпами.

2.4 Сохранение 3D распределения интенсивности при генерации суммарной частоты за счет использования лазерных импульсов с равным по абсолютной величине и противоположенным по знаку частотным чирпом

В предыдущем разделе было проанализировано применение углового чирпирования для сохранения 3D формы импульса. Однако данный способ с экспериментальной точки зрения достаточно трудно реализуем, особенно при генерации четвертой гармоники. В данном разделе рассмотрено применение для сохранения формы импульса неколлинеарной генерации второй гармоники импульсами с равными по абсолютной величине частотными чирпами, но разными по знаку. Как правило, такой подход [118–120] используется для получения Фурье-ограниченных импульсов пс длительности, например, для рамановской спектроскопии FSRS (femtosecond stimulated

Raman spectroscopy) и CARS (coherent anti-Stokes Raman spectroscopy). Источники узкополосных одиночных фотонов, полученные с использованием описанного подхода, применяются в квантовой метрологии, квантовых вычислениях и квантовой криптографии [121].

Для генерации второй гармоники широкополосного излучения с сохранением пространственно-временного распределения интенсивности требуется минимизировать величину волновой расстройки $\Delta k(\Omega)$, Ω - отстройка от центральной частоты. Использование при генерации суммарной частоты амплитудных наклонов позволяет скомпенсировать волновую расстройку только в первом порядке разложения в ряде Тейлора. Рассмотрим неколлинеарную генерацию второй гармоники двух сильно чирпированных по частоте лазерных импульсов (спектронов), отличающихся только знаком чирпа (рис. 2.9). Волновая расстройка для первого типа взаимодействия (oo-e) запишется следующим образом:

$$\Delta k_z(\Omega) = k_{1z}(\omega_{10} + \Omega) + k_{1z}(\omega_{10} - \Omega) - k_{2z}(\omega_{20}) \quad (2.37)$$

Здесь ω_{10}, ω_{20} - центральные частоты первой и второй гармоники, k_{1z}, k_{2z} - проекции на ось z волновых векторов первой и второй гармоники. Поскольку $\omega_{20} = (\omega_{10} - \Omega) + (\omega_{10} + \Omega) = 2\omega_{10}$, импульс второй гармоники является Фурье-ограниченным. Разложим (2.37) в ряд Тейлора, получим:

$$\begin{aligned} \Delta k_z(\Omega) &= k_{1z}(\omega_{10}) + \beta_1 \Omega + \frac{\beta_2}{2} \Omega^2 + \sum_{n=3}^N \frac{\beta_n}{n!} \Omega^n + k_{1z}(\omega_{10}) - \beta_1 \Omega + \frac{\beta_2}{2} \Omega^2 + \sum_{n=3}^N \frac{\beta_n}{n!} (-\Omega)^n - k_{2z}(\omega_{20}) = \\ &= \beta_2 \Omega^2 + 2 \sum_{n=2}^N \frac{\beta_{2n}}{(2n)!} \Omega^{2n} \end{aligned} \quad (2.38)$$

где $\beta_n = \left. \frac{\partial^n k_z}{\partial \omega^n} \right|_{\omega=\omega_0}$. Таким образом, в выражении для волновой расстройки исчезают все нечетные члены разложения и поэтому ее величина значительно меньше, чем при ГВГ импульсами с одинаковыми чирпами. Отметим, что коллинеарное взаимодействие двух импульсов с противоположными знаками частотного чирпа из-за интерференции приводит к модуляции интенсивности во времени и пространстве. Это необратимо искажает распределение интенсивности как на первой, так и на второй гармонике. Тем самым, предложенный подход работает только при неколлинеарном взаимодействии, причем угол неколлинеарности должен быть таким, чтобы минимизировать потери энергии на попутную генерацию второй гармоники (рис. 2.9b).

Заметим, что при ГВГ второго типа (oe-e) в выражении для Δk_z останутся нечетные слагаемые:

$$\Delta k_z(\Omega) = (\beta_1^o - \beta_1^e) \Omega + \frac{1}{2} [\beta_2^o + \beta_2^e] \Omega^2 + \sum_{n=3}^N \frac{\beta_n^o + (-1)^n \beta_n^e}{n!} \Omega^n \quad (2.39)$$

где β_n^o, β_n^e - соответствующие коэффициенты разложения для обыкновенной и необыкновенной волн. Тем не менее, величина расстройки меньше, чем при преобразовании во вторую гармонику

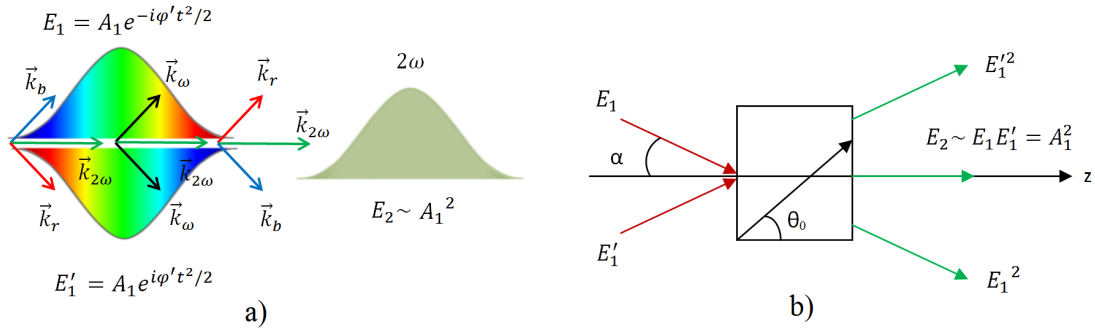


Рисунок 2.9 – Принцип предложенного метода (а) и схема неколлинеарной второй гармоники импульсами с равными по величине и противоположными по знаку частотными чирпами (b)

импульсами с одинаковыми по знаку чирпами. Добавим, что величина волновой расстройки в условиях группового синхронизма при оо-е генерации второй гармоники (реализуется при ГВГ импульсами с угловым чирпом, см. раздел 2.2) будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \Delta k_z(\Omega) &= 2k_{1z}(\omega_{10}) + 2\beta_{11}\Omega + \beta_{12}\Omega^2 + 2 \sum_{n=3}^N \frac{\beta_{1n}}{n!} \Omega^n - k_{2z}(2\omega_{10}) - 2\beta_{21}\Omega - 2\beta_{22}\Omega^2 - \sum_{n=3}^N \frac{\beta_{2n}}{n!} (2\Omega)^n = \\ &= [\beta_{12} - 2\beta_{22}] \Omega^2 + 2 \sum_{n=3}^N \frac{\beta_{1n} - (2)^{n-1} \beta_{2n}}{n!} \Omega^n \end{aligned} \quad (2.40)$$

Здесь $\beta_{1n} = \left. \frac{\partial^n k_z}{\partial \omega^n} \right|_{\omega=\omega_0}$, $\beta_{2n} = \left. \frac{\partial^n k_z}{\partial \omega^n} \right|_{\omega=2\omega_0}$. Из выражения видно, что коэффициент при первом члене суммы по модулю значительно выше ($\beta_{22} \gg \beta_{12}$), чем в выражении 2.38. На рис 2.10а приведена зависимость волновой расстройки Δk_z от отстройки от центральной длины волны $\Delta \lambda$ ($\lambda_0 = 1034$ нм) при ГВГ первого и второго типа в кристалле ВВО при взаимодействии лазерных импульсов с противоположными по знаку частотными чирпами. Видно, что при оо-е взаимодействии Δk_z пренебрежимо мало (около 1 см^{-1}) в широком спектральном диапазоне (~ 60 нм). Для сравнения, на рис 2.10b показаны аналогичные зависимости, построенные для случая ГВГ и ГЧГ при групповом синхронизме. Диапазон малых Δk_z в этом случае значительно уже (~ 15 нм).

Оценить эффективность использования импульсов с противоположными частотными чирпами можно и другим способом. Рассмотрим генерацию второй гармоники в ненасыщенном режиме с учетом группового разбегания. Выражение для второй гармоники чирпированного импульса на выходе из кристалла будет иметь вид ([122]):

$$A_2^c(\tau_2, L) = -i\gamma \tilde{A}_{10}^2 \int_0^L e^{-4 \ln(2) \left(\frac{\tau_2 + k_{12}\xi}{\Delta\tau} \right)^2} e^{-i\varphi_1'(\tau_2 + k_{12}\xi)^2} e^{-i\Delta k_0 \xi} d\xi \quad (2.41)$$

При генерации второй гармоники импульсов с противоположными частотными чирпами вы-

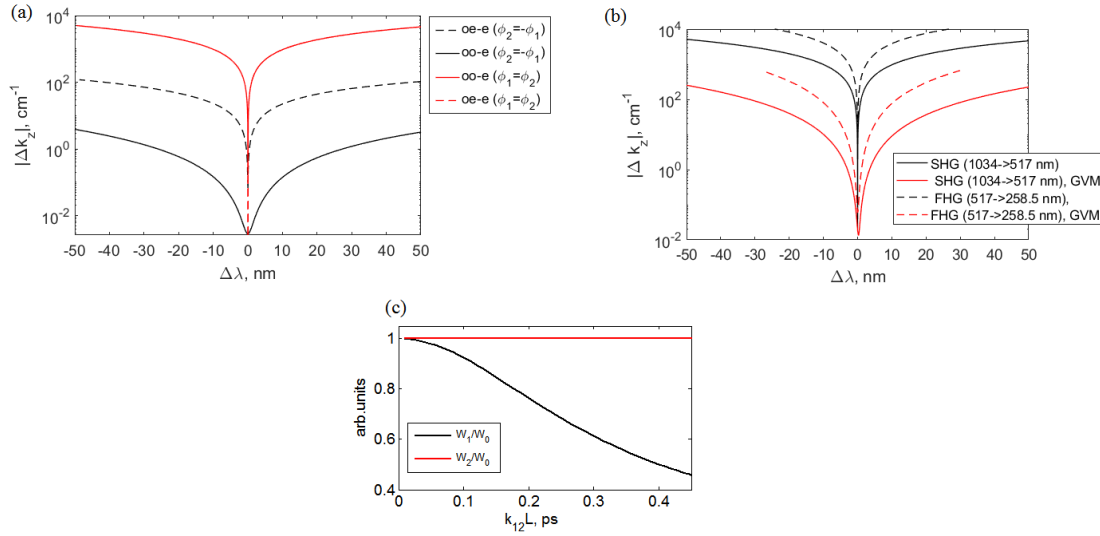


Рисунок 2.10 – Зависимость волновой расстройки Δk_z от отстройки от центральной длины волны $\Delta\lambda$ ($\lambda_0 = 1034$ нм) при ГВГ первого и второго типа импульсами с противоположными по знаку частотными чирпами в кристалле ВВО (а); Зависимость волновой расстройки Δk_z от отстройки от центральной длины волны $\Delta\lambda$ при ГВГ и ГЧГ первого типа импульсами в условии группового синхронизма в кристалле ВВО (b) зависимость отношений энергий W_1/W_0 и W_2/W_0 от параметра $k_{12}L$ (c)

ражение будет следующим:

$$A_2^d(\tau_2, L) = -i\gamma \tilde{A}_{10}^2 \int_0^L e^{-4\ln(2)\left(\frac{\tau_2 + k_{12}\xi}{\Delta\tau}\right)^2} e^{-i\Delta k_0 \xi} d\xi \quad (2.42)$$

Здесь $k_{12} = 1/u_1 - 1/u_2$ - групповая расстройка, L - длина кристалла, $\Delta\tau = \tau_F \sqrt{1 + \frac{16\ln^2(2)\varphi_1^2}{\tau_F^4}}$, $\varphi_1' = \frac{\varphi_1 \Delta\Omega^2}{\tau_F^2 + \varphi_1^2 \Delta\Omega^2}$, $\tau_F = \frac{4\ln(2)}{\Delta\Omega}$, $\Delta\Omega$ - спектральная ширина, φ_1 - параметр частотного чирпа. При условии фазового синхронизма на центральной частоте $\Delta k_0 = 0$ амплитуда второй гармоники в обоих случаях:

$$A_2^c(\tau_2, L) \sim \frac{\Delta\tau\sqrt{\pi}}{2k_{12}\sqrt{4\ln(2) + i\varphi_1'\Delta\tau^2}} \left[\mathbf{Erf}\left(\sqrt{4\ln(2) + i\varphi_1'\Delta\tau^2} \frac{\tau_2 + k_{12}L}{\Delta\tau}\right) - \mathbf{Erf}\left(\sqrt{4\ln(2) + i\varphi_1'\Delta\tau^2} \frac{\tau_2}{\Delta\tau}\right) \right] \quad (2.43)$$

$$A_2^d(\tau_2, L) \sim \frac{\Delta\tau\sqrt{\pi}}{4\sqrt{\ln(2)}k_{12}} \left[\mathbf{Erf}\left(2\sqrt{\ln(2)} \frac{\tau_2 + k_{12}L}{\Delta\tau}\right) - \mathbf{Erf}\left(2\sqrt{\ln(2)} \frac{\tau_2}{\Delta\tau}\right) \right] \quad (2.44)$$

В этом выражении Erf - функция ошибок. В качестве параметров, определяющих влияние групповой расстройки, используем следующие выражения: $|v_1| = \left(16\ln^2(2) + \varphi_1'^2 \Delta\tau^4\right)^{1/4} \frac{k_{12} \cdot L}{\Delta\tau}$ и

$|\nu_2| = 2\sqrt{\ln(2)}\frac{k_{12}\cdot L}{\Delta\tau}$, из формул (2.43) и (2.44), соответственно, их отношение будет иметь вид:

$$|\nu_1|/|\nu_2| \approx \frac{\sqrt{\phi'_1\Delta\tau}}{2\sqrt{\ln(2)}} \quad (2.45)$$

Оценим с помощью формулы (2.45) эффективность использования генерации второй гармоники импульсами с противоположными по знаку частотными чирпами. При $\Delta\tau = 30$ пс, $\phi'_1 = 0.5$ пс⁻² (длительность Фурье-ограниченного импульса 0.2 пс, центральная длина волны 1034 нм) $|\nu_1|/|\nu_2| \approx 12$. Таким образом, использование предложенного способа позволяет значительно снизить влияние группового разбегания на той же длине кристалла. Возьмем $k_{12} \approx 0.9$ пс/см, что соответствует групповой расстройке при генерации второй гармоники (1034 нм \rightarrow 517 нм) в кристалле ВВО. На рис.2.10b показана зависимость отношений энергий второй гармоники $W_1(L) = \int_{-\infty}^{\infty} |A_2^c(\tau_2, L)|^2 d\tau_2$ и $W_2(L) = \int_{-\infty}^{\infty} |A_2^d(\tau_2, L)|^2 d\tau_2$ к $W_0(L) = \int_{-\infty}^{\infty} |A_2^d(\tau_2, L)|_{k_{12}=0}^2 d\tau_2$ от величины $k_{12}L$. Из зависимостей также видно, что предложенный способ генерации второй гармоники существенно повышает эффективность преобразования даже в ненасыщенном режиме.

Таким образом, при использовании оо-е синхронизма и импульсов с противоположными по знаку частотными чирпами, вторая гармоника будет иметь временную форму, соответствующую заданной (сформированной у импульса первой гармоники) и обладать узким спектром (ширина спектра обратно пропорциональна длительности исходного чирпированного импульса первой гармоники). Узкий частотный спектр способствует минимизации дисперсионных эффектов и значительно упрощает последующую генерацию четвертой гармоники.

Далее рассмотрим методы создания импульсов с одинаковыми по модулю и разными по знаку частотными чирпами для генерации второй гармоники. Первый способ представлен на рис. 2.11a, он основан на использовании одного брэгговского зеркала [70] для одновременного профилирования 3D структуры поля у двух импульсов с разными знаками частотных чирпов. Фурье-ограниченный импульс поступает на 50x50 делитель. Обе реплики через поляризационную развязку отражаются от Брэгговского зеркала с двух сторон и затем сводятся в нелинейном кристалле. В этом случае оба импульса идентичны, имеют одинаковый по модулю частотный чирп, но с разными знаком. Работоспособность такого метода была продемонстрирована в работе [119]. Во втором способе (рис. 2.11b) используется профилирование только одной реплики. Через поляризационную развязку чирпированный импульс (чирп составляет половину от величина чирпа, который вносится брэгговской решеткой и имеет противоположный знак), поляризованный под 45°, делится на две реплики. Не профилированная реплика отражается от глухого зеркала, дважды проходит через четверть-волновую пластинку и меняет свою поляризацию на ортогональную. Вторая реплика проходит через брэгговское зеркало и волновую пластинку, также меняет свою поляризацию на ортогональную. Далее профилированная и не профилированная реплики, например, с цилиндрическим и эллипсоидальным распреде-

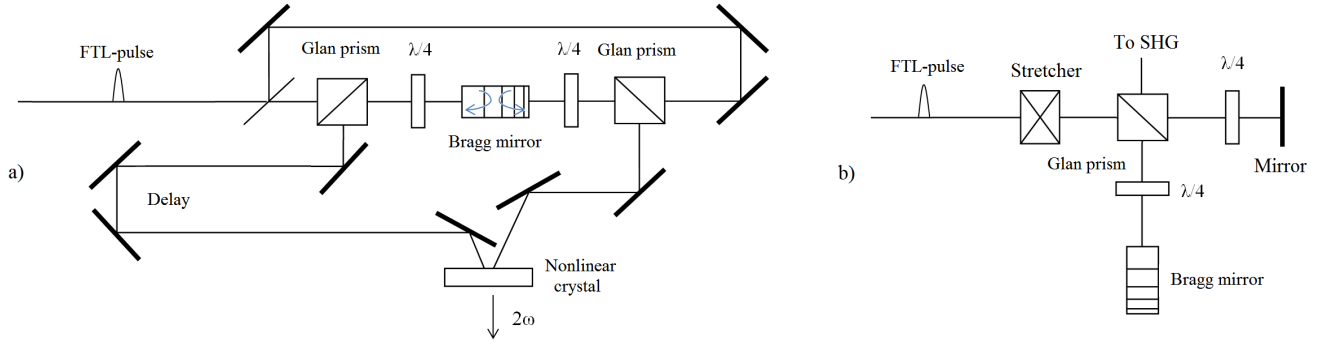


Рисунок 2.11 – Методы создания профилированных лазерных импульсов с равными по модулю и противоположными по знаку частотными чирпами: с использованием одного брэгговского зеркала (а) и с профилированием только одного импульса (b)

лением интенсивности, обладающие одинаковыми по модулю и противоположными по знаку, частотными чирпами, сводятся в нелинейном кристалле.

Отметим, что если профилирование выполняется за счет управления спектром импульса с помощью SLM и профиль спектра является несимметричным, например, для квазиправильного спектрального распределения [93], то для импульса и его реплики требуется свой пространственный модулятор света. В этом случае спектральные распределения должны быть зеркальным отражением друг друга.

Перейдем к численному моделированию генерации второй гармоники (оо-е синхронизм) в кристалле ВВО лазерными импульсами с равными по абсолютной величине и противоположными по знаку чирпами. Длина волны излучения 1034 нм, спектральная ширина 12 нм, длительность 32 пс, интенсивность 1.5 ГВт/см², толщина кристалла составляет 1.5 мм (нелинейная длина ~ 1 мм). Выбор толщины кристалла обусловлен влиянием пространственного сноса на сохранение 3D формы импульса. Отметим, что представленные далее результаты численного моделирования справедливы при больших интенсивностях (~10 ГВт/см²) и меньших толщинах кристалла (в том числе и для других нелинейных кристаллов: LBO, KDP, КТР и т.д.). Кристаллы ВВО выбраны из-за их использования в нашей лазерной системе.

Начальные условия на границе имеют вид:

$$\begin{aligned} \tilde{A}_1(x, y, \Omega, z = 0) = A_{01} \text{Exp} \left[-\cosh \left(\left[\left(\frac{2\Omega}{\Delta\omega} \right)^2 + \left(\frac{2x}{\Delta x} \right)^2 + \left(\frac{2y}{\Delta y} \right)^2 \right]^4 \right) \right] \cdot \\ \text{Exp} \left[-i\Omega \cdot y \cdot \frac{\text{tg}(\alpha)}{v_z} \right] \text{Exp} \left[-i\varphi_1 \frac{\Omega^2}{2} \right] \text{Exp} [iA_0 \cos(\Omega T + \varphi_0)] \end{aligned} \quad (2.46)$$

$$\begin{aligned} \tilde{A}'_1(x, y, \Omega, z = 0) &= A'_{01} \text{Exp} \left[-2 \log 2 \left(\left(\frac{\Omega}{\Delta\omega} \right)^{2N} + \left(\frac{x}{\Delta x} \right)^{2N} + \left(\frac{y}{\Delta y} \right)^{2N} \right) \right] \cdot \\ &\text{Exp} \left[-i\Omega \cdot y \cdot \frac{\text{tg}(\alpha)}{v_z} \right] \text{Exp} \left[-i\varphi_1 \frac{\Omega^2}{2} \right] \text{Exp} [iA_0 \cos(\Omega T + \varphi_0)] \end{aligned} \quad (2.47)$$

$$\begin{aligned} \tilde{A}_2(x, y, \Omega, z = 0) &= A_{02} \text{Exp} \left[-\cosh \left(\left[\left(\frac{2\Omega}{\Delta\omega} \right)^2 + \left(\frac{2x}{\Delta x} \right)^2 + \left(\frac{2y}{\Delta y} \right)^2 \right]^4 \right) \right] \cdot \\ &\text{Exp} \left[i\Omega \cdot y \cdot \frac{\text{tg}(\alpha)}{v_z} \right] \text{Exp} \left[-i\varphi_1 \frac{\Omega^2}{2} \right] \text{Exp} [iA_0 \cos(\Omega T + \varphi_0)] \end{aligned} \quad (2.48)$$

здесь α - половинный угол схождения между двумя импульсами в кристалле, φ_1 и φ_2 - параметры чирпа двух импульсов. Граничные условия представляют собой цилиндрический (\tilde{A}'_1) и эллипсоидальные (\tilde{A}_1, \tilde{A}_2) лазерные импульсы с периодической фазовой модуляцией, обеспечивающей контролируруемую периодическую модуляцию интенсивности во времени [91]. На рис.2.12 показано распределение интенсивности первой гармоники в плоскости yt при $A_0 = 0$ и $A_0 = 0.3$ для цилиндрического и эллипсоидального импульсов. Оценивать эффективность сохранения формы будем с помощью коэффициентов подобия M_1, M_2 (см. выражения 2.33,2.34) и M_3 , который определяются следующим образом [112]:

$$M_3 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I_{GH}^x(x', y_0, t_0) \cdot I_{GH}^y(x', t_0, x_0) dx'}{\int_{-\infty}^{\infty} I_{GH}^y(x', t_0, y_0) \cdot I_{GH}^x(x', t_0, y_0) dx'} \quad (2.49)$$

здесь I_{FH} и I_{GH} нормированные распределения интенсивности фундаментальной и второй гармоники, I_{GH}^x и I_{GH}^y нормированные распределения интенсивности второй гармоники в поперечных сечениях пучка, $x_0 = 0, y_0 = 0, t_0 = 0$. Коэффициент M_3 определяет влияние пространственного сноса на 3D форму импульса. Рассмотрим сначала ситуацию, когда $A_0 = 0$. На рис. 2.13 показан результат моделирования ГВГ при разведении эллипсоидальных пучков (угол между пучками $\gamma = 3^\circ$) в некритической плоскости при $\varphi_1 = \varphi_2$ (1,a-d), при $\varphi_2 = -\varphi_1$ (2,a-d). Результат взаимодействия цилиндрического и эллипсоидального импульсов при $\varphi_2 = -\varphi_1$ показано на рис. 2.13 (3,a-d).

