

На правах рукописи



Кузьмин Игорь Валерьевич

**УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ  
ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ  
В ФОТОИНЖЕКТОРАХ**

1.3.19 – лазерная физика

**А в т о р е ф е р а т**  
диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Нижний Новгород – 2021

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном научном учреждении «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» (ИПФ РАН, г. Нижний Новгород)

Научный руководитель: **Миронов Сергей Юрьевич**, доктор физико-математических наук, Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук (г. Нижний Новгород).

Официальные оппоненты: **Косарева Ольга Григорьевна**, доктор физико-математических наук, доцент кафедры общей физики, ФГБОУ ВО «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова» (г. Москва);

**Трунов Владимир Иванович**, кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук (г. Новосибирск).

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики имени А.М. Прохорова Российской академии наук (г. Москва).

Защита состоится 14 марта 2022 г. в 15:00 на заседании диссертационного совета 24.1.238.01 при ИПФ РАН, 603950, г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке и на сайте [ipfran.ru](http://ipfran.ru) ФГБНУ «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук».

Автореферат разослан 7 февраля 2022 г.

Учёный секретарь  
диссертационного совета  
доктор физико-математических наук



Э. Б. Абубакиров

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность темы диссертации

Управление трёхмерным распределением интенсивности лазерных импульсов в настоящее время широко востребовано в ускорительной физике. В стартовой части современных линейных ускорителей применяются фотоинжекторы, в которых эмиссия электронов с поверхности катода осуществляется под действием лазерного излучения [1]. Катод расположен внутри сверхвысокочастотного (СВЧ) резонатора, при этом синхронизация работы лазера с СВЧ-приборами осуществляется за счет того, что частота следования лазерных импульсов делается равной субгармонике СВЧ-поля. Подобные источники электронов используются 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), в Объединённом институте ядерных исследований (ОИЯИ, Россия). Для ЛСЭ, работающих в однопроходном режиме самоусиления спонтанного излучения (Self-Amplified Spontaneous Emission, SASE-FEL), необходимы электронные сгустки (банчи) с поперечным нормализованным эмиттансом  $\sim 1$  мм·мрад, величиной заряда в  $\sim 1$  нКл и энергией 10–100 МэВ [2].

Эмиссия сгустков с указанными параметрами затруднительна из-за значительного влияния кулоновских сил расталкивания пространственного заряда. Для минимизации поперечного нормализованного эмиттанса электронный банч должен иметь эллипсоидальное распределение электронной плотности (распределение Владимирского – Капчинского [3]). В этом случае кулоновские силы строго линейны и могут быть скомпенсированы с помощью электронной оптики. Поскольку для генерации электронных сгустков применяются фотоинжекторы, то для управления распределением электронной плотности в банче удобно использовать профилированные лазерные импульсы, так как пространственно-временная 3D форма лазерного импульса определяет параметры электронного сгустка. В связи с этим, для формирования эллипсоидального распределения пространственного заряда необходимо использовать лазерные импульсы с 3D эллипсоидальным распределением интенсивности в пространстве [4].

Профилирование лазерных импульсов необходимо и при ускорении электронных сгустков в поле кильватерной волны, возбуждаемой в плазме или электродинамических замедляющих структурах силами пространственного заряда управляющим электронным сгустком. Возбуждённая кильватерная волна следует за управляющим пучком и ускоряет инжектированный рабочий электронный пучок. Для повышения эффективности перекачки энергии пучка в кильватерную волну также необходимо использовать профилированные в пространстве и во времени электронные сгустки. Для управляющего элект-

ронного пучка с распределением электронной плотности в виде прямоугольного треугольника во времени эффективность перекачки энергии значительно выше по сравнению с использованием непрофилированных сгустков [5], т.к. при той же энергии пучка увеличивается ускоряющее поле.

Кроме того, применение фотоинжекторов перспективно для систем лазерно-плазменного ускорения электронов. С их помощью осуществляется генерация короткого электронного банча для внешней инжекции электронного сгустка в сформированную лазерным импульсом кильватерную волну. Этот способ может уменьшить энергетический разброс ускоренного электронного сгустка по сравнению методами автоинжекции и контролируемой инжекции, использующими захват плазменных электронов [6].

Профилирование лазерных импульсов является необходимым и в задаче, связанной с генерацией импульсов ТГц диапазона. В качестве источников импульсов терагерцового излучения с мДж уровнем энергии и высокой частотой повторения используют ЛСЭ, работающие в режиме самоусиления спонтанного излучения [7]. В таких устройствах использование электронных сгустков длительностью несколько десятков пикосекунд и имеющих периодическую модуляцию электронной плотности с характерным периодом  $\sim 1$  пс во времени позволяет стабилизировать фазу высокочастотного поля относительно огибающей терагерцового импульса и минимизировать временной джиттер между терагерцовым импульсом и электронным пучком. Глубина и период модуляции у сгустка должны быть контролируемыми параметрами. Большая глубина модуляции может приводить к делению сгустка на отдельные слои (микробанчи), что может оказать негативное влияние на поперечный нормализованный