Из результатов моделирования видно, что при одинаковом знаке чирпов взаимодействующих импульсов (рис.2.13 (1)) $M_1 = 0.73$. Использование импульсов с чирпами противоположного знака позволяет сохранить пространственно-временную форму второй гармоники. Отметим, что при ГВГ в критической плоскости возникают искажения (коэффициент $M_1 = 0.94$), связанные со сносом необыкновенной волны. Из чего следует, что выгоднее использовать разведение пучков в некритической плоскости (коэффициент $M_1 = 0.97$), однако в этом случае требуется определить оптимальный угол схождения между пучками, для уменьшения энергетических потерь на генерацию попутных импульсов второй гармоники. Кроме того, при взаимодействии

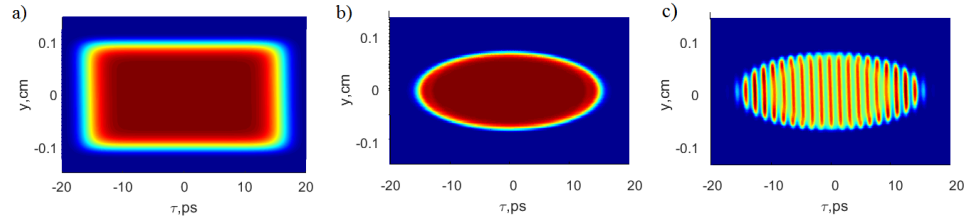


Рисунок 2.12 – Пространственно-временное распределение интенсивности первой гармоники в плоскости $y\tau$: цилиндрическое (при $A_0 = 0$, а), эллипсоидальное ($A_0 = 0$, б) и эллипсоидальное ($A_0 = 0.3$, в)

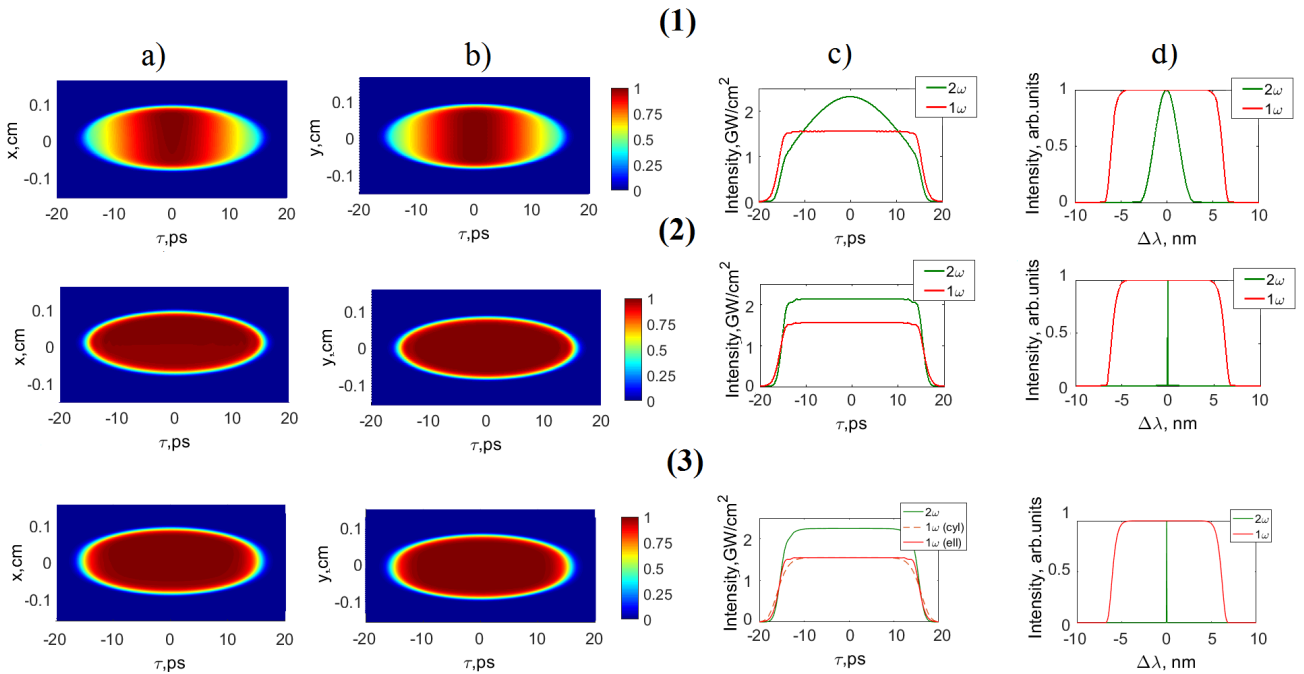


Рисунок 2.13 – Неколлинеарная генерация второй гармоники в некритической плоскости двумя эллипсоидальными импульсами при $\varphi_1 = \varphi_2$ (1), двумя эллипсоидальными импульсами при $\varphi_2 = -\varphi_1$ (2) и цилиндрическим и эллипсоидальным импульсами при $\varphi_2 = -\varphi_1$ (3); пространственно-временное распределение интенсивности второй гармоники в плоскости $x\tau$ (а), пространственно-временное распределение интенсивности второй гармоники в плоскости $y\tau$ (б), временные распределения интенсивности первой (красная кривая) и второй (зеленая кривая) гармоник (в), спектральные распределения интенсивности первой (красная кривая) и второй (зеленая кривая) гармоник (д)

цилиндрического и эллипсоидального импульсов в нелинейном кристалле коэффициент подобия $M_1 = 0.97$, а коэффициент подобия $M_2 = 0.7$ (ширины пучков по уровню 0.5 одинаковы) и зависит от ширины цилиндрического пучка. Отметим, что фронты цилиндрического распределения

интенсивности ($N = 5$) отличаются от фронтов эллипсоидального распределения. Это необходимо для оценки влияния различия между взаимодействующими импульсами на сохранение формы эллипсоидального импульса при ГВГ

Далее будем рассматривать взаимодействие импульсов в некритической плоскости. На рис. 2.14а показана зависимость эффективности преобразования по энергии и интенсивности от угла схождения между пучками в некритической плоскости при неколлинеарной генерации второй гармоники и попутной генерации второй гармоники в одном из плеч. Видно, что при угле схождения $\gamma > 3^\circ$ попутным преобразованием можно пренебречь. Приведенная на рис. 2.14 зависимость имеет экстремум, соответствующий оптимальному углу схождения пучков $\gamma \approx 3^\circ$, дальнейшее увеличение угла между пучками приводит к снижению эффективности и искажению формы импульса.

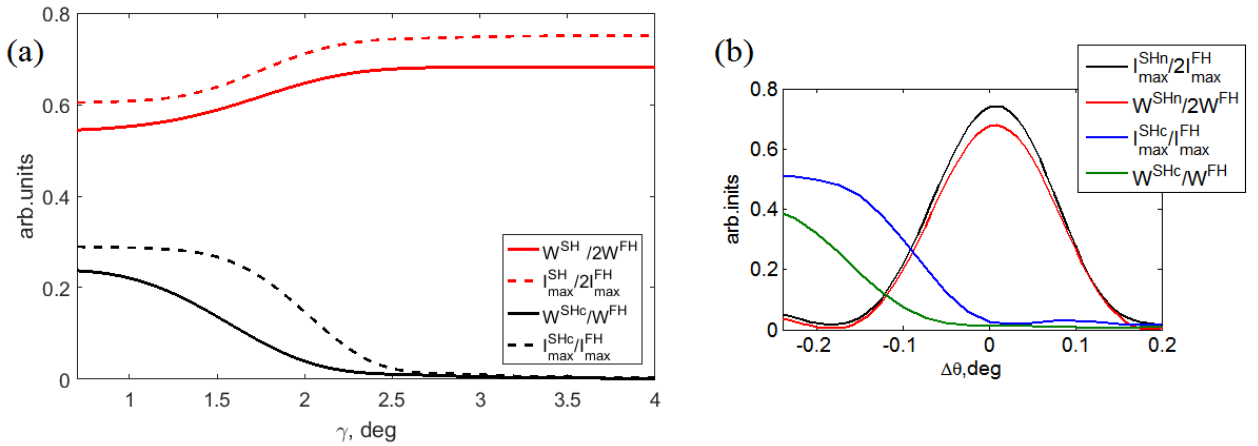


Рисунок 2.14 – Зависимость эффективности преобразования по энергии ($W^{SH}/2W^{FH}$) и интенсивности ($I_{max}^{SH}/2I_{max}^{FH}$) от угла схождения между пучками для неколлинеарной второй гармоники и попутной второй гармоники (W^{SHc}/W^{FH} , $I_{max}^{SHc}/I_{max}^{FH}$) (a); Зависимость эффективности преобразования по энергии и интенсивности от отклонения от угла синхронизма $\Delta\theta$ неколлинеарной генерации второй гармоники (SHn) и попутной генерации (SHc) при угле схождения между пучками $\gamma = 3^\circ$ (b)

На рис. 2.14b показано влияние отклонения от угла синхронизма $\Delta\theta$ при $\gamma \approx 3^\circ$ на эффективность преобразования во вторую гармонику. При угле, меньшем угла неколлинеарного синхронизма ($\Delta\theta < 0$) эффективность попутного преобразования повышается, это связано с тем, что угол неколлинеарного синхронизма больше угла коллинеарного синхронизма.

На рис. 2.15а приведена зависимость коэффициента подобия M_3 и эффективности преобразования по энергии от толщины кристалла при разведении пучков в некритической плоскости и углом $\gamma \approx 3^\circ$. Толщина кристалла может быть 2 мм и выше, но при этом следует учитывать, что пространственно-временное распределение интенсивности искажается. Отметим, что коэффи-

циент $M_1 \approx 0.97$ при выбранных параметрах моделирования и не зависит от толщины кристалла, поскольку при разведении пучков в некритической плоскости пространственный снос не влияет на временную форму импульса. Для сравнения, на рис. 2.15b приведен график зависимости эффективности преобразования и коэффициентов подобия от длины кристалла в случае генерации второй гармоники при аналогичных параметрах, но с одинаковыми частотными чирпами по знаку и модулю у взаимодействующих импульсов. Видно, что в этом случае сохранить форму импульса при высокой эффективности преобразования не представляется возможным.

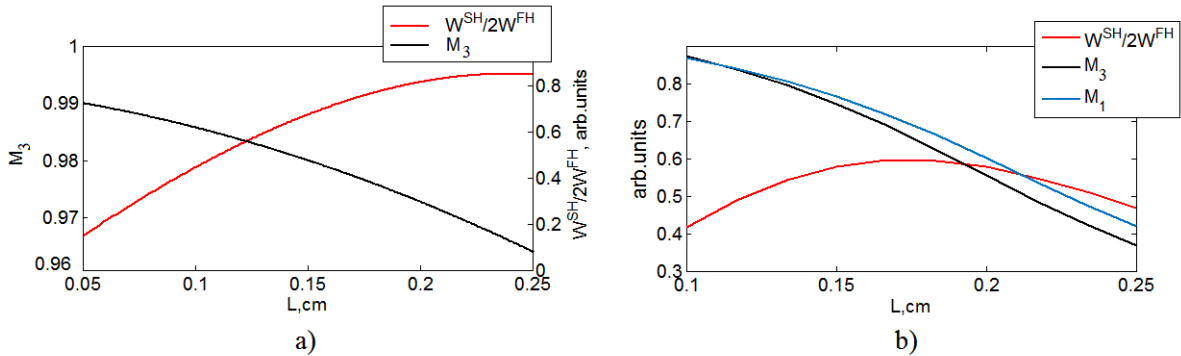


Рисунок 2.15 – Зависимость коэффициента подобия M_3 и эффективности преобразования по энергии от толщины кристалла при пиковой интенсивности излучения первой гармоники 1.5 ГВт/см^2 (а) и зависимость коэффициентов подобия M_1, M_3 и эффективности преобразования по энергии от толщины кристалла при ГВГ импульсами с одинаковыми частотными чирпами ($\varphi_1 = \varphi_2$) (b)

Оценим влияние различия между частотными чирпами взаимодействующих импульсов по модулю на эффективность преобразования с учетом равенства пиковых интенсивностей. На рис. 2.16а показана зависимость эффективности преобразования по энергии (W^{SH}/W_S^{FH} , W_S^{FH} - суммарная энергия импульсов первой гармоники) от отношения по абсолютной величине частотных чирпов у взаимодействующих импульсов. Видно, что для оптимального преобразования допустимая погрешность должна составлять единицы процентов. При этом следует отметить, что спектральная ширина импульса второй гармоники (рис. 2.16b) линейно зависит от отношения абсолютных величин чирпов. Это связано с нарушением условия синхронизма взаимодействующих спектральных компонент импульсов, вторая гармоника перестает быть спектрально ограниченной.

Рассмотрим возможность использования второго типа синхронизма при высокоэффективной ГВГ. Как было показано ранее, ое-е взаимодействие не позволяет полностью скомпенсировать волновую расстройку в первом порядке разложения. Это связано с тем, что на переднем и заднем фронтах импульса разные направления фазового синхронизма. Однако, в кристалле ВВО для эффективного преобразования достаточно использовать кристалл с толщиной $< 1 \text{ мм}$,

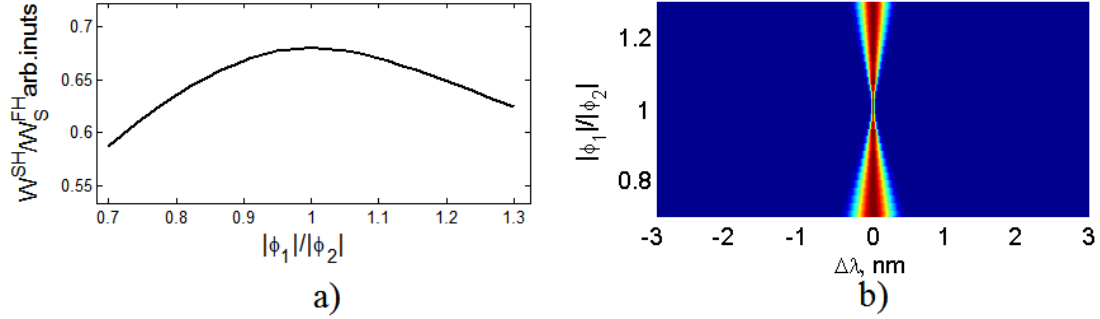


Рисунок 2.16 – Зависимость эффективности преобразования по энергии (W^{SH}/W_S^{FH}) от отношения величин абсолютных значений частотных чирпов взаимодействующих импульсов (а) и зависимость ширины спектра импульса второй гармоники от отношения величин частотных чирпов (б)

более толстый кристалл нежелателен также и по причине пространственного сноса, как излучения второй гармоники, так и одного из пучков первой гармоники. Преимуществом второго типа синхронизма является слабая попутная генерация независимо от угла схождения между взаимодействующими пучками. На рис. 2.17 показана зависимость коэффициента подобия M_1 и эффективности преобразования по энергии от толщины кристалла при угле между пучками $\gamma = 0.5^\circ$ и разведении их в некритической плоскости. Пиковая интенсивность первой гармоники также составляла 1.5 ГВт/см^2 . При проведении моделирования использовались начальные условия на границе (2.46,2.48) при $A_0 = 0$, см. рис. 2.13а. Из полученной зависимости видно, что

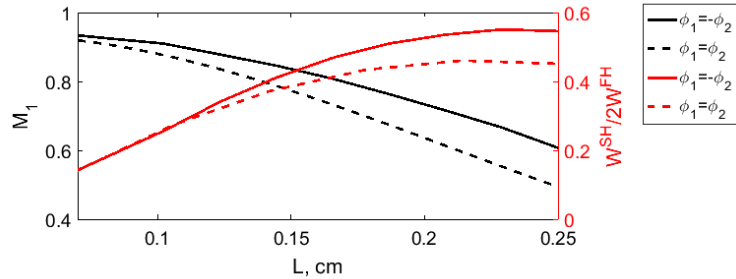


Рисунок 2.17 – Зависимость коэффициента M_1 и эффективности преобразования по энергии от толщины кристалла при неколлинеарной генерации второй гармоники второго типа взаимодействия в кристалле ВВО в случаях одинаковых и разных знаков частотных чирпов

оптимальная толщина кристалла составляет около 0.7 мм . При такой толщине кристалла можно использовать и классическую генерацию второй гармоники, но сгенерированный импульс будет обладать значительно более широким спектром, что усложнит генерацию четвертой гармоники.

В условиях реального эксперимента не представляется возможным, чтобы взаимодействующие

щие реплики были абсолютно идентичны по параметрам, в частности, ширине пучка, величине линейного частотного чирпа и энергии. Кроме того, как было показано выше, при генерации второй гармоники взаимодействующие импульсы могут отличаться по форме (см. рис.2.13). Поэтому требуется оценить влияние флуктуаций указанных параметров на сохранение формы эллипсоидального импульса и эффективность преобразования.

Первоначально рассмотрим взаимодействие двух эллипсоидальных импульсов, основные параметры аналогичны использованным в предыдущих разделах. На рис.2.18а приведена зависимость эффективности преобразования во вторую гармонику от отношения между частотными чирпами. Для эллипсоидального импульса без периодической модуляции интенсивности показана энергетическая эффективность, а для модулированного импульса - параметр качества M'_1 , здесь $M'_1 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \{ \int_{-\infty}^{\infty} [F_{GH}^2(x_0, y_0, t') \cdot F_{FH}^2(x_0, y_0, t-t')] dt' \} dt}{\int_{-\infty}^{\infty} \{ \int_{-\infty}^{\infty} [F_{FH}^2(x_0, y_0, t') \cdot F_{FH}^2(x_0, y_0, t-t')] dt' \} dt}$, где F_{FH}, F_{GH} - огибающие распределений интенсивности первой и второй гармоники. Видно, что в случае модулированных импульсов, требования на идентичность величины чирпа существенно выше (1-2%), поскольку характер модуляции сильно зависит от величины чирпа. Также отметим, что спектральная ширина линейно растет с увеличением разницы между частотными чирпами.

На рис.2.18b продемонстрирована эффективность преобразования по энергии в зависимости от соотношения между шириной взаимодействующих пучков. Видно, что несоответствие между пучками в пределах 10% не оказывает значительного влияния на энергетическую эффективность преобразования. Далее перейдем к взаимодействию цилиндрического и эллипсоидального

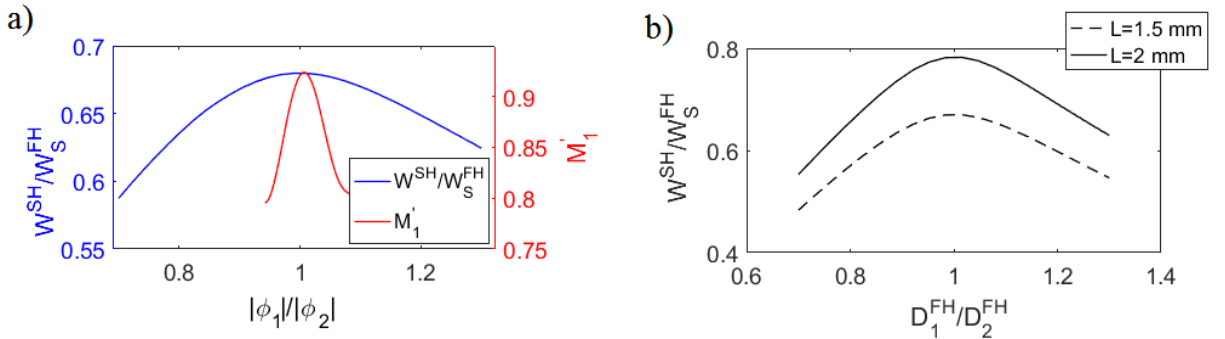


Рисунок 2.18 – Зависимость энергетической эффективности преобразования и коэффициента M'_1 от соотношения между чирпами взаимодействующих импульсов (а); эффективность преобразования по энергии в зависимости от соотношения между шириной взаимодействующих пучков при толщине кристалла 1.5 и 2 мм (b)

импульсов. На рис.2.19а показана энергетическая эффективность в зависимости от соотношения между шириной цилиндрического (D_1^{FH}) и эллипсоидального (D_2^{FH}) пучков, а также коэффициент M_2 , видно, что при сохранении формы эллипсоидального импульса эффективность преобразования по энергии существенно меньше, чем в оптимальном случае.

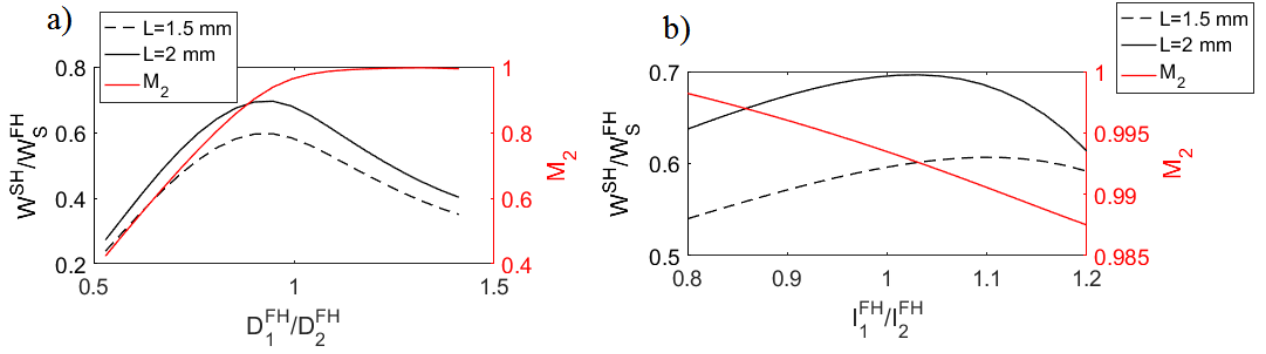


Рисунок 2.19 – Зависимость энергетической эффективности преобразования (при толщинах кристалла 1.5 и 2 мм) и коэффициента M_2 от отношения размеров взаимодействующих пучков (а) и отношения пиковых интенсивностей цилиндрического (I_1^{FH}) и эллипсоидального (I_2^{FH}) пучков (б)

На рис.2.19б приведен результат моделирования ситуации, когда пиковые интенсивности взаимодействующих импульсов отличаются друг от друга. Видно, что параметр сохранения формы практически не зависит от отношения интенсивностей, а эффективность преобразования меняется довольно слабо в пределах 10% при различии в пиковых интенсивностях до 20% .

Таким образом, наиболее значимым параметром при генерации второй гармоники является идентичность, с точностью до единиц процентов, величины линейного частотного чирпа. Отметим, что в рассматриваемой схеме высшие чирпы на эффективность преобразования существенного влияния не оказывают.

Перейдем к ГВГ лазерных импульсов с периодической модуляцией интенсивности. Сначала рассмотрим импульсы, полученные с помощью периодической фазовой модуляции. Для этого в начальных условиях (2.46,2.48) положим $A_0 = 0.3$, эллипсоидальный лазерный импульс имеет периодическую модуляцию интенсивности во времени. Результат моделирования при разведении пучков в некритической плоскости ((решалась система уравнений (2.17))) показан на рис. 2.20. Видно, что и в этом случае пространственно-временное распределение интенсивности преобразуется во вторую гармонику без каких-либо искажений. Спектр второй гармоники (рис. 2.20d) близок к Фурье-ограниченному, хотя и содержит помимо узкой полосы на центральной частоте также и сателлиты, связанные с периодической модуляцией интенсивности от времени.

В разделе 1.4 был рассмотрен способ формирования лазерных импульсов с периодической модуляцией интенсивности при использовании поляризационного интерферометра Майкельсона. Для минимизации искажений на выходе из интерферометра (при частоте модуляции 1 ТГц и более) требуется использовать лазерные импульсы с шириной спектра >50 нм. С помощью численного решения системы уравнений (2.21) покажем, что предложенный метод позволяет сохранить 3D-форму и при таких параметрах излучения. Для высокоэффективной ГВГ пред-

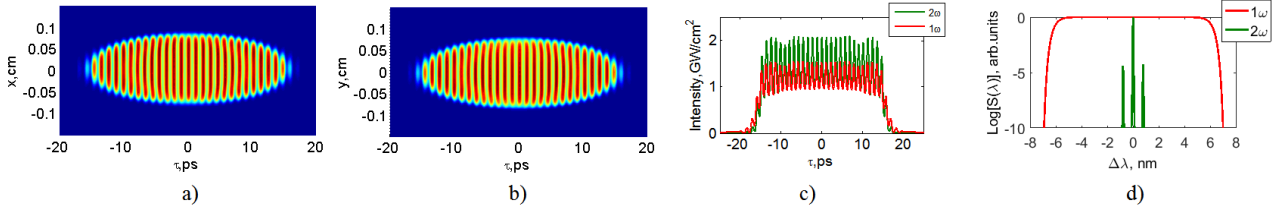


Рисунок 2.20 – ГВГ профилированного лазерного импульса с периодической фазовой модуляцией; пространственно-временное распределение интенсивности второй гармоники в плоскости $x\tau$ (a), пространственно-временное распределение интенсивности второй гармоники в плоскости $y\tau$ (b), временные распределения интенсивности первой (красная кривая) и второй (зеленая кривая) гармоник (c), спектральные распределения интенсивности в логарифмическом масштабе первой (красная кривая) и второй (зеленая кривая) гармоник (d)

ложенным способом требуется использовать первый тип синхронизма ($\theta = \theta_0$) и разведение пучков в некритической плоскости ($\theta = \theta_0$ - угол синхронизма). В качестве начальных условий на границе будем использовать следующие выражения:

$$\begin{aligned}
 A_1(\tau, r_{\perp}, z = 0) &= F_- [F_+ [E'(\tau, r_{\perp})] e^{-i\Omega \cdot x \cdot \frac{\text{tg}(\alpha)}{v_z}}] e^{-ik_{x0}x} \\
 A_2(\tau, r_{\perp}, z = 0) &= F_- [F_+ [E'(\tau, r_{\perp})] e^{i\Omega \cdot x \cdot \frac{\text{tg}(\alpha)}{v_z}} e^{i2\varphi_1 \Omega^2 / 2}] e^{ik_{x0}x} \\
 E'(\tau, r_{\perp}) &= \frac{\sqrt{2}}{2} (F_- [E(\Omega, r_{\perp}) e^{-i\tau\Omega}] \sin \delta + F_- [E(\Omega, r_{\perp})] \cos \delta)
 \end{aligned} \tag{2.50}$$

Здесь α - половинный угол схождения между импульсами, k_{x0} - проекция волнового вектора на ось x , v_z - проекция групповой скорости импульса первой гармоники на ось z . Условия соответствуют прошедшему через интерферометр эллипсоидальному лазерному импульсу и его реплике (частотный чирп равен по модулю, но противоположен по знаку). При проведении моделирования будем использовать следующие параметры: центральная длина волны 1034 нм, размер пучка ~ 1 мм, кристалл ВВО толщиной 1.5 мм, интенсивность 2 ГВт/см². Выбранные параметры характерны для лазерных систем, используемых для облучения Cs₂Te катодов [123]. Ширину спектра будем использовать 35 нм (частота модуляции 1 ТГц) и 55 нм (частота модуляции 2 ТГц), при этих параметрах неоднородность глубины модуляции (см. рис. 1.22) составляет единицы процентов.

Для эффективного преобразования угол схождения между пучками должен быть выбран таким, чтобы обеспечивать минимальное попутное преобразование на всей спектральной ширине взаимодействующих импульсов и отсутствие искажений в распределении интенсивности второй гармоники. При проведении моделирования полный угол схождения внутри кристалла был выбран 3 и 4 градуса при ширине спектра 35 и 55 нм соответственно. На рис.2.21 показаны пространственно-временные распределения интенсивности импульсов второй гармоники

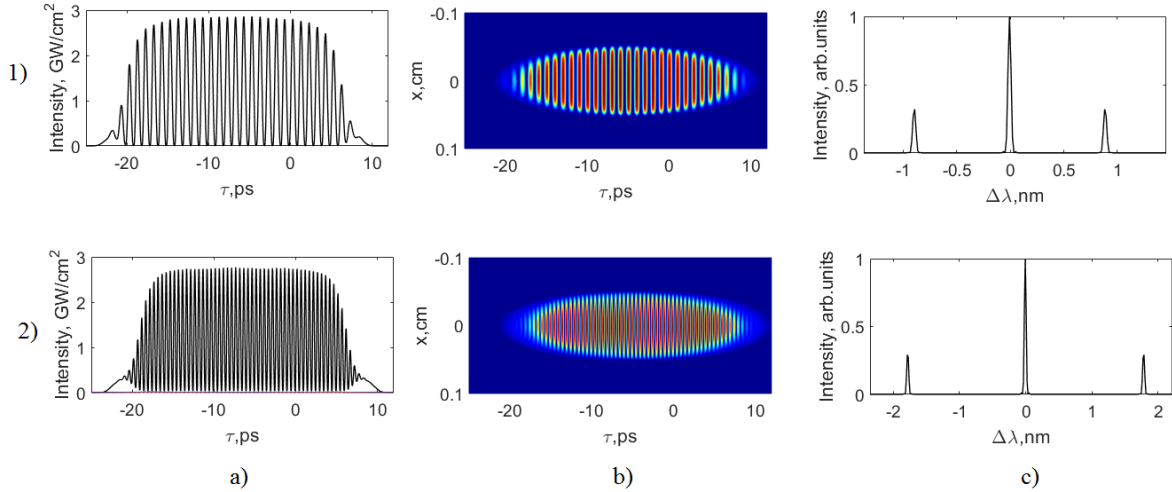


Рисунок 2.21 – Генерация второй гармоники при частоте модуляции $F' = 1$ ТГц (1) и $F' = 2$ ТГц (2); Временные распределения интенсивности в сечении $x = 0$ (а), пространственно-временные распределения интенсивности (б), спектральные распределения интенсивности (с)

при частоте модуляции 1 ТГц (ширина спектра первой гармоники 35 нм) и 2 ТГц (ширина спектра второй гармоники 55 нм). Видно, что структура распределения интенсивности переносится без искажений с высокой эффективностью преобразования. Положение сателлитов на спектре второй гармоники зависит от частоты модуляции. На рис. 2.22 показана зависимость ширины спектра второй гармоники $\Delta\lambda$ и эффективности преобразования χ_{SH} от частоты модуляции F' при $\delta = 45^\circ$. Значения интенсивности и длина кристалла выбраны с точки зрения демонстрации эффективности использованного метода для ГВГ широкополосных импульсов при существенном влиянии материальной дисперсии. Снижение эффективности преобразования с увеличением частоты модуляции связано с уменьшением среднего значения интенсивности по импульсу.

Увеличение спектральной ширины второй гармоники с ростом частоты модуляции приводит к значительному влиянию материальной дисперсии на преобразование в четвертую гармонику. В частности, поскольку пик на центральной частоте достаточно узок (~ 0.05 нм), дисперсионные эффекты влияют только на воспроизводимость глубины модуляции. Сформировать эллипсоидальные импульсы в УФ диапазоне спектра с заданной глубиной модуляции возможно следующим образом. Для точного воспроизведения глубины модуляции второй гармоники длина кристалла ВВО должна составлять не более 0.5 мм, в этом случае дисперсионные эффекты сказываются на эффективности преобразования незначительно и заданная во второй гармонике глубина модуляции воспроизводится в четвертой с точностью до 90%. Другой способ заключается в управлении глубиной модуляции четвертой гармоники за счет совместного действия дисперсии и нелинейности при преобразовании. В импульсе первой (второй) гармоники

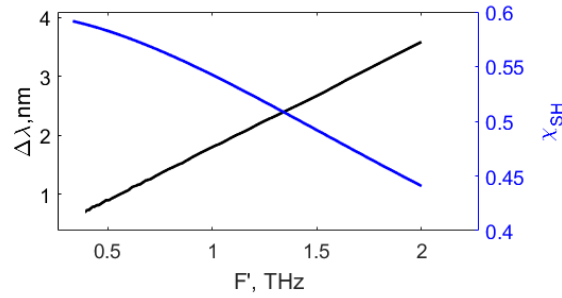


Рисунок 2.22 – Зависимость ширины спектра второй гармоники $\Delta\lambda$ и эффективности преобразования по энергии χ_{SH} от частоты модуляции F' при $\delta = 45^\circ$, угле схождения между пучками 4 градуса, спектральной ширине первой гармоники 55 нм

формируется модуляция с $\kappa \approx 1$, при этом глубина модуляции в импульсе четвертой гармоники является функцией интенсивности и толщины кристалла.

На рис. 2.23 приведен результат численного моделирования ГЧГ для эллипсоидальных импульсов второй гармоники (интенсивность 6 ГВт/см², $\kappa_{SH} = 1$) с частотами модуляции 1 и 2 ТГц. ГЧГ выполнялось в кристалле ВВО толщиной 1.5 ($F' = 1$ ТГц) и 1 мм ($F' = 2$ ТГц). Видно, что эллипсоидальное распределение сохраняется, а дисперсионные эффекты, связанные с увеличением частоты модуляции, приводят к снижению ее глубины.

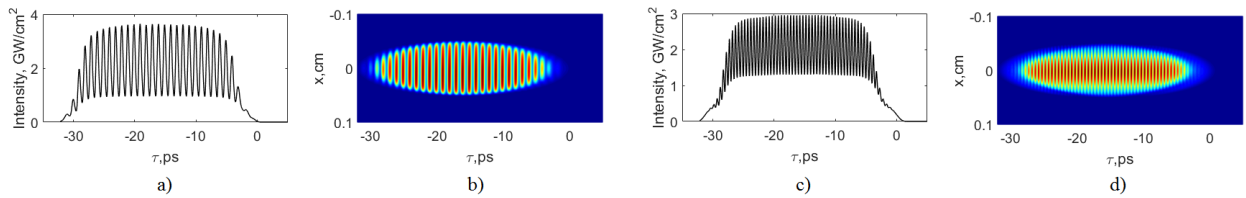


Рисунок 2.23 – Генерация четвертой гармоники при частоте модуляции $F' = 1$ ТГц (a,b) и $F' = 2$ ТГц (c,d); Временные распределения интенсивности в сечении $x = 0$ (a,c), пространственно-временные распределения интенсивности (b,d)

На рис. 2.24а показаны зависимости глубины модуляции (частота модуляции 1 и 2 ТГц) четвертой гармоники κ_{FH} в зависимости от интенсивности и толщины кристалла ВВО. В частности, при частоте модуляции 1 ТГц и толщине кристалла 1.5 мм, диапазон глубины модуляции $\Delta\kappa_{FH} \approx 0.35$. На рис. 2.24б показана соответствующая эффективность преобразования в четвертую гармонику χ_{FH} , при уменьшении глубины модуляции эффективность преобразования снижается. Кроме того, на рис. 2.24с приведена зависимость глубины модуляции от частоты модуляции при толщинах кристалла ВВО 1 и 1.5 мм (пиковая интенсивность в обоих случаях 6 ГВт/см², угол между взаимодействующими импульсами 3°, спектральная ширина 35 нм). Немонотонность зависимостей связана с тем, что для спектральных компонент (сателлитов,

определяемых частотой модуляции) при выбранных параметрах взаимодействия $\sin(\Delta k' L) = 0$ ($\Delta k'$ - волновая расстройка, L - толщина кристалла), что повышает эффективность их преобразования и глубину модуляции, соответственно.

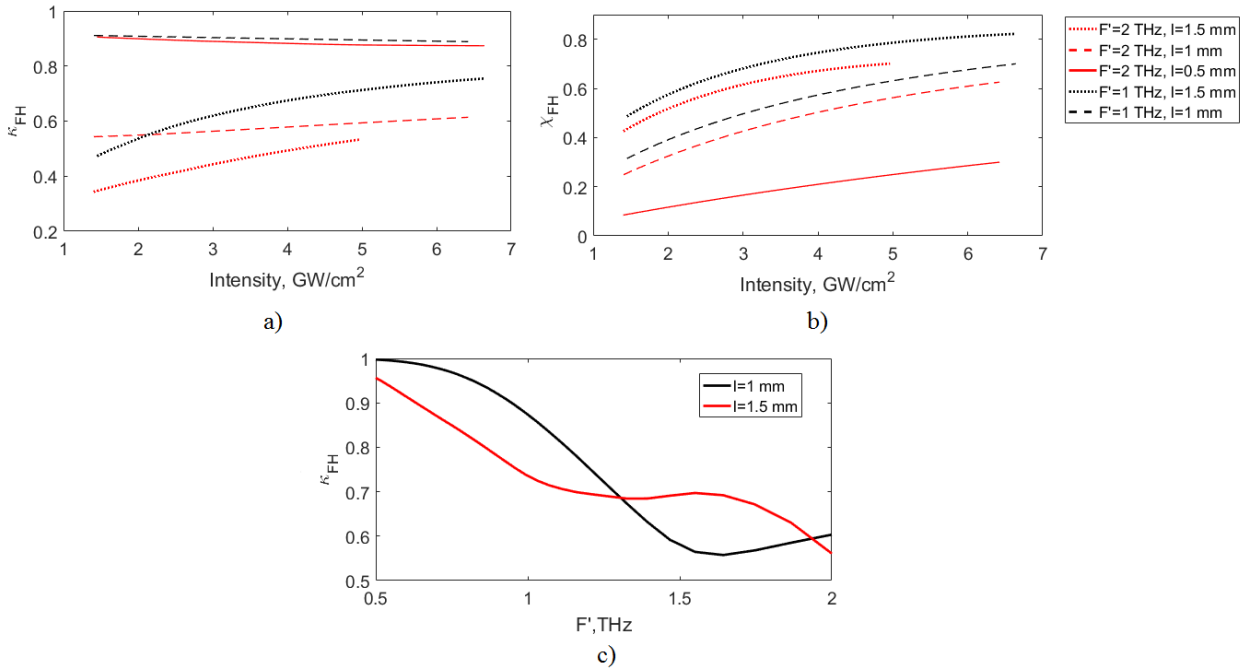


Рисунок 2.24 – Зависимость глубины модуляции четвертой гармоники κ_{FH} от пиковой интенсивности при разных толщинах кристалла ВВО (а); Зависимость эффективности преобразования в четвертую гармонику χ_{FH} от пиковой интенсивности при разных толщинах кристалла ВВО (б), Зависимость глубины модуляции четвертой гармоники κ_{FH} от частоты модуляции при фиксированной интенсивности и толщинах кристалла ВВО 1 и 1.5 мм (с)

Неколлинеарная ГВГ импульсами с равными по модулю и противоположными по знаку частотными чирпами позволяет сохранить во второй гармонике пространственно-временное распределение интенсивности, заданное у широкополосных (спектральная ширина более 50 нм) импульсов в т.ч. при наличии периодической модуляции интенсивности во времени. В этом случае сформированные импульсы второй гармоники имеют узкую спектральную компоненту на центральной частоте (~ 0.1 нм при ширине спектра фундаментального импульса около 50 нм и ~ 0.02 нм при ширине спектра около 12 нм) и сателлиты, положение которых определяется периодом модуляции. В кристалле ВВО с толщиной 1-2 мм можно достаточно эффективно преобразовать импульсы с модуляцией интенсивности (период около 1 пс, ширина спектра около 12 нм) из видимого в УФ диапазон, поскольку при такой толщине кристалла дисперсионными эффектами можно пренебречь. Показано, что преобразование в четвертую гармонику можно осуществить при незначительном влиянии дисперсии (глубина модуляции воспроизводится

точно ($\sim 90\%$), толщина кристалла ВВО < 0.5 мм) и с управлением глубиной модуляции при совместном влиянии дисперсии и нелинейности преобразования (толщина кристалла ≈ 1.5 мм).

Предложенный метод генерации второй гармоники может быть применен для формирования лазерных импульсов видимого и УФ диапазона с конусообразным распределением интенсивности. Сформировать лазерный импульс с конусообразным распределением интенсивности и длительностью 10 пс можно несколькими способами. Первый из них ничем не отличается от метода формирования эллипсоидальных лазерных импульсов с помощью профилированной решетки Брэгга, только в объеме фоторефрактивного стекла записывается не эллипсоид, а конус. Однако в этом случае из-за малых длительностей формируемых импульсов возрастают требования к спектральной ширине брэгговской решетки и профилируемого импульса. Кроме того, поскольку создаваемый профиль не является симметричным во времени и частотной области, возникают дополнительные сложности для эффективной генерации второй (четвертой) гармоники рассмотренным в предыдущем разделе методом. Требуется две одинаковые профилированные решетки Брэгга, записанные в которых конусы зеркально отражены. Второй способ свободен от этих недостатков, но имеет более низкую энергетическую эффективность. Он заключается в формировании квази-конусообразного распределения интенсивности при генерации второй гармоники за счет взаимодействия цилиндрического и эллипсоидального импульсов, сдвинутых друг относительно друга на время задержки. В области перекрытия импульсов генерируется вторая гармоника излучения, обладающая квази-конусообразным распределением интенсивности (образующая конуса не является линейной функцией). На рис. 2.25 приведен результат численного моделирования генерации второй гармоники при следующих параметрах: центральные длины волн 1034 нм, спектральная ширина 12 нм, длительность цилиндрического импульса 32 пс, длительность эллипсоидального импульса 96 пс, размеры пучков 1.5 и 2 мм соответственно, задержка между импульсами составляет 30 пс, пиковая интенсивность 1.5 ГВт/см^2 , кристалл ВВО длиной 1.5 мм, угол схождения между пучками в кристалле 3° . Длительность конусообразного импульса на рис.2.25 составляет 7 пс и зависит от величины задержки.

Поскольку цилиндрический и эллипсоидальный импульсы имеют линейный частотный чирп разного знака, то спектр второй гармоники (рис.2.25) узок и позволяет использовать классическую схему генерации четвертой гармоники. На рис.2.26 приведен результат численного моделирования коллинеарной генерации четвертой гармоники (пиковая интенсивность импульса второй гармоники 4 ГВт/см^2 , длина кристалла ВВО 1 мм) с использованием результата моделирования ГВГ. На рис.2.26 показаны временные распределения интенсивности в сечении $x = 0, y = 0$ и пространственно-временные распределения интенсивности в $x\tau$ и $y\tau$ плоскостях (b,c). Также приведены (рис.2.26d-f) сечения пучков в различные моменты времени ($\Delta\tau$ - длительность конусообразного импульса по полувысоте). Таким образом, с использованием предложенного способа профилирования можно эффективно сформировать квази-конусообразные

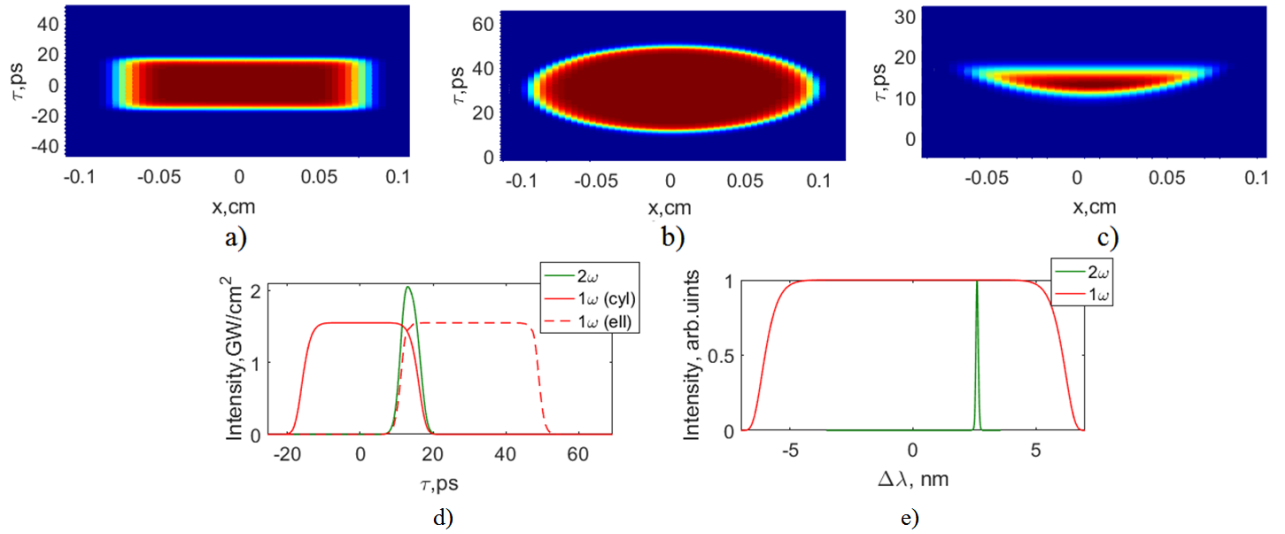


Рисунок 2.25 – Пространственно-временные распределения интенсивности в плоскости $x\tau$ цилиндрического и эллипсоидального импульсов первой гармоники (а,б), конусообразного импульса второй гармоники (с); Временное распределение интенсивности фундаментальной гармоники (красные кривые) и второй гармоники (зеленая кривая) (d), спектральные распределения первой и второй гармоник (b)

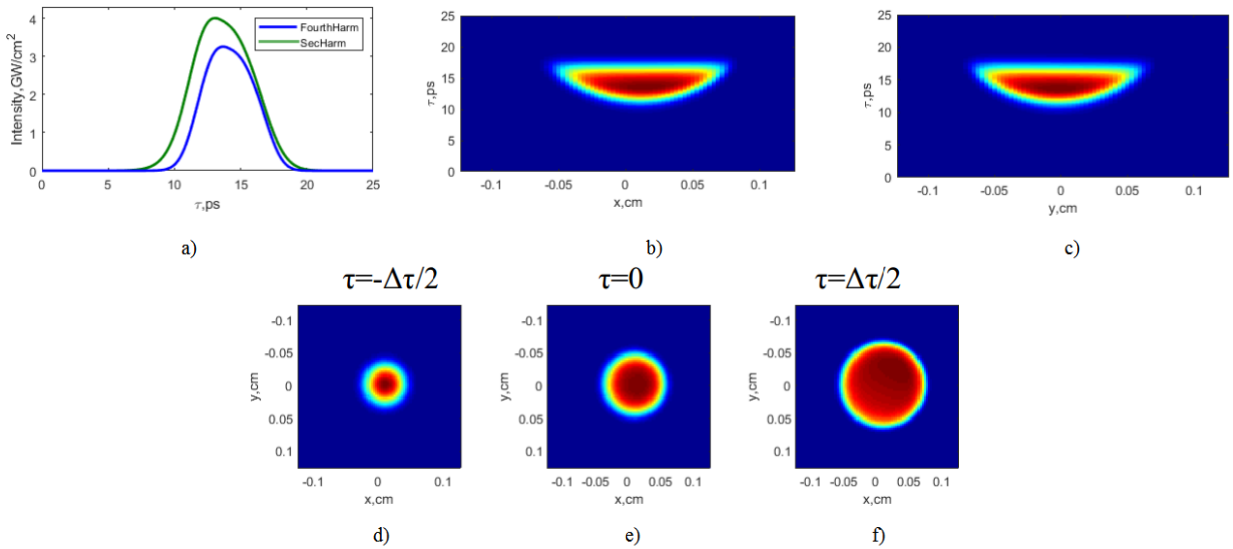


Рисунок 2.26 – ГЧГ конусообразным лазерным импульсом второй гармоники. Временные распределения интенсивности второй гармоники (зеленая кривая) и четвертой гармоники (синяя кривая) (а), пространственно-временные распределения интенсивности в плоскости $x\tau$ и $y\tau$ эллипсоидального импульса четвертой гармоники (b,c), сечения пучков в моменты времени $\tau = -\Delta\tau/2$ (d), $\tau = 0$ (e), $\tau = \Delta\tau/2$ (f)

лазерные импульсы пс-длительности в УФ-диапазоне.

2.5 Заключение по главе 2

В главе получена система дифференциальных уравнений, которая описывает трехволновое взаимодействие сверхширокополосных лазерных импульсов с длительностью вплоть до одного периода колебаний светового поля. Упрощенная система уравнений в этой главе была использована для численного моделирования генерации второй, третьей и четвертой гармоник лазерными импульсами с частотными и угловыми чирпами.

На примере лазерных импульсов с 3D эллипсоидальным распределением интенсивности продемонстрирована возможность высокоэффективной генерации излучения второй и четвертой гармоник с сохранением формы за счет использования углового чирпирования. Показано, что для лазерных импульсов ($\lambda_c = 744$ нм, FWHM 6 нм, $I=17$ ГВт/см², длительность $\Delta\tau=15$ пс, $\Delta\tau_F \sim 135$ фс) использование кристаллов (LBO (толщина 1.5 мм), KBBF (толщина 1.5 мм)) позволяет получить коэффициенты подобия форм $M_1=0.71$, $M_2=0.69$ при последовательной генерации второй и четвертой гармоники и достичь эффективности преобразования по энергии 45%; Определены условия, при которых излучение третьей гармоники Ti:Sa лазера, генерируемое в результате неколлинеарного взаимодействия в кристалле (ВВО, толщина 150 мкм) чирпированных по углу импульсов первой ($\lambda_c = 744$ нм, FWHM 6 нм, $I=7.2$ ГВт/см², длительность $\Delta\tau = 15$ пс) и второй гармоник ($\lambda_c=372$ нм, FWHM 1.5 нм, $I=14.4$ ГВт/см², длительность $\Delta\tau=15$ пс), является коллимированным и сохраняет 3D структуру распределения интенсивности импульса первой гармоники, при этом коэффициент подобия $M_1=0.62$, а эффективность преобразования по энергии 20%.

Из проведенного исследования видно, что оба пути получения требуемого УФ-излучения - генерация третьей и четвертой гармоники позволяют сохранить 3D структуру поля при высокой эффективности преобразования. При использовании генерации третьей гармоники значительно ниже КПД преобразования из первой гармоники и больше искажения пространственно-временного распределения интенсивности. При повышении КПД третьей гармоники коэффициенты подобия преобразования уменьшаются.

В процессах генерации второй и четвертой гармоник использование углового чирпа позволяет сохранить 3D структуру лазерных импульсов, в том числе и при наличии периодической модуляции во времени. На примере лазерных импульсов с 3D эллипсоидальным распределением интенсивности ($\lambda_c = 1034$ нм, FWHM 12 нм, $I=7$ ГВт/см², длительность $\Delta\tau=22$ пс), обладающим периодической модуляцией во времени с периодом (~ 1 пс) при использовании кристаллов для ГВГ (LBO, толщина 3 мм) и ГЧГ (ВВО, толщина 0.8 мм) показана возможность сохранения формы при высокой эффективности преобразования.

Показано, что использование неколлинеарной схемы взаимодействия лазерных импульсов с одинаковыми по абсолютному значению и противоположенными по знаку частотными чирпами для ГВГ позволяет сохранить 3D распределение интенсивности (в том числе и промодулированное во времени) при высокой эффективности преобразования. На примере лазерных импульсов ($\lambda_c = 1034$ нм, FWHM 12 нм, $I=1.5$ ГВт/см², длительность $\Delta\tau=28$ пс) и кристаллов (ВВО, толщиной 1.5 мм (ГВГ) и 1 мм (ГЧГ)) используемых для ГВГ и ГЧГ показана возможность сохранения формы импульсов при высокой эффективности преобразования. Продемонстрировано, что при генерации четвертой гармоники лазерного импульса с периодической модуляцией интенсивности, возможно управление глубиной модуляции за счет контролируемого изменения вклада материальной дисперсии в нелинейном кристалле и эффективности преобразования.

В главе рассмотрен способ формирования лазерных импульсов видимого и УФ диапазона с конусообразным распределением интенсивности. Длительность сформированного импульса ~ 10 пс и зависит от задержки между взаимодействующими цилиндрическим и эллипсоидальным импульсами.

Глава 3 Диагностика пространственно-временного распределения интенсивности широкополосных лазерных импульсов

В настоящее время современные осциллографы и фотодиоды не обладают временным разрешением для прямого измерения длительности фемтосекундных лазерных импульсов. Для этой цели используют косвенные методы и созданные на их основе приборы. Одни из них позволяют измерять корреляционные функции интенсивности, а другие, с использованием специальных алгоритмов, восстанавливают временной профиль импульса и его спектральную или временную фазу. Использование тех или иных методов определяется режимом работы лазера и характеристиками диагностируемых импульсов. Как правило, для определения временных характеристик разовых импульсов сверхкороткой длительности используют автокорреляторы второго [83–85] и третьего порядка интенсивности [86, 87], а также выполненные в одноимпульсном исполнении приборы FROG (Frequency Resolved Optical Gating), SPIDER (Spectral Phase Interferometry for Direct Electric Field Reconstruction) [89] и GRENUILLE [88]. Одноимпульсные корреляторы второго порядка интенсивности не позволяют различать передний и задний фронт импульса, в то время как в корреляторах третьего порядка интенсивности такой проблемы не существует. Для диагностирования лазерных импульсов с высокой частотой повторения (десятки Гц и выше) применяют сканирующие FROG и кросс-корреляторы на основе двухфотонного поглощения [124] и генерации второй гармоники [24]. В связи с созданием сверхмощных лазерных систем [125], позволяющих генерировать лазерные импульсы петаваттного уровня мощности и ультракороткой длительности – десятки фемтосекунд и менее, актуальной становится задача корректного измерения временных характеристик у такого излучения. Более того, в последнее время активно стали развиваться и методы дополнительного временного сжатия сверхмощных лазерных импульсов. Один из них, получивший название CAfCA (Compression After Compressor Approach) [126], был успешно апробирован в экспериментах и позволил в значительной степени сократить длительность излучения [127–130]. В перспективе, как было показано в работе [131], применение данного метода позволит реализовать в экспериментах петаваттные лазерные импульсы с длительностью по полувысоте в один период осцилляции светового поля. Диагностика временных параметров у такого излучения является нетривиальной задачей, но решить ее можно и с использованием уже развитых методов при обеспечении достаточной точности проведения измерений. Важно отметить, что и ранее одноимпульсные корреляторы второго и третьего порядка интенсивности использовались для диагностирования импульсов сверхкороткой длительности. Впервые результаты измерений длительности фемтосекундного лазерного импульса при использовании одноимпульсного автокоррелятора второго порядка были пред-

ставлены в работе [132]. Длительность импульса составляла 50 фс, при проведении измерений использовался кристалл KDP толщиной 300 мкм. В работе [133] продемонстрирована возможность использования автокорреляционных измерений при длительностях импульсов 100 фс с динамическим диапазоном 10^8 . Авторы [134] при использовании техники дисперсионного сканирования продемонстрировали в одноимпульсном режиме получение временной огибающей лазерного импульса с длительностью 4 фс. В работах [135, 136] рассмотрен одноимпульсный кросс-коррелятор, обладающий динамическим диапазоном до 10^{10} , субпикосекундным разрешением и временным окном до 70 пс. Получаемые в экспериментах сверхкороткие лазерные импульсы, как правило, имеют неплоскую фазу спектра. При диагностике импульсов сверхкороткой длительности, влияние дисперсии линейной части показателя преломления нелинейного кристалла может приводить к неправильному определению длительности АКФ. В этом случае оценить величину ошибки можно с использованием численных методов.

В этой главе проанализирована точность определения длительности малопериодных лазерных импульсов с центральными длинами волн 910 нм и 780 нм при использовании одноимпульсного автокоррелятора интенсивности второго порядка. Моделирование выполнено для спектрально-ограниченных импульсов, а также для импульсов с квадратичной и кубической модуляцией фазы спектра.

Кроме того, в главе проведено численное моделирование кросс-корреляционных схем для определения распределения интенсивности второй и четвертой гармоник 3D профилированного лазерного излучения (см. главу 2). Для получения пространственно-временного распределения интенсивности второй гармоники требуется кросс-коррелятор, в котором происходит генерация суммарной частоты, а для определения пространственно-временного распределения четвертой гармоники требуется генерация разностной частоты. Пространственно-временное распределение интенсивности профилированного импульса (в общем случае с произвольным распределением интенсивности) пикосекундной длительности несложно получить с использованием сканирующего кросс-коррелятора [24, 81, 82]. В устройстве такого типа организовано взаимодействие профилированного рабочего импульса и диагностического δ -импульса в нелинейном кристалле. В этом случае интенсивность сгенерированной гармоники в ненасыщенном режиме преобразования пропорциональна интенсивности рабочего импульса, что позволяет полностью восстановить трехмерную пространственно-временную форму импульса. Роль δ -импульса может исполнять непрофилированный импульс первой гармоники сжатый до своего Фурье-предела. Взаимодействие диагностического импульса с разными областями рабочего импульса осуществляется с помощью скоростной линии задержки.

3.1 Численное моделирование работы сканирующего кросс - коррелятора для диагностики импульсов видимого и УФ - диапазонов

При профилировании лазерного излучения необходимо эффективно контролировать сформированную пространственно-временную форму импульса. В том случае, когда длительность профилируемого импульса многократно превышает Фурье-предел, для определения формы импульса разумно использовать сканирующий кросс-коррелятор, работающий на основе неколлинеарного трехволнового взаимодействия. В нелинейном кристалле осуществляется взаимодействие профилированного импульса с диагностическим импульсом, который с определенным шагом задерживается относительно профилированного. Такую линию задержки можно сделать с помощью оптического волокна, навитого на пьезо-шайбу. Распределение интенсивности рожденного импульса позволяет восстановить пространственно-временную форму профилированного импульса, при условии, что длительность диагностического импульса много меньше длительности рабочего импульса. В этом случае измеряемый сигнал второй гармоники пропорционален форме профилированного импульса:

$$I_3(\tau) \sim \int_{-\infty}^{\infty} I_2(t) I_1(t - \tau) dt \approx \int_{-\infty}^{\infty} I_2(t) \delta(t - \tau) dt \approx I_2(\tau) \quad (3.1)$$

здесь $I_2(t)$ - профилированный импульс (рабочий), $I_1(t)$ - Фурье-ограниченный импульс (диагностический). Для выполнения соотношения 3.1 необходимо минимизировать вклад дисперсионных эффектов при преобразовании, обеспечить условие синхронизма на центральной частоте, также нелинейное взаимодействие должно осуществляться в ненасыщенном режиме ($I_3 \ll I_1, I_2$). Из перечисленных условий следуют ограничения на длину кристалла и возможное отклонение от направления синхронизма.

Кросс-коррелятор, используемый для диагностики профилированных импульсов первой гармоники (центральная длина волны 1034 нм) был описан в работе [24], но при проведении профилирования в видимом и УФ-диапазоне необходимо использовать другие кросс-корреляционные схемы. Так, для кросс-коррелятора в видимой области спектра необходимо использовать процесс генерации суммарной частоты ($\omega + 2\omega = 3\omega$). Для контролирования распределения интенсивности в ультрафиолетовой области необходимо использовать процесс генерации разностной частоты ($4\omega - \omega = 3\omega$). В этом разделе представлены результаты численного моделирования работы указанных кросс-корреляционных схем. В качестве профилированных импульсов использованы лазерные импульсы эллипсоидальной формы с периодической модуляцией распределения интенсивности во времени. Также рассмотрен случай, когда сформированные лазерные импульсы

имеют амплитудный наклон.

Сначала приведем результаты моделирования работы кросс-коррелятора, предназначенного для диагностирования импульсов второй гармоники излучения. Ввиду того, что взаимодействующие импульсы имеют достаточно широкий спектр, то при описании трехволнового взаимодействия необходимо учитывать зависимость показателя преломления от длины волны для всех спектральных компонент взаимодействующих импульсов. Численное моделирование основывалось на решении системы уравнений 2.15 со следующими граничными условиями:

$$\tilde{A}_1(\Omega, x, y, z = 0) = A_{10} \text{Exp} \left[-\frac{2 \ln(2) \Omega^2}{\Delta \Omega_1^2} \right] \text{Exp} \left[-\frac{x^2}{2 \Delta x^2} - \frac{y^2}{2 \Delta y^2} \right] \text{Exp} \left[-i \Omega \cdot x \cdot \frac{\tan(\alpha_1)}{v_{1z}} \right] \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} \tilde{A}_2(\Omega, x, y, z = 0) = A_{20} \text{Exp} \left[-\cosh \left(\left[\left(\frac{2\Omega}{\Delta\omega} \right)^2 + \left(\frac{2x}{\Delta x} \right)^2 + \left(\frac{2y}{\Delta y} \right)^2 \right]^4 \right) \right] \\ \text{Exp} \left[i A_0 \cos(\Omega T + \varphi_0) - \frac{i \varphi_1 \Omega^2}{2} \right] \text{Exp} \left[i k_{20} \frac{\partial \theta}{\partial \omega_2} \Big|_{\omega_2 = \omega_{20}} \Omega x \right] \text{Exp} \left[i \Omega \cdot x \cdot \frac{\tan(\alpha_2)}{v_{2z}} \right] \end{aligned} \quad (3.3)$$

здесь α_1 и α_2 углы распространения первой и второй гармоник по отношению к гармонике на суммарной частоте (ось z), $\frac{\partial \theta}{\partial \omega_2}$ - угловой чирп, v_{1z} и v_{2z} - проекции групповых скоростей импульсов первой и второй гармоник на ось z . Начальное условие для профилированного импульса представляет собой эллипсоидальный лазерный импульс, с членами, отвечающими за амплитудный наклон (угловой чирп) и периодическую фазовую модуляцию. Диагностический импульс имеет гауссово распределение интенсивности. На рис.3.1а показана схема кросс-коррелятора на вторую гармонику. При проведении моделирования параметры диагностического импульса бы-

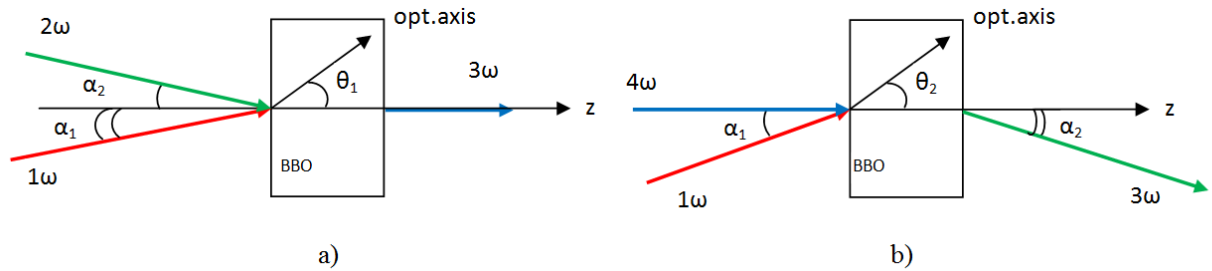


Рисунок 3.1 – Схема кросс-коррелятора на вторую (а) и четвертую (б) гармоники излучения

ли следующие – длина волны 1036 нм, ширина спектра по уровню FWHM 17.1 нм, длительность 90 фс, энергия 5 нДж, размер пучка по уровню $1/e^2$ 5 мм. Параметры профилированного импульса – длина волны 518 нм, ширина спектра по уровню FWHM 3 нм, длительность 7 пс (RMS), энергия 6 мкДж, размер пучка 1 мм. Толщина кристалла ВВО была выбрана 500 мкм. Углы между взаимодействующими импульсами и направлением синхронизма составляли $\alpha_1 = 0.6^\circ$, $\alpha_2 = 0.3^\circ$ и $\alpha_1 = 4.4^\circ$, $\alpha_2 = 2.2^\circ$.

На рис. 3.2 приведен результат моделирования для эллипсоидального импульса без амплитудной модуляции (a,b), для эллипсоидального импульса с амплитудной модуляцией, но без углового чирпа (c,d,e,f) и для эллипсоидального импульса с амплитудной модуляцией и угловым чирпом (g,h). Для рассмотренных условий справедливо утверждение, что с использованием кросс-коррелятора можно восстановить сложную форму не обладающего угловым чирпом импульса. Однако требуется использовать небольшой угол схождения между взаимодействующими импульсами (~ 1 градус). Наличие углового чирпа необходимо (как было показано в разделе 2) для эффективного преобразования в гармоники исходного ИК-импульса с сохранением 3D-формы импульса.

При этом, если импульс имеет угловой чирп, то модуляция полностью замывается. Это видно из рис. 3.3, где представлены поперечные сечения пучков гармоники на суммарной частоте в отдельные моменты времени. На рис.3.3 (1) показаны поперечные сечения импульса третьей гармоники в том случае, когда эллипсоидальный профилированный импульс не имеет углового чирпа и амплитудной модуляции, на рис. 3.3 (2) соответствует наличию у профилированного импульса углового чирпа. Видно смещение положения максимума интенсивности из-за амплитудного наклона. Если включить угловой чирп (рис. 3.3 (3)), то из-за амплитудного наклона модуляция интенсивности во времени переходит в модуляцию пространства, пучок становится промодулированным. Пространственная и временная координаты перестают быть несвязанными и усреднение по пространству приводит к замытию периодической модуляции в профилированном импульсе. Отметим также, что на рис. 3.3e,f амплитуда модуляции у сигнала, полученного с помощью кросс-корреляционных измерений, меньше, чем у исходного. Это связано с тем, что при неколлинеарном взаимодействии с большим углом схождения диагностический импульс пересекает профилированный импульс и захватывает несколько периодов модуляции интенсивности, которые потом отражаются на пространственно-временном распределении интенсивности на суммарной частоте.

Далее рассмотрим результаты численного моделирования работы кросс-коррелятора при диагностировании четвертой гармоники излучения (центральная длина волны 259 нм). Особенностью создания кросс-коррелятора в УФ-диапазоне является использование генерации разностной частоты. В этом случае также была использована система уравнений 2.15, но со следующими начальными условиями на границе:

$$\tilde{A}_1(\Omega, x, y, z = 0) = A_{10} \text{Exp} \left[-\frac{2\ln(2)\Omega^2}{\Delta\Omega_1^2} \right] \text{Exp} \left[-\frac{x^2}{2\Delta x^2} - \frac{y^2}{2\Delta y^2} \right] \text{Exp} \left[-i\Omega \cdot x \cdot \frac{\tan(\alpha_1)}{v_{1z}} \right] \quad (3.4)$$

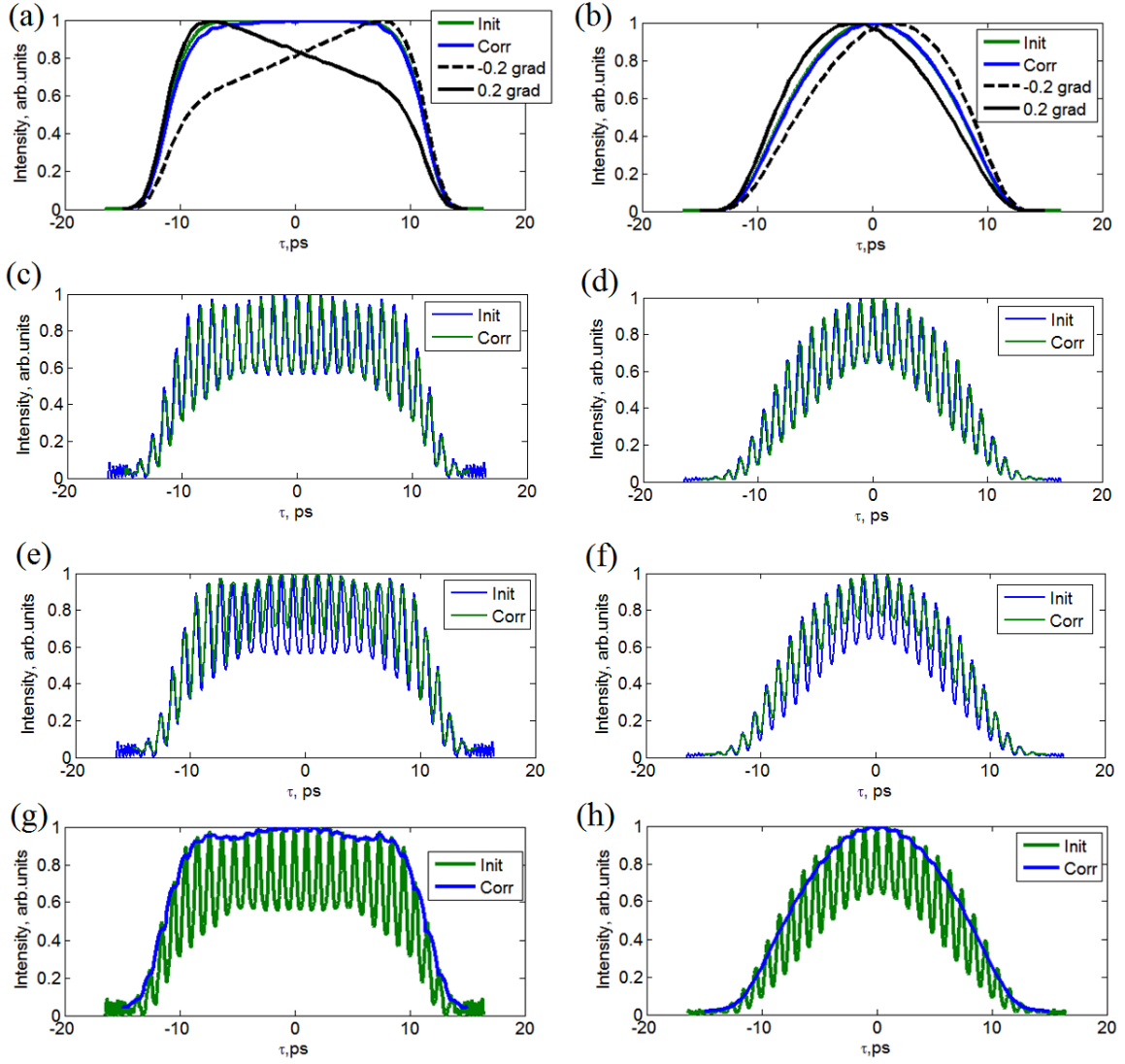


Рисунок 3.2 – Численное моделирование кросс-коррелятора на вторую гармонику излучения (518 нм); временные профили в сечении $x_0 = 0$, $y_0 = 0$ исходного импульса (зеленая кривая), получившегося в результате кросс-корреляционных измерений (синяя кривая) и при отклонении от направления синхронизма на 0.2 градуса (черная и черная пунктирная кривая) (а), при $\alpha_1 = 0.6^\circ$, $\alpha_2 = 0.3^\circ$ (с), $\alpha_1 = 4.4^\circ$, $\alpha_2 = 2.2^\circ$ (е) и при наличии углового чирпа (г); соответствующие временные профили при интегрировании по пучку - (b),(d),(f),(h)

$$\begin{aligned} \tilde{A}_3(\Omega, x, y, z = 0) = A_{30} \text{Exp} \left[-\cosh \left[\left[\left(\frac{2\Omega}{\Delta\omega} \right)^2 + \left(\frac{2x}{\Delta x} \right)^2 + \left(\frac{2y}{\Delta y} \right)^2 \right]^4 \right] \right] \\ \text{Exp} \left[iA_0 \cos(\Omega T + \varphi_0) - \frac{i\varphi_1 \Omega^2}{2} \right] \text{Exp} \left[ik_{30} \frac{\partial \theta}{\partial \omega_3} \Big|_{\omega_3 = \omega_{30}} \Omega x \right] \end{aligned} \quad (3.5)$$

здесь \tilde{A}_1 и \tilde{A}_3 - распределения интенсивности диагностического импульса и рабочего, с централь-

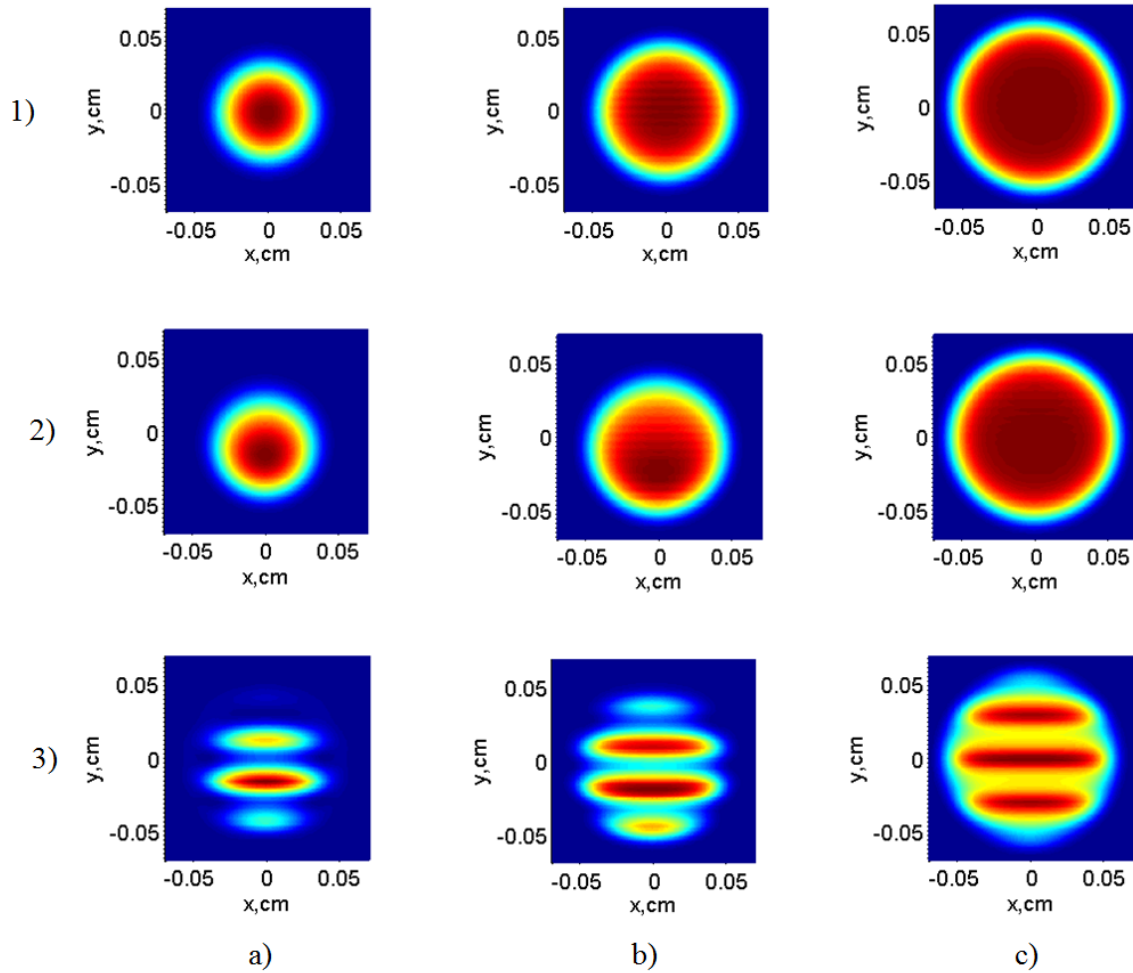


Рисунок 3.3 – Распределение интенсивности пучка гармоники на суммарной частоте, 1) при отсутствии углового чирпа и периодической модуляции интенсивности, 2) при наличии углового чирпа, но без периодической модуляции интенсивности, 3) при наличии углового чирпа и периодической модуляции интенсивности; а) в момент времени $\tau = 10$ пс, б) в момент времени $\tau = 7$ пс, в) в момент времени $\tau = 0$ пс

ной длиной волны 259 нм. Ось z выбрана в направлении распространения рабочего импульса, α_1 - угол распространения рабочего импульса к оси z , а гармоника на разностной частоте (3ω) выходит под углом α_2 к оси z (см. рис 3.1).

При проведении моделирования параметры диагностического импульса были следующие – длина волны 1036 нм, ширина спектра по уровню FWHM 17.1 нм, длительность 90 фс, энергия 5 нДж, размер пучка по уровню $1/e^2$ 5 мм. Параметры профилированного импульса – длина волны 259 нм, ширина спектра по уровню FWHM 1.5 нм, длительность 7 пс (RMS), энергия 6 мкДж, размер пучка 1 мм. Толщина кристалла ВВО составляла 200 мкм. Углы между взаимодействующими импульсами и направлением синхронизма составляли $\alpha_1 = 0.94^\circ$, $\alpha_2 = 0.3^\circ$

и $\alpha_1 = 6^\circ$, $\alpha_2 = 1.9^\circ$. На рис. 3.4 приведен результат моделирования работы кросс-коррелятора для эллипсоидального импульса без амплитудной модуляции и углового чирпа (a,b), для эллипсоидального импульса с амплитудной модуляцией, но без углового чирпа (c,d,e,f) и для эллипсоидального импульса с амплитудной модуляцией и угловым чирпом (g,h).

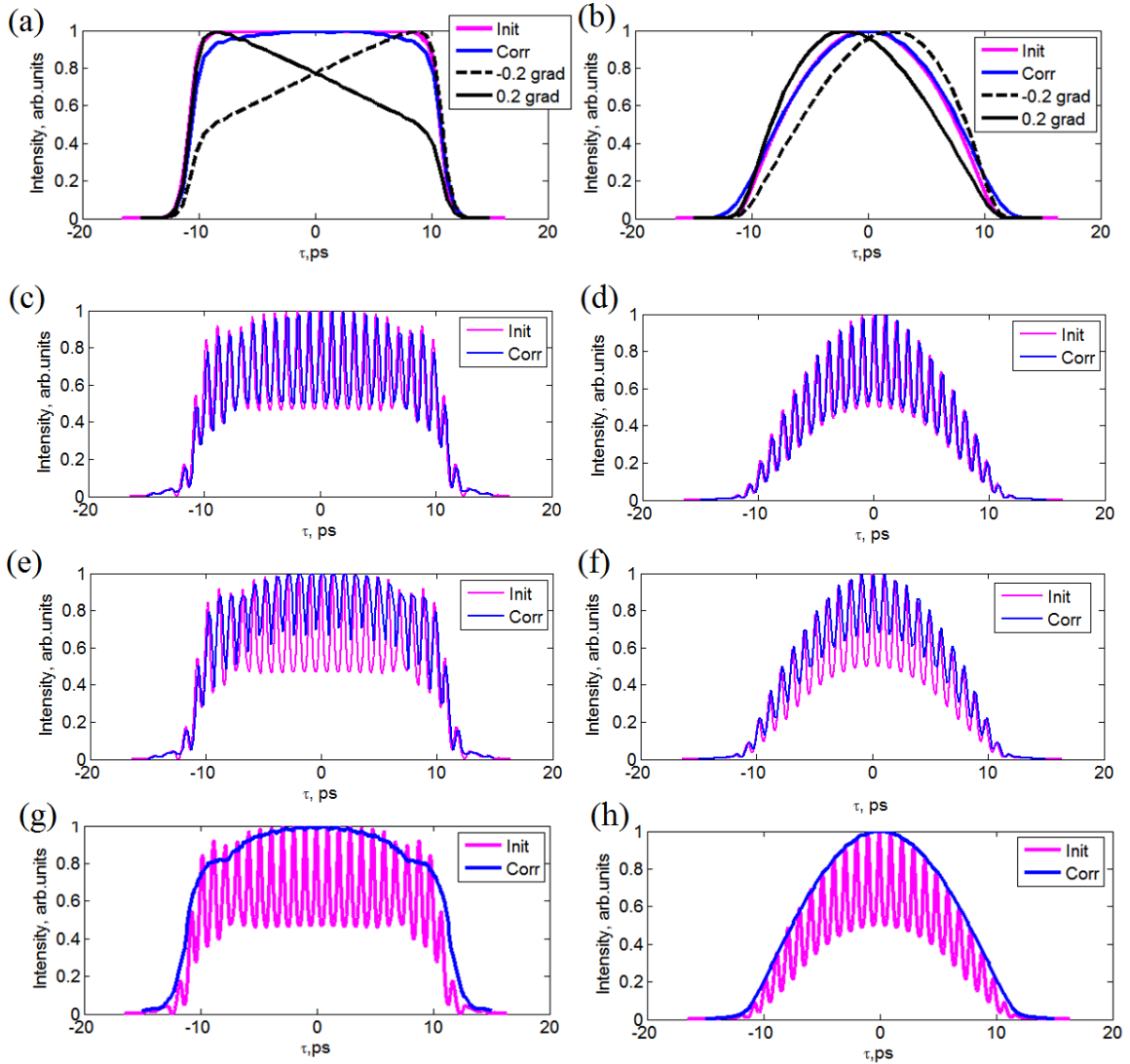


Рисунок 3.4 – Численное моделирование кросс-коррелятора на четвертую гармонику излучения (259 нм); временные профили в сечении $x_0 = 0$, $y_0 = 0$ исходного импульса (фиолетовая кривая), получившегося в результате кросс-корреляционных измерений (синяя кривая) и при отклонении от направления синхронизма на 0.2 градуса (черная и черная пунктирная кривая) (a), при $\alpha_1 = 0.94^\circ$, $\alpha_2 = 0.3^\circ$ (c), $\alpha_1 = 6^\circ$, $\alpha_2 = 1.9^\circ$ (e) и при наличии углового чирпа (g); соответствующие временные профили при интегрировании по пучку - (b),(d),(f),(h)

Из результатов моделирования также следует, что с использованием кросс-коррелятора можно восстановить сложную форму импульса в УФ-диапазоне, не обладающего угловым чирпом,

но угол между взаимодействующими импульсами также должен быть мал. Все наблюдаемые эффекты в кросс-корреляторе на четвертую гармонику излучения полностью идентичны кросс-коррелятору на вторую гармонику. Видно (см. рис. 3.4а), что толщина кристалла 200 мкм близка к максимально предельной, поскольку из-за нарушения условия синхронизма для всех взаимодействующих спектральных компонент сигнал перестает быть кросс-корреляционной функцией. Пространственный профиль пучков гармоники на разностной частоте (рис. 3.5) также идентичен профилям пучка гармоники на суммарной частоте (рис. 3.3). Более высокая частота модуляции поперечного распределения интенсивности связана с тем, что при моделировании амплитудный наклон был взят больше.

Таким образом, при определении формы импульсов видимого и УФ-диапазонов с периодической модуляцией интенсивности важно отсутствие у них амплитудного наклона. При наличии амплитудного наклона периодическая модуляция будет замыкаться. Отметим, что в случае гладких распределений интенсивности амплитудный наклон не повлияет на точность работы автокоррелятора. Далее перейдем к рассмотрению работы автокоррелятора, используемого для диагностики импульсов, длительность которых близка к одному периоду оптических колебаний.

3.2 Принципиальная схема работы одноимпульсного автокоррелятора интенсивности второго порядка

Оптическая схема одноимпульсного автокоррелятора второго порядка представлена на рис.3.6а. Диагностируемый лазерный импульс разделяется на две реплики, которые направляются в нелинейно-оптический кристалл, где происходит неколлинеарная генерация второй гармоники (рис.3.6б). Неколлинеарная схема взаимодействия необходима для реализации принципа трансформации временного распределения интенсивности в пространственный профиль [132]. В такой реализации поперечное распределение излучения второй гармоники в ближней зоне на выходе нелинейного кристалла содержит информацию о временной структуре диагностируемого излучения. Оптимальная работа прибора подразумевает детектирование симметричной автокорреляционной функции (АКФ) интенсивности второго порядка:

$$K(\tau') = \int_{-\infty}^{\infty} I_1(t - \tau') \cdot I_0(t) dt \quad (3.6)$$

где $I_0(t)$ и $I_1(t - \tau')$ временные распределения интенсивности исходного диагностируемого импульса и импульса, прошедшего через делительную пластину. В идеальном случае их профили тождественны, т.е. $I_1(t) = I_0(t)$. Однако при стремлении длительности диагностируемого импульса к одному периоду колебаний в оптических элементах возрастает роль линейной дисперсии показателя преломления. В схеме прибора таких элементов два – это делительная пластина и сам

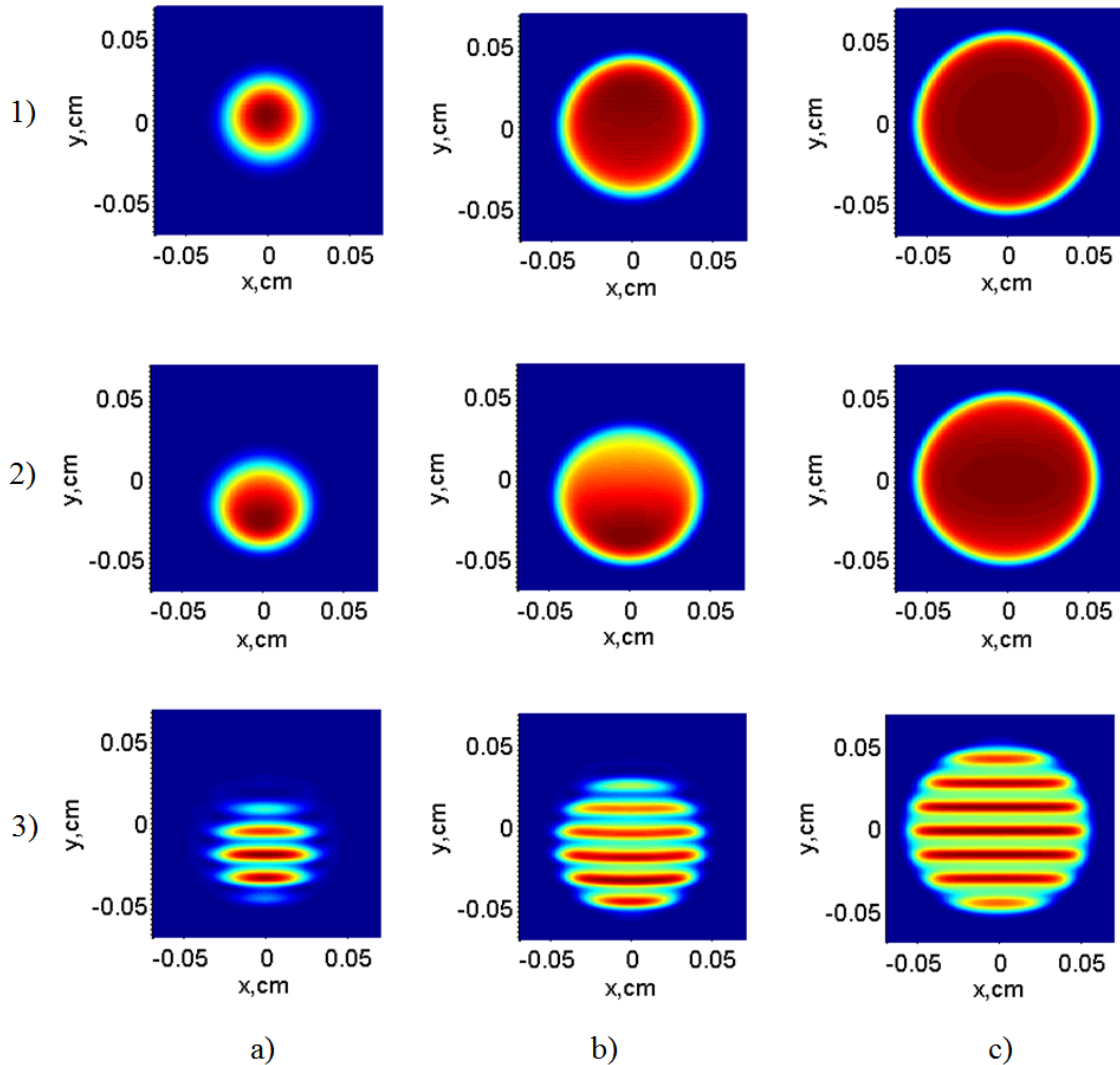


Рисунок 3.5 – Распределение интенсивности пучка гармоника на разностной частоте, 1) при отсутствии углового чирпа и периодической модуляции интенсивности, 2) при наличии углового чирпа, но без периодической модуляции интенсивности, 3) при наличии углового чирпа и периодической модуляции интенсивности; а) в момент времени $\tau = 10$ пс, б) в момент времени $\tau = 7$ пс, в) в момент времени $\tau = 0$ пс

нелинейный кристалл. Из-за дисперсии в делительной пластине измеряемая функция перестает быть автокорреляционной. Ее профиль может не обладать симметрией, а восстанавливаемая информация о временной структуре импульса быть неточной. Решить проблему с делительной пластиной можно двумя способами. Первый способ подразумевает разделение пучка без его прохождения через материальную среду. Это может быть реализовано за счет отражения части (например, 50% по площади) пучка зеркалом. Дифракционные эффекты, возникающие при таком разделении пучка, могут быть исключены путем переноса изображения с помощью

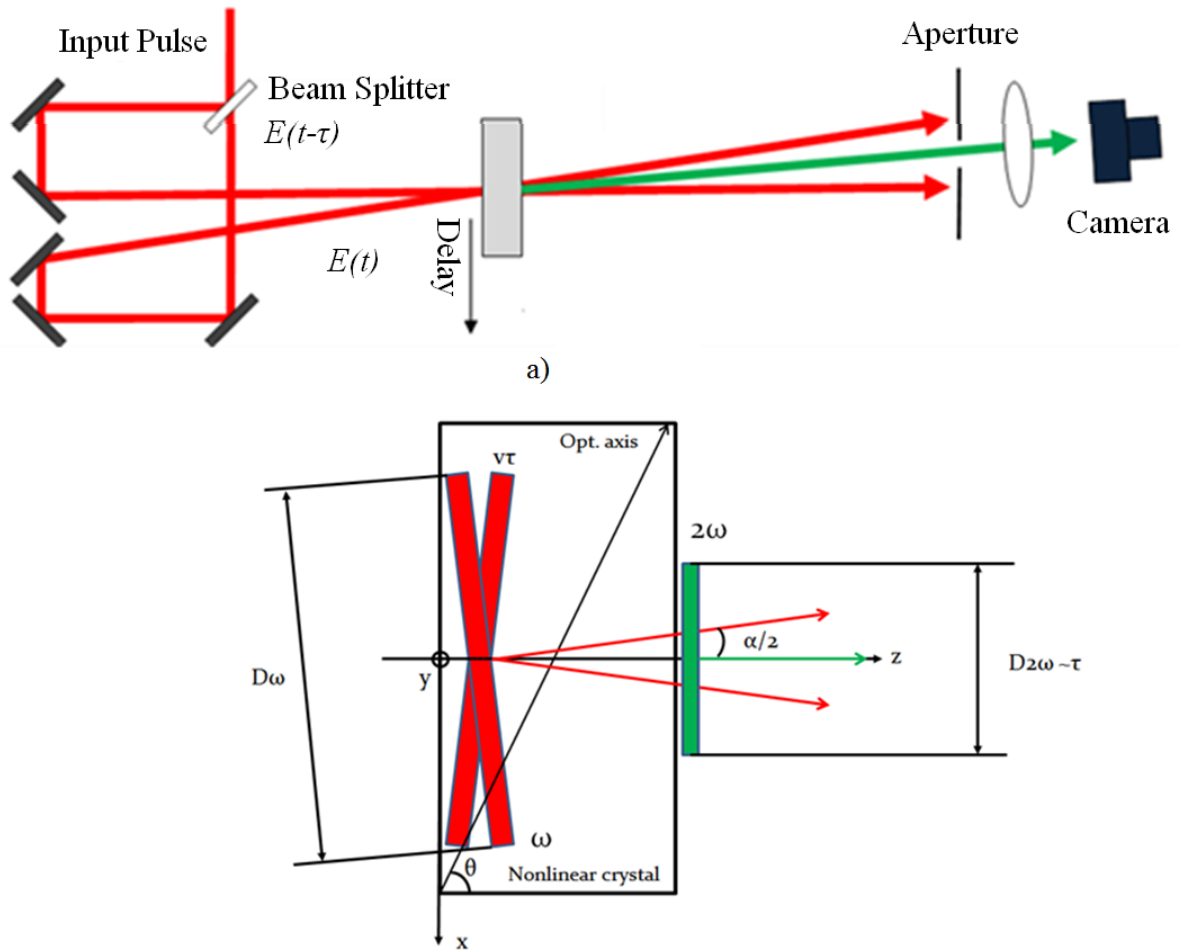


Рисунок 3.6 – Схема получения АКФ при неколлинеарной генерации второй гармоники (а) и схема взаимодействия импульса и его реплики в нелинейном кристалле (b)

сферического зеркала на поверхность кристалла. Второй способ, подразумевает компенсацию внесенной материальной дисперсии делителя с помощью chirpiрующего зеркала, установленного в тракте прошедшего через пластинку пучка. Очевидно, что второй подход не является оптимальным, поскольку chirpiрующее зеркало не может точно скомпенсировать внесенную дисперсию второго и более высоких порядков. Более того, само chirpiрующее зеркало может дополнительно вносить и нежелательную фазу спектра. Далее мы будем подразумевать, что в приборе реализовано бездисперсионное деление лазерного пучка. Влияние геометрических факторов и дисперсии показателя преломления нелинейного кристалла на взаимодействие импульсов будет подробно рассмотрено далее.

Сначала пренебрежем влиянием дисперсии показателя преломления нелинейного кристалла на процесс генерации второй гармоники. Определим основные требования к геометрии взаимодействия импульсов, которые должны выполняться для корректного измерения автокорреляционной функции второго порядка. На рис.3.6b показана схема взаимодействия двух импульсов

внутри нелинейного кристалла. Поскольку, как указывалось ранее, процесс генерации второй гармоники происходит с малой эффективностью, то измеряемый сигнал представляет собой функцию вида:

$$K_1(x) = \int_{-\infty}^{\infty} I_0(t - \beta x + t_0) \cdot I_0(t + \beta x) dt \quad (3.7)$$

здесь I_0 интенсивность излучения первой гармоники, t_0 – временная задержка между импульсами первой гармоники, $\beta = \sin(\alpha/2)/v_z$, α – угол между направлениями распространения пучков первой гармоники внутри кристалла, v_z – проекция групповой скорости импульса первой гармоники на ось z , x – поперечная координата (см. рис.3.6b). Выражение 3.7 интегрируется аналитически для импульсов с распределением интенсивности в виде функции Гаусса:

$$I_0(x, y, t) = I_0 e^{-4 \frac{x^2+y^2}{\Delta x^2}} e^{-4 \ln 2 \frac{t^2}{\Delta t^2}} \quad (3.8)$$

здесь Δx – полный размер пучка по уровню $1/e$, а Δt – полная длительность на уровне половины максимального значения интенсивности. Результат интегрирования представляет собой функцию Гаусса с шириной вдоль оси x по уровню $1/2$ интенсивности Δx_{ACF}^2 :

$$\frac{1}{\Delta x_{ACF}^2} = \frac{2}{\log(2) \Delta x^2} + \frac{2\beta^2}{\Delta t^2} \quad (3.9)$$

Временная задержка одного из импульсов на величину t_0 приводит к смещению максимума АКФ на величину $\Delta x_0 = t_0 \cdot \beta \cdot \Delta x_{ACF}^2 / \Delta t^2$. Поскольку в рассматриваемом корреляторе реализуется принцип линейной трансформации временной координаты в пространственную, то данное соотношение совместно с 3.9 позволяет найти связь между длительностью АКФ Δt_{ACF} и длительностью диагностируемого импульса Δt :

$$\Delta t_{ACF}^2 = 2\Delta t^2 \left(1 + \frac{\Delta t^2}{\ln 2 \beta^2 \Delta x^2} \right) \quad (3.10)$$

В то же время, хорошо известна связь ширины АКФ и длительности импульса с гауссовым распределением интенсивности $\Delta t_{ACF}^2 = 2\Delta t^2$. Из сравнения этого соотношения с выражением 3.10 видно, что автокоррелятор интенсивности всегда вносит систематическую ошибку в определение длительности. Поскольку второе слагаемое в правой части формулы 3.10 положительное, то эта ошибка приводит к завышению определяемой длительности. В рамках рассматриваемого приближения, увеличение диаметра пучка и угла взаимодействия импульсов первой гармоники внутри нелинейного элемента уменьшают ошибку. Так, например, для импульсов с длительностями 1, 3 и 10 периодов осцилляций поля ($\Delta t = p \cdot \lambda_0 / c$; $p = 1, 3, 10$; $\lambda_0 = 910$ нм) при диаметре пучка по уровню $1/e$ 1 мм и угле между взаимодействующими импульсами 10 ошибка определения длительности будет составлять 0.4, 4 и 30% соответственно. Для минимизации величины

этой ошибки в дальнейших расчетах будем полагать диаметр 2 мм по уровню $1/e$, в этом случае для указанных длительностей ошибка составит 0.1, 1 и 8%. Отметим, что геометрическая ошибка также может быть убрана введением дополнительной поправки, но эффективнее использовать такое соотношение между размером пучка и длительностью импульса, при котором величина ошибки пренебрежимо мала.

В следующем разделе будут показаны результаты численного моделирования работы автокоррелятора.

3.3 Численное моделирование работы одноимпульсного автокоррелятора второго порядка при диагностике импульсов сверхкороткой длительности

Проанализируем влияние линейной дисперсии показателя преломления кристалла, в котором происходит генерация второй гармоники, на точность определения длительности малопериодных лазерных импульсов. Для численного моделирования работы автокоррелятора будем использовать систему уравнений 2.13, полученную в приближении медленно меняющейся волны (ММВ) [107]. Данный метод является более точным по сравнению с методом медленно меняющейся амплитуды (ММА) [137], использующим приближение $(K(\omega) + k_0)/2k_0 \approx 1$. При проведении вычислений в дисперсионном соотношении вместо членов ряда использованы точные уравнения Селлмейера в используемом спектральном диапазоне.

В качестве граничных условий будем использовать импульсы-пучки с квазиплоским поперечным распределением интенсивности (степень супер-гауссовой функции $2N = 6$) и гауссовым распределением во времени. Система уравнений 2.13 позволяет использовать в качестве граничных условий импульсы-пучки с произвольным распределением интенсивности и произвольной фазой спектра (в том числе и измеренные в экспериментах). Для демонстрации влияния чирпа на точность определения длительности малопериодных импульсов было использовано разложение фазы спектра лишь до третьего порядка. Граничные условия удобно записать для спектральных компонент поля на входной границе кристалла:

$$\begin{aligned} \hat{A}_1(\Omega, x, y, z = 0) = A_{01} \text{Exp}\left[-\frac{x^6}{2\Delta x^6} - \frac{y^6}{2\Delta y^6}\right] \text{Exp}\left[-i\Omega \cdot x \cdot \frac{\tan(\alpha/2)}{v_z}\right] \\ \text{Exp}\left[-2 \ln(2) \frac{\Omega^2}{\Delta \Omega^2}\right] \text{Exp}\left[-i\varphi_1 \frac{\Omega^2}{2} - i\varphi_2 \frac{\Omega^3}{6}\right] \end{aligned} \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned} \hat{A}_1(\Omega, x, y, z = 0) = A_{01} \text{Exp}\left[-\frac{x^6}{2\Delta x^6} - \frac{y^6}{2\Delta y^6}\right] \text{Exp}\left[i\Omega \cdot x \cdot \frac{\tan(\alpha/2)}{v_z}\right] \\ \text{Exp}\left[-2 \ln(2) \frac{\Omega^2}{\Delta \Omega^2}\right] \text{Exp}\left[-i\varphi_1 \frac{\Omega^2}{2} - i\varphi_2 \frac{\Omega^3}{6}\right] \end{aligned} \quad (3.12)$$

здесь, $\Omega = \omega_0 - \omega$ - отстройка от центральной частоты, $\Delta\Omega$ – полная ширина спектра по уровню $1/2$ интенсивности, φ_1 и φ_2 – параметры квадратичной и кубичной фазовой модуляции, α – угол между направлениями распространения пучков первой гармоники внутри кристалла. Система уравнений 2.13 совместно с начальными условиями 3.11 и 3.12 на границе может быть использована для моделирования работы одноимпульсного автокоррелятора интенсивности второго порядка, применяемого для определения длительности малопериодных импульсов. Приведенная система уравнений не учитывает влияние начальной фазы колебаний поля на получаемую автокорреляционную функцию, что несущественно для лазерных импульсов с длительностью в несколько оптических колебаний.

Проанализируем точность определения длительности лазерных импульсов автокоррелятором интенсивности. Будем рассматривать излучение с центральными длинами волн 910 нм (принцип ОРСПА на кристаллах DKDP) и 780 нм (лазерные комплексы с Ti:Sa усилителями) и длительностью по полувысоте 1, 3 и 10 периодов поля. Указанные значения соответствуют 3, 9 и 30 (2.6, 7.8 и 26) фс для импульсов с длиной волны 910 (780) нм. Предполагается, что в кристалле кросс-коррелятора лазерные пучки пересекаются в некритической к синхронизму плоскости. В качестве нелинейного элемента, используемого для генерации второй гармоники, будем рассматривать кристаллы KDP толщиной от 10 до 1000 мкм. Диаметр пучка по уровню $1/e$ выберем 2 мм, чтобы в соответствии с разделом 2, минимизировать вклад геометрической ошибки. Кристалл KDP используется в автокорреляторе интенсивности второго порядка, который применяется для диагностики временных характеристик излучения на выходе субпеттаваттного лазерного комплекса PEARL (центральная длина волны 910 нм). Данный тип кристалла был выбран поскольку для указанной спектральной области обладает достаточно слабой дисперсией линейной части показателя преломления, которая составляет $k_{12} = 11$ фс²/мм, $k_{22} = 82$ фс²/мм для первой и второй гармоники. Групповое разбегание между импульсами первой и второй гармоники составляет $\Delta\nu = 36$ фс/мм. В тоже время для диагностики излучения Ti-Sa лазеров с центральной длиной волны 780 нм кристалл KDP обладает значительно большей дисперсией ($k_{12} = 30$ фс²/мм, $k_{22} = 103$ фс²/мм, $\Delta\nu = 77$ фс/мм), что сказывается на точности измерения длительности.

Система связанных уравнений 2.13 также решалась с помощью сплит-степ Фурье метода. Зависимости отношения “измеренной” длительности импульса ($\tau_m = \Delta t_{ACF}/\sqrt{2}$) к исходной длительности (τ_0) от угла схождения внутри кристалла и толщины кристалла приведены на рис. 3.7 и 3.8 для излучения с центральной длиной волны 910 и 780 нм. Моделирование было выполнено для Фурье-ограниченных импульсов ($\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = 0$).

Приведенные на рис. 3.7 зависимости имеют единственный экстремум, соответствующий оптимальному углу схождения между импульсами первой гармоники внутри кристалла. Экстремум обусловлен с одной стороны уширением АКФ при малых α (см. выражение 3.10), а с

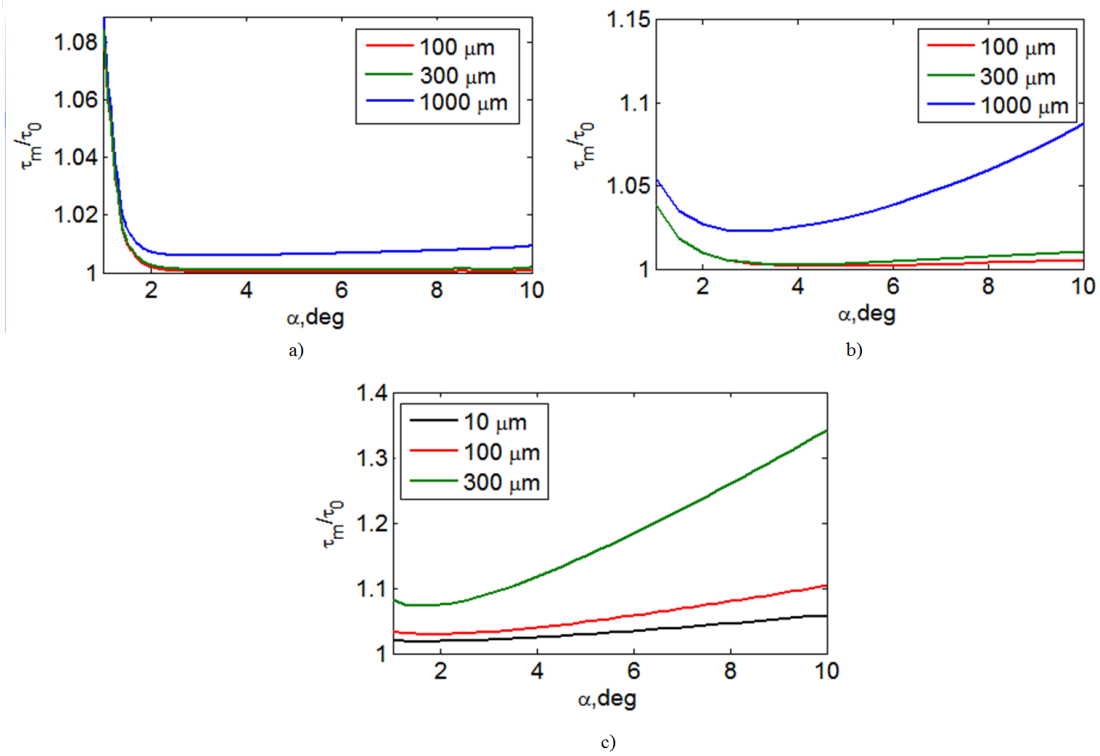


Рисунок 3.7 – Зависимость отношения τ_m/τ_0 (центральная длина волны 910 нм) от угла схождения внутри кристалла для импульсов с длительностью 10 периодов поля, $\tau_0=30$ фс (а), 3 периода поля, $\tau_0=9$ фс (b) и 1 период поля, $\tau_0=3$ фс (c)

другой - дисперсионным расплыванием взаимодействующих импульсов в кристалле. При диагностике лазерных импульсов с центральной длиной волны 780 влияние дисперсионных эффектов на результат измерения становится более существенным по сравнению с длиной волны 910 нм. Точность определения длительности падает. Для импульсов с длительностью в десять периодов оптических колебаний и более, существенных отличий в определении длительности не наблюдается. Рассмотрим влияние квадратичной фазовой модуляции на точность определения длительности ($\varphi_1 \neq 0$, $\varphi_2 = 0$) импульса. На рис. 3.9а представлена зависимость отношения τ_m/τ_0 от угла схождения внутри кристалла и толщины кристалла. Спектральная ширина лазерного импульса соответствует длительности по полувысоте в один период осцилляций поля (длина волны 780 нм), а длительность увеличена до 4 осцилляций.

На рис. 3.9b показано влияние кубической фазовой модуляции на точность определения длительности ($\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 \neq 0$) АКФ. Видно, что при толщине кристалла больше 10 мкм для рассматриваемых импульсов измеряемая функция в значительной степени отличается от АКФ, что приводит к ошибочным результатам измерения длительности. Отметим также, что знак фазовой модуляции также влияет на измерения. Таким образом, при определении длительности сверхширокополосных лазерных импульсов, в общем случае имеющих фазовую модуляцию различных

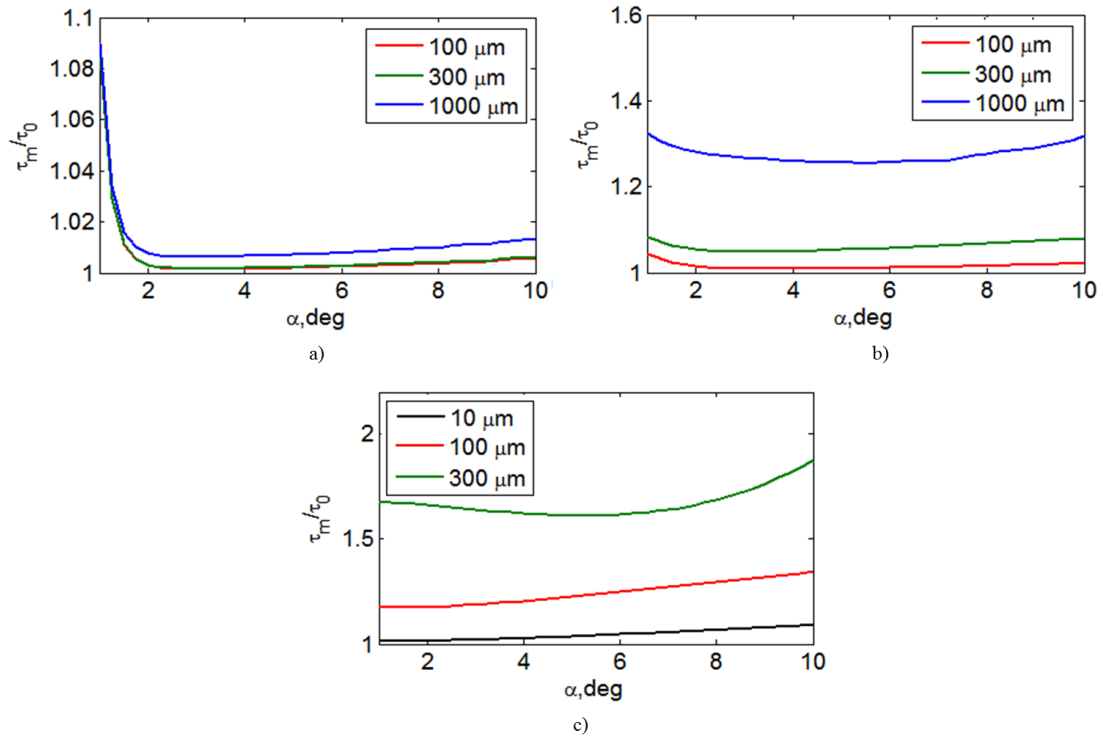


Рисунок 3.8 – Зависимость отношения τ_m/τ_0 (центральная длина волны 780 нм) от угла схождения внутри кристалла для импульсов с длительностью 10 периодов поля, $\tau_0=26$ фс (а), 3 периода поля, $\tau_0=7.8$ фс (б) и 1 период поля, $\tau_0=2.6$ фс (с).

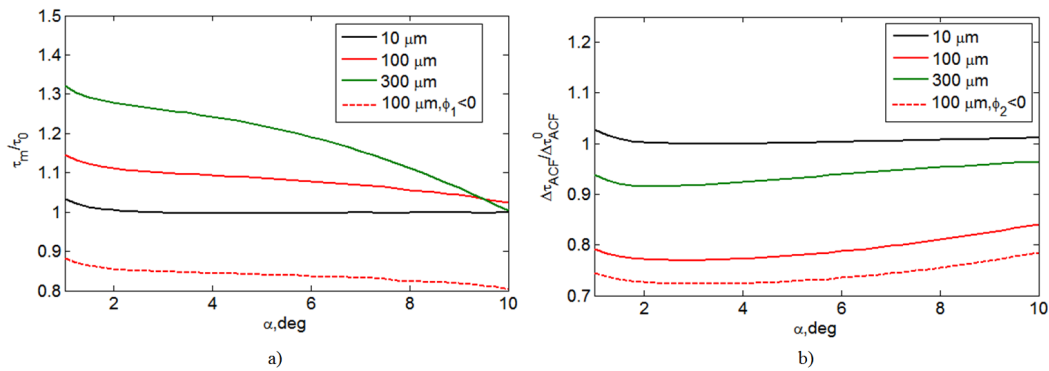


Рисунок 3.9 – Зависимость отношения τ_m/τ_0 (центральная длина волны 780 нм) от угла схождения внутри кристалла для линейно chirпированного импульса с длительностью ~ 4 периода поля (а) и зависимость отношения “измеренной” длительности АКФ к исходной ($\Delta\tau_{ACF}/\Delta\tau_{ACF}^0$) от угла схождения внутри кристалла для импульса с кубической фазовой модуляцией (б)

порядков, толщина кристалла KDP не должна превышать 10 мкм, при этом точность определения длительности в этом случае будет лучше 10%. В тоже время для определения длительности Фурье-ограниченных импульсов 10 периодов оптических колебаний может быть использован

кристалл с толщиной вплоть до 1 мм. В этом случае при оптимальном угле схождения пучков первой гармоники точность определения длительности лучше 1%, и даже при неоптимальном составляет 2% (см. рис. 3.7а).

3.4 Заключение по главе 3

В главе показано, что измерить 3D-форму профилированного лазерного импульса (с характерной длительностью ~ 20 пс) можно при использовании сканирующего кросс-коррелятора интенсивности на основе генерации суммарной (для диагностики импульсов ИК и видимого диапазонов) и разностной частоты (УФ-диапазон). Применительно к диагностике лазерных импульсов с центральными длинами волн $\lambda_c=518$ нм (FWHM 3 нм, длительность $\Delta\tau=22$ пс) и $\lambda_c=259$ нм (FWHM 1.5 нм, длительность $\Delta\tau=22$ пс) определены оптимальные параметры кристаллов (ВВО, толщиной 500 и 200 мкм) и углы схождения пучков (0.6° и 0.3° в первом случае и 0.9° и 0.3° во втором), при которых достигается минимальная ошибка в определении формы;

Корректная диагностика 3D формы широкополосных chirпированных лазерных импульсов, обладающих периодической модуляцией во времени, возможна с использованием сканирующего кросс-коррелятора при отсутствии у диагностируемого импульса углового chirпа;

Определены условия, при которых возможно определить длительность малопериодных лазерных импульсов ИК диапазона с использованием одноимпульсного автокоррелятора интенсивности второго порядка. Показано, что для спектрально-ограниченных импульсов точность восстанавливаемой длительности зависит как от толщины кристалла генератора второй гармоники, так и от угла схождения пучков в нем. При использовании кристалла KDP, в качестве генератора второй гармоники, существует оптимальный угол схождения пучков, при котором восстановление длительности происходит с наименьшей ошибкой. Показано, что при диагностике сверхширокополосных лазерных импульсов с центральной длиной волны 910 нм и 780 нм необходимо использовать кристаллы KDP толщиной не более 10 мкм, что позволит обеспечить точность определения длительности не хуже 10%. В тоже время, для определения длительности импульса с характерной длительностью около десяти периодов оптических колебаний толщина кристалла KDP может быть увеличена до 1 мм. В этом случае при оптимальном угле схождения пучков первой гармоники внутри кристалла точность определения длительности лучше 2%.

Заключение

Основные результаты работы:

1. Исследована возможность формирования лазерных импульсов с квазитреугольным распределением интенсивности в ИК-области спектра, с использованием аналитических и численных методов найдены оптимальные условия для их генерации. В экспериментах сформированы лазерные импульсы пикосекундной длительности (~ 30 пс, длина волны 1036 нм, ширина спектра 8 нм) с квазитреугольным распределением интенсивности во времени.
2. Предложен метод создания управляемой по глубине и периоду модуляции во временном распределении интенсивности у широкополосных линейно chirпированных лазерных импульсов за счет внесения дополнительной гармонической модуляции в фазу спектра. С использованием данного метода теоретически и экспериментально показана возможность формирования лазерных импульсов с длительностью десятки пикосекунд промодулированных во времени с характерным периодом (1-5 пс).
3. Показано, что с периодической фазовой модуляцией, как нежелательным эффектом, можно бороться за счет незначительного изменения длительности импульса. При изменении длительности импульса на единицы процентов, амплитуда осцилляций интенсивности уменьшается более чем в 4 раза.
4. Предложено использовать поляризационный интерферометр Майкельсона для создания периодической модуляции с характерным периодом (0.5-5 пс) у исходных chirпированных широкополосных (> 8 нм) лазерных импульсов с характерной длительностью 15-50 пс. Создана математическая модель и определены ключевые параметры влияющие на амплитуду и период вносимой модуляции. Показано, что для формирования модулированных во времени импульсов можно использовать два последовательно расположенных двулучепреломляющих кристалла.
5. На примере лазерных импульсов с 3D эллипсоидальным распределением интенсивности продемонстрирована возможность высокоэффективной генерации излучения второй и четвертой гармоник с сохранением формы за счет использования углового chirпирования. Показано, что для лазерных импульсов ($\lambda_c = 744$ нм, FWHM 6 нм, $I = 17$ ГВт/см², длительность $\Delta\tau = 15$ пс, $\Delta\tau_F \sim 135$ фс) использование кристаллов (LBO (толщина 1.5мм), KBBF (толщина 1.5 мм)) позволяет получить коэффициенты подобия форм $M_1 = 0.71$, $M_2 = 0.69$ при последовательной генерации второй и четвертой гармоники и достичь эффективности преобразования по энергии 45%.

6. Определены условия, при которых излучение третьей гармоники Ti:Sa лазера, генерируемое в результате неколлинеарного взаимодействия в кристалле (ВВО, толщина 150 мкм) чирпированных по углу импульсов первой ($\lambda_c = 744$ нм, FWHM 6 нм, $I=7.2$ ГВт/см², длительность $\Delta\tau=15$ пс) и второй гармоник ($\lambda_c=372$ нм, FWHM 1.5 нм, $I=14.4$ ГВт/см², длительность $\Delta\tau=15$ пс), является коллимированным и сохраняет 3D структуру распределения интенсивности импульса первой гармоники, при этом коэффициент подобия $M_1=0.62$, а эффективность преобразования по энергии 20%.
7. В процессах генерации второй и четвертой гармоник использование углового чирпа позволяет сохранить 3D структуру лазерных импульсов, в том числе и при наличии периодической модуляции интенсивности во времени. На примере лазерных импульсов с 3D эллипсоидальным распределением интенсивности ($\lambda_c = 1034$ нм, FWHM 12 нм, $I=7$ ГВт/см², длительность $\Delta\tau=22$ пс), обладающим периодической модуляцией во времени с периодом (~ 1 пс), при использовании кристаллов для ГВГ (LBO, толщина 3 мм) и ГЧГ (ВВО, толщина 0.8 мм) показана возможность сохранения формы при высокой эффективности преобразования.
8. Показано, что использование неколлинеарной схемы взаимодействия лазерных импульсов с одинаковыми по абсолютному значению и противоположенными по знаку чирпами для ГВГ позволяет сохранить 3D распределение интенсивности (в том числе и промодулированное во времени) при высокой эффективности преобразования. На примере лазерных импульсов ($\lambda_c = 1034$ нм, FWHM 12-55 нм, $I=1.5$ ГВт/см², длительность $\Delta\tau=30$ пс) и кристаллов (ВВО, толщиной 1.5 мм) используемых для ГВГ и ГЧГ показана возможность сохранения формы импульсов при высокой (более $\sim 60\%$) эффективности преобразования.
9. Показано, что управление глубиной модуляции интенсивности у профилированных лазерных импульсов УФ-диапазона может быть реализовано за счет контролируемого изменения вклада материальной дисперсии в нелинейном кристалле и эффективности преобразования при генерации четвертой гармоники.
10. Показано, что измерить 3D-форму профилированного лазерного импульса (с характерной длительностью ~ 20 пс) можно при использовании сканирующего кросс-коррелятора интенсивности на основе генерации суммарной (для диагностики импульсов ИК и видимого диапазонов) и разностной частоты (УФ-диапазон). Применительно к диагностике лазерных импульсов с центральными длинами волн $\lambda_c=518$ нм (FWHM 3 нм, длительность $\Delta\tau=22$ пс) и $\lambda_c=259$ нм (FWHM 1.5 нм, длительность $\Delta\tau=22$ пс) определены параметры кристаллов (ВВО, толщиной 500 и 200 мкм) и углы схождения пучков (0.6° и 0.3° в первом случае и 0.9° и 0.3° во втором), при которых достигается минимальная ошибка в

определении 3D формы.

11. Найдены условия, при которых возможно определить длительность малопериодных лазерных импульсов ИК диапазона с использованием одноимпульсного автокоррелятора интенсивности второго порядка. Показано, что для спектрально-ограниченных импульсов точность восстанавливаемой длительности зависит как от толщины кристалла генератора второй гармоники, так и от угла схождения пучков в нем. При использовании кристалла KDP, в качестве генератора второй гармоники, существует оптимальный угол схождения пучков, при котором восстановление длительности происходит с наименьшей ошибкой. Показано, что при диагностике сверхширокополосных лазерных импульсов с центральной длиной волны 910 нм и 780 нм необходимо использовать кристаллы KDP толщиной не более 10 мкм, что позволит обеспечить точность определения длительности не хуже 10%. В тоже время, для определения длительности импульса с характерной длительностью около десяти периодов оптических колебаний толщина кристалла KDP может быть увеличена до 1 мм. В этом случае при оптимальном угле схождения пучков первой гармоники внутри кристалла точность определения длительности лучше 2%.

Список литературы

- [1] E. I. Gacheva, V. V. Zelenogorskii, A. V. Andrianov, M. Krasilnikov, M. A. Martyanov, S. Y. Mironov, A. K. Potemkin, E. M. Syresin, F. Stephan, and E. A. Khazanov, “Disk yb:KGW amplifier of profiled pulses of laser driver for electron photoinjector”, *Optics Express*, vol. 23, no. 8, p. 9627, 2015. DOI: 10.1364/oe.23.009627.
- [2] A. K. Potemkin, E. I. Gacheva, V. V. Zelenogorskii, E. V. Katin, I. E. Kozhevatorov, V. V. Lozhkarev, G. A. Luchinin, D. E. Silin, E. A. Khazanov, D. V. Trubnikov, G. D. Shirkov, M. Kuriki, and J. Urakava, “Laser driver for a photocathode of an electron linear accelerator”, *Quantum Electronics*, vol. 40, no. 12, pp. 1123–1130, 2011. DOI: 10.1070/qe2010v040n12abeh014435.
- [3] I. Will and G. Klemz, “Generation of flat-top picosecond pulses by coherent pulse stacking in a multicrystal birefringent filter”, *Optics Express*, vol. 16, no. 19, p. 14922, 2008. DOI: 10.1364/oe.16.014922.
- [4] A. Arnold, H. Büttig, D. Janssen, T. Kamps, G. Klemz, W. Lehmann, U. Lehnert, D. Lipka, F. Marhauser, P. Michel, K. Möller, P. Murcek, C. Schneider, R. Schurig, F. Staufenbiel, J. Stephan, J. Teichert, V. Volkov, I. Will, and R. Xiang, “A high-brightness SRF photoelectron injector for FEL light sources”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 593, no. 1-2, pp. 57–62, 2008. DOI: 10.1016/j.nima.2008.04.035.
- [5] W. G. on a European XFEL Facility, “Interim report of the scientific and technical issues”, Hamburg, Tech. Rep., 2005.
- [6] M. Krasilnikov, F. Stephan, G. Asova, H.-J. Grabosch, M. Groß, L. Hakobyan, I. Isaev, Y. Ivanisenko, L. Jachmann, M. Khojoyan, G. Klemz, W. Köhler, M. Mahgoub, D. Malyutin, M. Nozdrin, A. Oppelt, M. Otevrel, B. Petrosyan, S. Rimjaem, A. Shapovalov, G. Vashchenko, S. Weidinger, R. Wenndorff, K. Flöttmann, M. Hoffmann, S. Lederer, H. Schlarb, S. Schreiber, I. Templin, I. Will, V. Paramonov, and D. Richter, “Experimentally minimized beam emittance from an L-band photoinjector”, *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, vol. 15, no. 10, 2012. DOI: 10.1103/physrevstab.15.100701.
- [7] I. Kapchinskij and V. Vladimirkij, “Limitations of proton beam current in a strong focusing linear accelerator associated with the beam space charge”, in *2nd Conf. on High Energy Accelerators and Instrumentation* (Geneva: CERN), 1959.
- [8] M. Khojoyan, M. Krasilnikov, F. Stephan, and G. Vashchenko, “Beam dynamics optimization for the high brightness pitz photo injector using 3D ellipsoidal cathode laser pulses”, in *FEL 2013: Proceedings of the 35th International Free-Electron Laser Conference, 2013*, ISBN: 9783954501267.
- [9] T. Tajima and J. M. Dawson, “Laser electron accelerator”, *Physical Review Letters*, vol. 43, no. 4, pp. 267–270, 1979. DOI: 10.1103/physrevlett.43.267.
- [10] T. Tajima, “Prospect for extreme field science”, *The European Physical Journal D*, vol. 55, no. 2, pp. 519–529, 2009. DOI: 10.1140/epjd/e2009-00107-8.
- [11] M. Litos, E. Adli, W. An, C. I. Clarke, C. E. Clayton, S. Corde, J. P. Delahaye, R. J. England, A. S. Fisher, J. Frederico, S. Gessner, S. Z. Green, M. J. Hogan, C. Joshi, W. Lu, K. A. Marsh, W. B. Mori, P. Muggli, N. Vafaei-Najafabadi, D. Walz, G. White, Z. Wu, V. Yakimenko, and G. Yocky, “High-efficiency acceleration of an electron beam in a plasma wakefield accelerator”, *Nature*, vol. 515, no. 7525, pp. 92–95, 2014. DOI: 10.1038/nature13882.

- [12] G. Loisch, J. Good, M. Gross, H. Huck, I. Isaev, M. Krasilnikov, O. Lishilin, A. Oppelt, Y. Renier, F. Stephan, R. Brinkmann, F. Grüner, and I. Will, “Photocathode laser based bunch shaping for high transformer ratio plasma wakefield acceleration”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 909, pp. 107–110, 2018. DOI: 10.1016/j.nima.2018.02.043.
- [13] X. Li, A. Mosnier, and P. A. P. Nghiem, “Design of a 5 GeV laser–plasma accelerating module in the quasi-linear regime”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 909, pp. 49–53, 2018. DOI: 10.1016/j.nima.2018.02.104.
- [14] A. Rossi, V. Petrillo, A. Bacci, E. Chiadroni, A. Cianchi, M. Ferrario, A. Giribono, A. Marocchino, M. R. Conti, L. Serafini, and C. Vaccarezza, “Plasma boosted electron beams for driving free electron lasers”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 909, pp. 54–57, 2018. DOI: 10.1016/j.nima.2018.02.092.
- [15] M. C. Hoffmann and M. E. Kozina, “Terahertz-pump experiments on complex solids at x-ray FELs”, in *Terahertz Emitters, Receivers, and Applications IX*, M. Razeghi and A. N. Baranov, Eds., SPIE, 2018. DOI: 10.1117/12.2322169.
- [16] E. A. Schneidmiller, M. V. Yurkov, M. Krasilnikov, and F. Stephan, “Tunable IR/THz source for pump probe experiments at the european XFEL”, in *Advances in X-ray Free-Electron Lasers II: Instrumentation*, T. Tschentscher and K. Tiedtke, Eds., SPIE, 2013. DOI: 10.1117/12.2017014.
- [17] P. Tan, J. Huang, K. Liu, Y. Xiong, and M. Fan, “Terahertz radiation sources based on free electron lasers and their applications”, *Science China Information Sciences*, vol. 55, no. 1, pp. 1–15, 2011. DOI: 10.1007/s11432-011-4515-1.
- [18] S. Antipov, M. Babzien, C. Jing, M. Fedurin, W. Gai, A. Kanareykin, K. Kusche, V. Yakimenko, and A. Zholents, “Subpicosecond bunch train production for a tunable mJ level THz source”, *Physical Review Letters*, vol. 111, no. 13, 2013. DOI: 10.1103/physrevlett.111.134802.
- [19] R. Bartels, S. Backus, E. Zeek, L. Misoguti, G. Vdovin, I. P. Christov, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, “Shaped-pulse optimization of coherent emission of high-harmonic soft x-rays”, *Nature*, vol. 406, no. 6792, pp. 164–166, 2000. DOI: 10.1038/35018029.
- [20] Y. Silberberg, “Quantum coherent control for nonlinear spectroscopy and microscopy”, *Annual Review of Physical Chemistry*, vol. 60, no. 1, pp. 277–292, 2009. DOI: 10.1146/annurev.physchem.040808.090427.
- [21] N. S. Vorob’ev, A. A. Manenkov, A. A. Murav’ev, A. V. Smirnov, and E. V. Shashkov, “Temporal shaping of ultrashort laser pulses by volume bragg gratings”, *Quantum Electronics*, vol. 41, no. 6, pp. 501–503, 2011. DOI: 10.1070/qe2011v041n06abeh014545.
- [22] W. Akemann, J.-F. Léger, C. Ventalon, B. Mathieu, S. Dieudonné, and L. Bourdieu, “Fast spatial beam shaping by acousto-optic diffraction for 3d non-linear microscopy”, *Optics Express*, vol. 23, no. 22, p. 28 191, 2015. DOI: 10.1364/oe.23.028191.
- [23] S. H. Kong, J. Kinross-Wright, D. C. Nguyen, and R. L. Sheffield, “Cesium telluride photocathodes”, *Journal of Applied Physics*, vol. 77, no. 11, pp. 6031–6038, 1995. DOI: 10.1063/1.359188.

- [24] V. V. Zelenogorskii, A. V. Andrianov, E. I. Gacheva, G. V. Gelikonov, M. Krasilnikov, M. A. Mart'yanov, S. Y. Mironov, A. K. Potemkin, E. M. Syresin, F. Stephan, and E. A. Khazanov, "Scanning cross-correlator for monitoring uniform 3D ellipsoidal laser beams", *Quantum Electronics*, vol. 44, no. 1, pp. 76–82, 2014, ISSN: 1063-7818. DOI: 10.1070/QE2014v044n01ABEH015224. [Online]. Available: <http://stacks.iop.org/1063-7818/44/i=1/a=76?key=crossref.c3b70d0aa7c08b6c664ca9223d27fc5e>.
- [25] J. A. Hoffnagle and C. M. Jefferson, "Design and performance of a refractive optical system that converts a gaussian to a flattop beam", *Applied Optics*, vol. 39, no. 30, p. 5488, 2000. DOI: 10.1364/ao.39.005488.
- [26] J. A. Hoffnagle and D. L. Shealy, "Optical and mechanical tolerances for two-lens plano-aspheric laser beam shapers", in *Laser Beam Shaping XIII*, A. Forbes and T. E. Lizotte, Eds., SPIE, 2012. DOI: 10.1117/12.945877.
- [27] S. Zhang, G. Neil, and M. Shinn, "Single-element laser beam shaper for uniform flat-top profiles", *Optics Express*, vol. 11, no. 16, p. 1942, 2003. DOI: 10.1364/oe.11.001942.
- [28] C. Liu and S. Zhang, "Study of singular radius and surface boundary constraints in refractive beam shaper design", *Optics Express*, vol. 16, no. 9, p. 6675, 2008. DOI: 10.1364/oe.16.006675.
- [29] C. Liu and S. Zhang, "Design and diffractive modeling on a single lens shaper", in *23rd Particle Accelerator Conference*, (Canada: Vancouver), 2009.
- [30] R. N. Zahreddine, R. S. Lepkowicz, R. M. Bunch, E. Baer, and A. Hiltner, "Beam shaping system based on polymer spherical gradient refractive index lenses", in *Laser Beam Shaping IX*, A. Forbes and T. E. Lizotte, Eds., SPIE, 2008. DOI: 10.1117/12.795001.
- [31] V. V. Kotlyar, "Computer-aided design of diffractive optical elements", *Optical Engineering*, vol. 33, no. 10, p. 3156, 1994. DOI: 10.1117/12.178898.
- [32] V. V. Kotlyar, S. N. Khonina, and V. A. Soifer, "Light field decomposition in angular harmonics by means of diffractive optics", *Journal of Modern Optics*, vol. 45, no. 7, pp. 1495–1506, 1998. DOI: 10.1080/09500349808230644.
- [33] S. N. Khonina, S. A. Balalayev, R. V. Skidanov, V. V. Kotlyar, B. Päivänranta, and J. Turunen, "Encoded binary diffractive element to form hyper-geometric laser beams", *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol. 11, no. 6, p. 065702, 2009. DOI: 10.1088/1464-4258/11/6/065702.
- [34] V. A. Soifer, *Interactive Methods For Diffractive Optical Elements Computation*. CRC Press, 2014. DOI: 10.1201/9781482272918.
- [35] В. А. Соифер, В. В. Котляр и Л. Л. Досколович, "Дифракционные оптические элементы в устройствах нанофотоники", *Компьютерная оптика*, т. 33, № 4, 2009.
- [36] H. Wang and R. Piestun, "Dynamic 2d implementation of 3d diffractive optics", *Optica*, vol. 5, no. 10, p. 1220, 2018. DOI: 10.1364/optica.5.001220.
- [37] E. Zeek, K. Maginnis, S. Backus, U. Russek, M. Murnane, G. Mourou, H. Kapteyn, and G. Vdovin, "Pulse compression by use of deformable mirrors", *Optics Letters*, vol. 24, no. 7, p. 493, 1999. DOI: 10.1364/ol.24.000493.
- [38] P.-Y. Madec, "Overview of deformable mirror technologies for adaptive optics and astronomy", in *Adaptive Optics Systems III*, B. L. Ellerbroek, E. Marchetti, and J.-P. Véran, Eds., SPIE, 2012. DOI: 10.1117/12.924892.

- [39] H. Tomizawa, H. Dewa, H. Hanaki, and F. Matsui, “Development of a yearlong maintenance-free terawatt ti:sapphire laser system with a 3d UV-pulse shaping system for THG”, *Quantum Electronics*, vol. 37, no. 8, pp. 697–705, 2007. DOI: 10.1070/qe2007v037n08abeh013564.
- [40] S. Avino, B. Potsaid, and J. T. Wen, “Super-gaussian laser beam shaping using deformable mirrors and intrinsic beam quality metrics”, in *Optomechatronic Technologies 2008*, SPIE, 2008. DOI: 10.1117/12.816437.
- [41] L. Mrňa, M. Sarbort, and M. Hola, “Deformable mirror for high power laser applications”, in *Optics and Measurement Conference 2014*, J. Kovačičinová and T. Vit, Eds., SPIE, 2015. DOI: 10.1117/12.2086617.
- [42] H. Ma, Z. Liu, X. Xu, and J. Chen, “Simultaneous adaptive control of dual deformable mirrors for full-field beam shaping with the improved stochastic parallel gradient descent algorithm”, *Optics Letters*, vol. 38, no. 3, p. 326, 2013. DOI: 10.1364/ol.38.000326.
- [43] D. Brida, G. Cirimi, C. Manzoni, S. Bonora, P. Villorresi, S. D. Silvestri, and G. Cerullo, “Sub-two-cycle light pulses at 1.6 μm from an optical parametric amplifier”, *Optics Letters*, vol. 33, no. 7, p. 741, 2008. DOI: 10.1364/ol.33.000741.
- [44] A. Cartella, S. Bonora, M. Först, G. Cerullo, A. Cavalleri, and C. Manzoni, “Pulse shaping in the mid-infrared by a deformable mirror”, *Optics Letters*, vol. 39, no. 6, p. 1485, 2014. DOI: 10.1364/ol.39.001485.
- [45] C. Manzoni, A. Cantaluppi, S. Bonora, and G. Cerullo, “Adaptive optics for ultrashort pulse manipulation”, in *2016 International Conference Laser Optics (LO)*, IEEE, 2016. DOI: 10.1109/lo.2016.7549765.
- [46] J. W. Yoon, Y. G. Kim, I. W. Choi, J. H. Sung, H. W. Lee, S. K. Lee, and C. H. Nam, “Realization of laser intensity over 10^{23} w/cm^2 ”, *Optica*, vol. 8, no. 5, p. 630, 2021. DOI: 10.1364/optica.420520.
- [47] T. Oksenhendler and N. Forget, “Pulse-shaping techniques theory and experimental implementations for femtosecond pulses”, in *Advances in Solid State Lasers Development and Applications*, InTech, 2010. DOI: 10.5772/7958.
- [48] V. Y. Molchanov, S. I. Chizhikov, O. Y. Makarov, E. A. Khazanov, and V. N. Ginzburg, “Acousto-optical delay lines for femtosecond pulse shaping based on crystal materials with strong acoustic anisotropy”, in *Laser Beam Shaping XI*, A. Forbes and T. E. Lizotte, Eds., SPIE, 2010. DOI: 10.1117/12.860698.
- [49] D. Kaplan and P. Tournois, “Theory and performance of the acousto optic programmable dispersive filter used for femtosecond laser pulse shaping”, *Journal de Physique IV (Proceedings)*, vol. 12, no. 5, pp. 69–75, 2002. DOI: 10.1051/jp4:20020098.
- [50] S. Coudreau, D. Kaplan, and P. Tournois, “Ultraviolet acousto-optic programmable dispersive filter laser pulse shaping in KDP”, *Optics Letters*, vol. 31, no. 12, p. 1899, 2006. DOI: 10.1364/ol.31.001899.
- [51] X. Liang, Y. Leng, C. Wang, C. Li, L. Lin, B. Zhao, Y. Jiang, X. Lu, M. Hu, C. Zhang, H. Lu, D. Yin, Y. Jiang, X. Lu, H. Wei, J. Zhu, R. Li, and Z. Xu, “Parasitic lasing suppression in high gain femtosecond petawatt ti:sapphire amplifier”, *Optics Express*, vol. 15, no. 23, p. 15 335, 2007. DOI: 10.1364/oe.15.015335.
- [52] S. Weber, J. Bonnet, A. Besse, A. Arbouet, and B. Chatel, “Shaping and characterization of tunable UV ultrashort pulses”, in *UVX 2008 - 9e Colloque sur les Sources Cohérentes et Incohérentes UV, VUV et X : Applications et Développements Récents*, EDP Sciences, 2009. DOI: 10.1051/uvx/2009004.
- [53] S. Mueller, S. Draeger, X. Ma, M. Hensen, T. Kenneweg, W. Pfeiffer, and T. Brixner, “Fluorescence-detected two-quantum and one-quantum–two-quantum 2d electronic spectroscopy”, *The Journal of Physical Chemistry Letters*, vol. 9, no. 8, pp. 1964–1969, 2018. DOI: 10.1021/acs.jpcllett.8b00541.

- [54] T. A. A. Oliver, N. H. C. Lewis, and G. R. Fleming, “Correlating the motion of electrons and nuclei with two-dimensional electronic-vibrational spectroscopy”, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 111, no. 28, pp. 10 061–10 066, 2014. DOI: 10.1073/pnas.1409207111.
- [55] J. A. de la Paz, A. Bonvalet, and M. Joffre, “Frequency-domain two-dimensional infrared spectroscopy using an acousto-optic programmable dispersive filter”, *Optics Express*, vol. 27, no. 4, p. 4140, 2019. DOI: 10.1364/oe.27.004140.
- [56] A. M. Weiner, “Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 71, no. 5, pp. 1929–1960, 2000. DOI: 10.1063/1.1150614.
- [57] Z. Gongjian, Z. Man, and Z. Yang, “Wave front control with SLM and simulation of light wave diffraction”, *Optics Express*, vol. 26, no. 26, p. 33 543, 2018. DOI: 10.1364/oe.26.033543.
- [58] Z. Yu, H. Li, and P. Lai, “Wavefront shaping and its application to enhance photoacoustic imaging”, *Applied Sciences*, vol. 7, no. 12, p. 1320, 2017. DOI: 10.3390/app7121320.
- [59] S. Li, Z. Lu, Y. Wang, J. Cai, W. Zhao, and X. Yan, “Spatial beam shaping by using small-aperture SLM in a high power laser”, in *High Power Lasers: Technology and Systems, Platforms, Effects III*, D. H. Titterton, H. Ackermann, and W. L. Bohn, Eds., SPIE, 2019. DOI: 10.1117/12.2532388.
- [60] S.-F. Lin and E.-S. Kim, “Single SLM full-color holographic 3-d display based on sampling and selective frequency-filtering methods”, *Optics Express*, vol. 25, no. 10, p. 11 389, 2017. DOI: 10.1364/oe.25.011389.
- [61] A. Mayorova, A. Korobtsov, S. Kotova, N. Losevsky, and S. Samagin, “LINE OPTICAL TRAPS FORMED BY LC SLM”, *Journal of Biomedical Photonics & Engineering*, vol. 1, no. 1, pp. 64–69, 2015. DOI: 10.18287/jbpe-2015-1-1-64.
- [62] M. Semmler, S. Berg-Johansen, V. Chille, C. Gabriel, P. Banzer, A. Aiello, C. Marquardt, and G. Leuchs, “Single-mode squeezing in arbitrary spatial modes”, *Optics Express*, vol. 24, no. 7, p. 7633, 2016. DOI: 10.1364/oe.24.007633.
- [63] H. Toyoda, T. Inoue, N. Mukozaka, T. Hara, and M. H. Wu, “39.3:invited paper: Advances in application of liquid crystal on silicon spatial light modulator (LCOS-SLM)”, *SID Symposium Digest of Technical Papers*, vol. 45, no. 1, pp. 559–562, 2014. DOI: 10.1002/j.2168-0159.2014.tb00146.x.
- [64] S. Moser, M. Ritsch-Marte, and G. Thalhammer, “Model-based compensation of pixel crosstalk in liquid crystal spatial light modulators”, *Optics Express*, vol. 27, no. 18, p. 25 046, 2019. DOI: 10.1364/oe.27.025046.
- [65] A. Jesacher, A. Schwaighofer, S. Fürhapter, C. Maurer, S. Bernet, and M. Ritsch-Marte, “Wavefront correction of spatial light modulators using an optical vortex image”, *Optics Express*, vol. 15, no. 9, p. 5801, 2007. DOI: 10.1364/oe.15.005801.
- [66] Y. Takiguchi, T. Otsu-Hyodo, T. Inoue, and H. Toyoda, “Advanced wavefront correction of spatial light modulator under temperature-varying conditions”, in *Advances in Display Technologies VII*, L.-C. Chien, T.-H. Yoon, and S.-D. Lee, Eds., SPIE, 2017. DOI: 10.1117/12.2248996.
- [67] A. K. Sharma, T. Tsang, and T. Rao, “Theoretical and experimental study of passive spatiotemporal shaping of picosecond laser pulses”, *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, vol. 12, no. 3, 2009. DOI: 10.1103/physrevstab.12.033501.

- [68] D. Wang, W. Huang, and L. Yan, “Uv pulse shaping with a-bbo crystals for the photocathode rf gun”, en-us, Proceedings of the 7th Int. Particle Accelerator Conf., vol. IPAC2016, Korea, 2016. DOI: 10.18429/JACOW-IPAC2016-THPOW059.
- [69] S. Y. Mironov, A. K. Poteomkin, E. I. Gacheva, A. V. Andrianov, V. V. Zelenogorskii, R. Vasiliev, V. Smirnov, M. Krasilnikov, F. Stephan, and E. A. Khazanov, “Generation of 3d ellipsoidal laser beams by means of a profiled volume chirped bragg grating”, Laser Physics Letters, vol. 13, no. 5, p. 055 003, 2016. DOI: 10.1088/1612-2011/13/5/055003.
- [70] L. Glebov, V. Smirnov, E. Rotari, I. Cohanoschi, L. Glebova, O. Smolski, J. Lumeau, C. Lantigua, and A. Glebov, “Volume-chirped bragg gratings: Monolithic components for stretching and compression of ultrashort laser pulses”, Optical Engineering, vol. 53, no. 5, p. 051 514, 2014. DOI: 10.1117/1.oe.53.5.051514.
- [71] S. Y. Mironov, A. K. Potemkin, E. I. Gacheva, A. V. Andrianov, V. V. Zelenogorskii, M. Krasilnikov, F. Stephan, and E. A. Khazanov, “Shaping of cylindrical and 3d ellipsoidal beams for electron photoinjector laser drivers”, Applied Optics, vol. 55, no. 7, p. 1630, 2016. DOI: 10.1364/ao.55.001630.
- [72] Y. Li, S. Chemerisov, and J. Lewellen, “Laser pulse shaping for generating uniform three-dimensional ellipsoidal electron beams”, Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams, vol. 12, no. 2, 2009. DOI: 10.1103/physrevstab.12.020702.
- [73] A. S. Welington and D. H. Auston, “Novel sources and detectors for coherent tunable narrow-band terahertz radiation in free space”, Journal of the Optical Society of America B, vol. 13, no. 12, p. 2783, 1996. DOI: 10.1364/josab.13.002783.
- [74] S. W. Jolly, N. H. Matlis, F. Ahr, V. Leroux, T. Eichner, A.-L. Calendron, H. Ishizuki, T. Taira, F. X. Kärtner, and A. R. Maier, “Spectral phase control of interfering chirped pulses for high-energy narrowband terahertz generation”, Nature Communications, vol. 10, no. 1, 2019. DOI: 10.1038/s41467-019-10657-4.
- [75] S. Adipa, A. L. Lytle, and E. Gagnon, “High efficiency, modular, optical pulse shaping technique for tunable terahertz generation from InAs”, Applied Physics Letters, vol. 102, no. 8, p. 081 106, 2013. DOI: 10.1063/1.4793661.
- [76] J. Krause, M. Wagner, S. Winnerl, M. Helm, and D. Stehr, “Tunable narrowband THz pulse generation in scalable large area photoconductive antennas”, Optics Express, vol. 19, no. 20, p. 19 114, 2011. DOI: 10.1364/oe.19.019114.
- [77] J. Lu, H. Y. Hwang, X. Li, S.-H. Lee, O.-P. Kwon, and K. A. Nelson, “Tunable multi-cycle THz generation in organic crystal HMQ-TMS”, Optics Express, vol. 23, no. 17, p. 22 723, 2015. DOI: 10.1364/oe.23.022723.
- [78] H. Takahashi, Y. Kawada, H. Satozono, K. Takahashi, K. Watanabe, T. Inoue, and H. Takahashi, “Generation of arbitrarily chirped and CEP-controlled terahertz pulses for dispersion compensation using an optical pulse shaping technique and a fan-out periodically poled crystal”, Optics Express, vol. 27, no. 18, p. 25 305, 2019. DOI: 10.1364/oe.27.025305.
- [79] A. V. Ovchinnikov, O. V. Chefonov, V. Y. Molchanov, K. B. Yushkov, C. Vicario, and C. Hauri, “Generation of frequency-tunable pulsed terahertz radiation by a cr:forsterite laser system with an acoustooptical control of the pulse temporal profile”, Quantum Electronics, vol. 46, no. 12, pp. 1149–1153, 2016. DOI: 10.1070/qel16235.

- [80] E. Hertz, F. Billard, G. Karras, P. Béjot, B. Lavorel, and O. Faucher, “Shaping of ultraviolet femtosecond laser pulses by fourier domain harmonic generation”, *Optics Express*, vol. 24, no. 24, p. 27702, 2016. DOI: 10.1364/oe.24.027702.
- [81] E. Khazanov, A. Andrianov, E. Gacheva, G. Gelikonov, V. Zelenogorsky, S. Mironov, A. Poteomkin, M. Martyanov, E. Syresin, M. Krasilnikov, and F. Stephan, “Cross-correlator for the diagnostics of 3d ellipsoidal shaped UV laser pulses for XFEL ultra low-emittance photoinjector”, in *CLEO: 2013, OSA*, 2013. DOI: 10.1364/cleo_qels.2013.jth2a.27.
- [82] A. Poteomkin, A. Andrianov, E. Gacheva, V. Zelenogorsky, S. Mironov, E. Khazanov, M. Martyanov, E. Syresin, M. Krasilnikov, and F. Stephan, “Cross-correlator for the diagnostics of 3d ellipsoidal shaped UV laser pulses for the future XFEL low-emittance photo-injector”, in *2013 Conference on Lasers & Electro-Optics Europe & International Quantum Electronics Conference CLEO EUROPE/IQEC, IEEE*, 2013. DOI: 10.1109/cleoe-iqec.2013.6800648.
- [83] J. Janszky, G. Corradi, and R. Gyuzalian, “On a possibility of analysing the temporal characteristics of short light pulses”, *Optics Communications*, vol. 23, no. 3, pp. 293–298, 1977. DOI: 10.1016/0030-4018(77)90365-0.
- [84] M. Raghuramaiah, A. K. Sharma, P. A. Naik, P. D. Gupta, and R. A. Ganeev, “A second-order autocorrelator for single-shot measurement of femtosecond laser pulse durations”, *Sadhana*, vol. 26, no. 6, pp. 603–611, 2001. DOI: 10.1007/bf02703461.
- [85] Y. Ishida, T. Yajima, and A. Watanabe, “A simple monitoring system for single subpicosecond laser pulses using an SH spatial autocorrelation method and a CCD image sensor”, *Optics Communications*, vol. 56, no. 1, pp. 57–60, 1985. DOI: 10.1016/0030-4018(85)90067-7.
- [86] J. COLLIER, C. HERNANDEZ-GOMEZ, R. ALLOTT, C. DANSON, and A. HALL, “A single-shot third-order autocorrelator for pulse contrast and pulse shape measurements”, *Laser and Particle Beams*, vol. 19, no. 2, pp. 231–235, 2001. DOI: 10.1017/s0263034601192116.
- [87] V. N. Ginzburg, N. V. Didenko, A. V. Konyashchenko, V. V. Lozhkarev, G. A. Luchinin, A. P. Lutsenko, S. Y. Mironov, E. A. Khazanov, and I. V. Yakovlev, “Third-order correlator for measuring the time profile of petawatt laser pulses”, *Quantum Electronics*, vol. 38, no. 11, pp. 1027–1032, 2008. DOI: 10.1070/qe2008v038n11abeh013833.
- [88] S. Akturk, M. Kimmel, P. O’Shea, and R. Trebino, “Measuring spatial chirp in ultrashort pulses using single-shot frequency-resolved optical gating”, *Optics Express*, vol. 11, no. 1, p. 68, 2003. DOI: 10.1364/oe.11.000068.
- [89] D. French, C. Dorrer, and I. Jovanovic, “Two-beam SPIDER for dual-pulse single-shot characterization”, *Optics Letters*, vol. 34, no. 21, p. 3415, 2009. DOI: 10.1364/ol.34.003415.
- [90] A. D. Brynes, I. Akkermans, E. Allaria, L. Badano, S. Brussaard, G. D. Ninno, D. Gauthier, G. Gaio, L. Giannessi, N. S. Mirian, G. Penco, G. Perosa, P. Rebernik, I. Setija, S. Spampinati, C. Spezzani, M. Trovò, M. Veronese, P. H. Williams, A. Wolski, and S. D. Mitri, “Characterisation of microbunching instability with 2D Fourier analysis”, *Scientific Reports*, vol. 10, no. 1, 2020. DOI: 10.1038/s41598-020-61764-y.
- [91] I. V. Kuzmin, S. Y. Mironov, E. I. Gacheva, A. K. Potemkin, E. A. Khazanov, M. A. Krasilnikov, and F. Stephan, “Shaping picosecond ellipsoidal laser pulses with periodic intensity modulation for electron photoinjectors”, *Applied Optics*, vol. 59, no. 9, p. 2776, 2020. DOI: 10.1364/ao.383181.

- [92] С.А.Ахманов, А.В.Вислоух и А.С.Чиркин, *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов*. М.:Наука, 1988.
- [93] I. Kuzmin, S. Mironov, E. Gacheva, V. Zelenogorsky, A. Potemkin, E. Khazanov, A. Kanareykin, S. Antipov, M. Krasilnikov, G. Loisch, and F. Stephan, “Shaping triangular picosecond laser pulses for electron photoinjectors”, *Laser Physics Letters*, vol. 16, no. 1, p. 015001, 2018. DOI: 10.1088/1612-202x/aaef95.
- [94] У.Шерклифф, *Поляризованный свет*. М.:Мир, 1965, с. 264.
- [95] Б.А.Беляев, Н.А.Дрокин и В.Ф.Шабанов, “Исследование высокочастотных диэлектрических спектров жидких кристаллов серий nCB, nOCB.”, *Журнал технической физики*, т. 72, № 4, 2002.
- [96] E. I. Gacheva, A. K. Potemkin, I. V. Kuzmin, and S. Y. Mironov, “Distortion-free temporal profiling of chirped picosecond laser pulses by spectral shaping with opaque solid masks”, *Laser Physics*, vol. 30, no. 2, p. 025004, 2020. DOI: 10.1088/1555-6611/ab5e24.
- [97] R. Huang, W. Li, Z. Zhao, H. Li, J. Wang, T. Ma, Q. Huang, Z. He, Q. Jia, L. Wang, and Y. Lu, “Design of a pre-bunched THz free electron laser”, *Particles*, vol. 1, no. 1, pp. 267–278, 2018. DOI: 10.3390/particles1010021.
- [98] V. Joshi, U. Lehnert, J. Karmakar, N. Kumar, B. Karmakar, S. Tripathi, A. Aryshev, S. Ghosh, J. Urakawa, R. Bhandari, and D. Kanjilal, “Theoretical and simulation study of ‘comb’ electron beam and THz generation”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 913, pp. 28–39, 2019. DOI: 10.1016/j.nima.2018.10.072.
- [99] J. Yang, F. Sakai, T. Yanagida, M. Yorozu, Y. Okada, K. Takasago, A. Endo, A. Yada, and M. Washio, “Low-emittance electron-beam generation with laser pulse shaping in photocathode radio-frequency gun”, *Journal of Applied Physics*, vol. 92, no. 3, pp. 1608–1612, 2002. DOI: 10.1063/1.1487457.
- [100] C. Pawong, R. Chitaree, and C. Soankwan, “The rotating linearly polarized light from a polarizing mach–zehnder interferometer: Production and applications”, *Optics & Laser Technology*, vol. 43, no. 3, pp. 461–468, 2011. DOI: 10.1016/j.optlastec.2010.06.020.
- [101] B. J. Keay, S. Zeuner, S. J. Allen, K. D. Maranowski, A. C. Gossard, U. Bhattacharya, and M. J. W. Rodwell, “Dynamic localization, absolute negative conductance, and stimulated, multiphoton emission in sequential resonant tunneling semiconductor superlattices”, *Physical Review Letters*, vol. 75, no. 22, pp. 4102–4105, 1995. DOI: 10.1103/physrevlett.75.4102.
- [102] T. Kampfrath, A. Sell, G. Klatt, A. Pashkin, S. Mährlein, T. Dekorsy, M. Wolf, M. Fiebig, A. Leitenstorfer, and R. Huber, “Coherent terahertz control of antiferromagnetic spin waves”, *Nature Photonics*, vol. 5, no. 1, pp. 31–34, 2010. DOI: 10.1038/nphoton.2010.259.
- [103] A. Dienst, E. Casandruc, D. Fausti, L. Zhang, M. Eckstein, M. Hoffmann, V. Khanna, N. Dean, M. Gensch, S. Winnerl, W. Seidel, S. Pyon, T. Takayama, H. Takagi, and A. Cavalleri, “Optical excitation of josephson plasma solitons in a cuprate superconductor”, *Nature Materials*, vol. 12, no. 6, pp. 535–541, 2013. DOI: 10.1038/nmat3580.
- [104] B. E. Cole, J. B. Williams, B. T. King, M. S. Sherwin, and C. R. Stanley, “Coherent manipulation of semiconductor quantum bits with terahertz radiation”, *Nature*, vol. 410, no. 6824, pp. 60–63, 2001. DOI: 10.1038/35065032.

- [105] B. S. Alexandrov, M. L. Phipps, L. B. Alexandrov, L. G. Booshehri, A. Erat, J. Zabolotny, C. H. Mielke, H.-T. Chen, G. Rodriguez, K. Ø. Rasmussen, J. S. Martinez, A. R. Bishop, and A. Usheva, “Specificity and heterogeneity of terahertz radiation effect on gene expression in mouse mesenchymal stem cells”, *Scientific Reports*, vol. 3, no. 1, 2013. DOI: 10.1038/srep01184.
- [106] L. V. Titova, A. K. Ayesheshim, A. Golubov, D. Fogen, R. Rodriguez-Juarez, F. A. Hegmann, and O. Kovalchuk, “Intense THz pulses cause h2ax phosphorylation and activate DNA damage response in human skin tissue”, *Biomedical Optics Express*, vol. 4, no. 4, p. 559, 2013. DOI: 10.1364/boe.4.000559.
- [107] T. Brabec and F. Krausz, “Nonlinear optical pulse propagation in the single-cycle regime”, *Physical Review Letters*, vol. 78, no. 17, pp. 3282–3285, 1997. DOI: 10.1103/physrevlett.78.3282.
- [108] I. V. Kuzmin, S. Y. Mironov, and E. A. Khazanov, “Accuracy of the duration estimates of ultrashort laser pulses using a single-shot second-order intensity autocorrelator”, *Quantum Electronics*, vol. 50, no. 4, pp. 354–360, 2020. DOI: 10.1070/qe117310.
- [109] A. Couairon, E. Brambilla, T. Corti, D. Majus, O. de J. Ramirez-Góngora, and M. Kolesik, “Practitioner’s guide to laser pulse propagation models and simulation”, *The European Physical Journal Special Topics*, vol. 199, no. 1, pp. 5–76, 2011. DOI: 10.1140/epjst/e2011-01503-3.
- [110] X. Shen, P. Wang, J. Liu, and R. Li, “Linear angular dispersion compensation of cleaned self-diffraction light with a single prism”, *High Power Laser Science and Engineering*, vol. 6, 2018. DOI: 10.1017/hpl.2018.12.
- [111] J. P. Torres, M. Hendrych, and A. Valencia, “Angular dispersion: An enabling tool in nonlinear and quantum optics”, *Advances in Optics and Photonics*, vol. 2, no. 3, p. 319, 2010. DOI: 10.1364/aop.2.000319.
- [112] I. V. Kuzmin, S. Y. Mironov, E. I. Gacheva, A. K. Poteomkin, and E. A. Khazanov, “Retaining 3d shape of picosecond laser pulses during optical harmonics generation”, *Applied Optics*, vol. 58, no. 10, p. 2678, 2019. DOI: 10.1364/ao.58.002678.
- [113] D. N. Nikogosyan, *Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey*. Springer-Verlag, 2005. DOI: 10.1007/b138685.
- [114] H. Wu, G. Wang, X. Y. Wang, X. Zhang, Y. Zhu, and C. T. Chen, “Sellmeier equations and phase-matching characteristics of the nonlinear optical crystal RbBe₂Bo₃F₂”, *Applied Optics*, vol. 48, no. 21, p. 4118, 2009. DOI: 10.1364/ao.48.004118.
- [115] C. Chen, J. Lu, T. Togashi, T. Suganuma, T. Sekikawa, S. Watanabe, Z. Xu, and J. Wang, “Second-harmonic generation from a KBe₂Bo₃F₂ crystal in the deep ultraviolet”, *Optics Letters*, vol. 27, no. 8, p. 637, 2002. DOI: 10.1364/ol.27.000637.
- [116] B. Wu, D. Tang, N. Ye, and C. Chen, “Linear and nonlinear optical properties of the KBe₂Bo₃F₂ (KBBF) crystal”, *Optical Materials*, vol. 5, no. 1-2, pp. 105–109, 1996. DOI: 10.1016/0925-3467(95)00050-x.
- [117] C. T. Chen, G. L. Wang, X. Y. Wang, and Z. Y. Xu, “Deep-UV nonlinear optical crystal KBe₂Bo₃F₂—discovery, growth, optical properties and applications”, *Applied Physics B*, vol. 97, no. 1, pp. 9–25, 2009. DOI: 10.1007/s00340-009-3554-4.
- [118] F. Raoult, A. C. L. Boscheron, D. Husson, C. Sauteret, A. Modena, V. Malka, F. Dorchies, and A. Migus, “Efficient generation of narrow-bandwidth picosecond pulses by frequency doubling of femtosecond chirped pulses”, *Optics Letters*, vol. 23, no. 14, p. 1117, 1998. DOI: 10.1364/ol.23.001117.

- [119] M. Nejbauer, T. M. Kardaś, Y. Stepanenko, and C. Radzewicz, “Spectral compression of femtosecond pulses using chirped volume bragg gratings”, *Optics Letters*, vol. 41, no. 11, p. 2394, 2016. DOI: 10.1364/ol.41.002394.
- [120] T. L. Courtney, N. T. Mecker, B. D. Patterson, M. Linne, and C. J. Kliewer, “Generation of narrowband pulses from chirped broadband pulse frequency mixing”, *Optics Letters*, vol. 44, no. 4, p. 835, 2019. DOI: 10.1364/ol.44.000835.
- [121] Y. Li, T. Xiang, Y. Nie, M. Sang, and X. Chen, “Spectral compression of single-photon-level laser pulse”, *Scientific Reports*, vol. 7, no. 1, 2017. DOI: 10.1038/srep43494.
- [122] М.Б.Виноградова, О.В.Руденко и А.П.Сухоруков, *Теория волн*. М.:Наука, 2015.
- [123] S. Y. Mironov, A. V. Andrianov, E. I. Gacheva, V. V. Zelenogorskii, A. K. Potemkin, E. A. Khazanov, P. Boonpornprasert, M. Gross, J. Good, I. Isaev, D. Kalantaryan, T. Kozak, M. Krasilnikov, H. Qian, X. Li, O. Lishilin, D. Melkumyan, A. Oppelt, Y. Renier, T. Rublack, M. Felber, H. Huck, Y. Chen, and F. Stephan, “Spatio-temporal shaping of photocathode laser pulses for linear electron accelerators”, *Physics-Uspekhi*, vol. 60, no. 10, pp. 1039–1050, 2017. DOI: 10.3367/ufne.2017.03.038143.
- [124] C. Chen, M. Rifani, J. Cha, Y.-Y. Yin, and D. S. Elliott, “Field-correlation effects in two-photon absorption from randomly amplitude-modulated laser fields”, *Physical Review A*, vol. 49, no. 1, pp. 461–472, 1994. DOI: 10.1103/physreva.49.461.
- [125] X. Zeng, K. Zhou, Y. Zuo, Q. Zhu, J. Su, X. Wang, X. Wang, X. Huang, X. Jiang, D. Jiang, Y. Guo, N. Xie, S. Zhou, Z. Wu, J. Mu, H. Peng, and F. Jing, “Multi-petawatt laser facility fully based on optical parametric chirped-pulse amplification”, *Optics Letters*, vol. 42, no. 10, p. 2014, 2017. DOI: 10.1364/ol.42.002014.
- [126] Е.А.Хазанов, С.Ю.Миронов и Ж.Муру, “Нелинейное сжатие сверхмощных лазерных импульсов: компрессия после компрессора”, *Успехи физических наук*, т. 189, с. 1173–1200, 2019. DOI: 10.3367/UFNR.2019.05.038564.
- [127] S. Mironov, P. Lassonde, J.-C. Kieffer, E. Khazanov, and G. Mourou, “Spatially-uniform temporal recompression of intense femtosecond optical pulses”, *The European Physical Journal Special Topics*, vol. 223, no. 6, pp. 1175–1180, 2014. DOI: 10.1140/epjst/e2014-02170-6.
- [128] V. N. Ginzburg, I. V. Yakovlev, A. S. Zuev, A. P. Korobeynikova, A. A. Kochetkov, A. A. Kuz'min, S. Y. Mironov, A. A. Shaykin, I. A. Shaykin, and E. A. Khazanov, “Compression after compressor: Threefold shortening of 200-TW laser pulses”, *Quantum Electronics*, vol. 49, no. 4, pp. 299–301, 2019. DOI: 10.1070/qel17007.
- [129] S. Y. Mironov, V. N. Ginzburg, I. V. Yakovlev, A. A. Kochetkov, A. A. Shaykin, E. A. Khazanov, and G. A. Mourou, “Using self-phase modulation for temporal compression of intense femtosecond laser pulses”, *Quantum Electronics*, vol. 47, no. 7, pp. 614–619, 2017. DOI: 10.1070/qel116417.
- [130] P. Lassonde, S. Mironov, S. Fourmaux, S. Payeur, E. Khazanov, A. Sergeev, J.-C. Kieffer, and G. Mourou, “High energy femtosecond pulse compression”, *Laser Physics Letters*, vol. 13, no. 7, p. 075401, 2016. DOI: 10.1088/1612-2011/13/7/075401.
- [131] G. Mourou, S. Mironov, E. Khazanov, and A. Sergeev, “Single cycle thin film compressor opening the door to zeptosecond-exawatt physics”, *The European Physical Journal Special Topics*, vol. 223, no. 6, pp. 1181–1188, 2014. DOI: 10.1140/epjst/e2014-02171-5.

- [132] F. Salin, P. Georges, G. Roger, and A. Brun, “Single-shot measurement of a 52-fs pulse”, *Applied Optics*, vol. 26, no. 21, p. 4528, 1987. DOI: 10.1364/ao.26.004528.
- [133] A. Braun, D. Kopf, I. D. Jung, J. V. Rudd, H. Cheng, K. J. Weingarten, U. Keller, and G. Mourou, “Characterization of short-pulse oscillators by means of a high-dynamic-range autocorrelation measurement”, *Optics Letters*, vol. 20, no. 18, p. 1889, 1995. DOI: 10.1364/ol.20.001889.
- [134] M. Louisy, C. Guo, L. Neoričić, S. Zhong, A. L’Huillier, C. L. Arnold, and M. Miranda, “Compact single-shot d-scan setup for the characterization of few-cycle laser pulses”, *Applied Optics*, vol. 56, no. 32, p. 9084, 2017. DOI: 10.1364/ao.56.009084.
- [135] J. Ma, P. Yuan, J. Wang, G. Xie, H. Zhu, and L. Qian, “Single-shot cross-correlator for pulse-contrast characterization of high peak-power lasers”, *High Power Laser Science and Engineering*, vol. 6, 2018. DOI: 10.1017/hpl.2018.57.
- [136] Y. Wang, J. Ma, J. Wang, P. Yuan, G. Xie, X. Ge, F. Liu, X. Yuan, H. Zhu, and L. Qian, “Single-shot measurement of 1010 pulse contrast for ultra-high peak-power lasers”, *Scientific Reports*, vol. 4, no. 1, 2014. DOI: 10.1038/srep03818.
- [137] Г.Агравал, *Нелинейная волоконная оптика*. М.:Мир, 1996, с. 323.

Публикации по теме работы

- [A1] I. Kuzmin, S. Mironov, E. Gacheva, V. Zelenogorsky, A. Potemkin, E. Khazanov, A. Kanareykin, S. Antipov, M. Krasilnikov, G. Loisch, and F. Stephan, “Shaping triangular picosecond laser pulses for electron photoinjectors”, *Laser Physics Letters*, vol. 16, no. 1, p. 015001, 2018. DOI: 10.1088/1612-202x/aaef95.
- [A2] E. I. Gacheva, A. K. Potemkin, I. V. Kuzmin, and S. Y. Mironov, “Distortion-free temporal profiling of chirped picosecond laser pulses by spectral shaping with opaque solid masks”, *Laser Physics*, vol. 30, no. 2, p. 025004, 2020. DOI: 10.1088/1555-6611/ab5e24.
- [A3] I. V. Kuzmin, S. Y. Mironov, E. I. Gacheva, A. K. Potemkin, E. A. Khazanov, M. A. Krasilnikov, and F. Stephan, “Shaping picosecond ellipsoidal laser pulses with periodic intensity modulation for electron photoinjectors”, *Applied Optics*, vol. 59, no. 9, pp. 2776–2783, 2020. DOI: 10.1364/ao.383181.
- [A4] I. V. Kuzmin, S. Y. Mironov, and E. A. Khazanov, “Accuracy of the duration estimates of ultrashort laser pulses using a single-shot second-order intensity autocorrelator”, *Quantum Electronics*, vol. 50, no. 4, pp. 354–360, 2020. DOI: 10.1070/qe117310.
- [A5] I. V. Kuzmin, S. Y. Mironov, E. I. Gacheva, A. K. Poteomkin, and E. A. Khazanov, “Retaining 3D shape of picosecond laser pulses during optical harmonics generation”, *Applied Optics*, vol. 58, no. 10, pp. 2678–2686, 2019. DOI: 10.1364/ao.58.002678.
- [A6] I. Kuzmin, S. Mironov, M. Martyanov, A. Poteomkin, and E. Khazanov, “Highly efficient fourth harmonic generation of broadband laser pulses retaining 3D pulse shape”, *Applied Optics*, vol. 60, no. 11, pp. 3128–3135, 2021. DOI: 10.1364/ao.422601.
- [A7] M. Martyanov, A. Perminov, I. Kuzmin, A. Poteomkin, M. Krasilnikov, and S. Mironov, “Induced modulation of a chirped laser pulse at terahertz frequency with spectral phase shaping”, *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 38, no. 10, pp. 3179–3188, 2021. DOI: 10.1364/josab.436224.
- [A8] I. Kuzmin, M. Martyanov, S. Mironov, A. Poteomkin, and E. Khazanov, “Shaping of picosecond laser pulses with thz intensity modulation in the infrared, visible, and ultraviolet ranges”, *Applied Optics*, vol. 60, no. 32, pp. 10062–10069, 2021. DOI: 10.1364/AO.441421.
- [A9] I. Kuzmin, S. Y. Mironov, E. Gacheva, A. Potemkin, and E. Khazanov, “Preserving triangular pulse shape at second and fourth harmonic generation processes”, in *2018 International Conference Laser Optics (ICLO)*, IEEE, 2018. DOI: 10.1109/lo.2018.8435188.
- [A10] I. V. Kuzmin, S. Y. Mironov, E. I. Gacheva, A. K. Potemkin, E. A. Khazanov, M. Krasilnikov, and F. Stephan, “Generation of ellipsoidal laser pulses with periodic intensity modulation for photoinjectors”, in *2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)*, IEEE, 2019. DOI: 10.1109/cleoe-eqec.2019.8872946.
- [A11] I. V. Kuzmin, S. Y. Mironov, E. I. Gacheva, A. K. Potemkin, and E. A. Khazanov, “Retaining 3d laser pulse shape at sum frequency generation processes”, in *2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)*, IEEE, 2019. DOI: 10.1109/cleoe-eqec.2019.8872321.
- [A12] И. Кузьмин и С.Ю.Миронов, “Измерение длительности ультракоротких лазерных импульсов с использованием одноимпульсного автокоррелятора интенсивности второго порядка”, в *трудах 23-й научной конференции по радиофизике*, 2019.

- [A13] I. Kuzmin and S. Mironov, “Accuracy of temporal diagnostic of single cycle laser pulses at using of single shot intensity autocorrelator”, in Laser Congress 2019 (ASSL, LAC, LS&C), OSA, 2019. DOI: 10.1364/assl.2019.jw2a.12.
- [A14] И. Кузьмин, С. Миронов, Е. Гачева и А. Потемкин, “Сохранение формы коротких лазерных импульсов в процессах генерации второй, третьей и четвертой гармоник”, в трудах 22-й научной конференции по радиофизике, 2018.
- [A15] I. V. Kuzmin, S. Y. Mironov, E. I. Gacheva, A. K. Potemkin, and E. A. Khazanov, “Generation of picosecond chirped laser-pulses with quasi-triangular intensity distribution”, in 13th School on Acousto-Optics and Applications, 2017.
- [A16] И.В.Кузьмин, С. Миронов, Е.И.Гачева и А.К.Потемкин, “Получение чирпированных лазерных импульсов пикосекундной длительности с квази-треугольной огибающей”, в трудах XI Всероссийской школы по лазерной физике и лазерным технологиям для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов, 2017.
- [A17] I. Kuzmin, S. Mironov, E. Gacheva, A. Potemkin, and E. Khazanov, “Mach-Zehnder and Michelson interferometers for formation laser pulses with periodic intensity modulation”, in 2020 International Conference Laser Optics (ICLO), 2020.
- [A18] I. Kuzmin, S. Mironov, A. Potemkin, E. Gacheva, and E. Khazanov, “Cross-correlator schemes for diagnostic of visible and uv shaped laser pulses”, in 2020 International Conference Laser Optics (ICLO), 2020.
- [A19] И. Кузьмин, С. Миронов и М. Мартьянов, “Генерация четвертой гармоники широкополосных чирпированных инфракрасных лазерных импульсов с сохранением сложного пространственно-временного распределения интенсивности”, в трудах 25-й научной конференции по радиофизике, 2021.
- [A20] I. Kuzmin, S. Y. Mironov, M. Martyanov, A. Potemkin, and E. Khazanov, “Highly efficient generation of UV laser pulses with controllable periodic intensity modulation”, in 2021 OSA Nonlinear Optics Topical Meeting, 2021.
- [A21] I. Kuzmin, M. Martyanov, S. Y. Mironov, A. Potemkin, and E. Khazanov, “Generation of ps cone-shape laser pulses in visible and UV ranges”, in 2021 OSA Nonlinear Optics Topical Meeting, 2021.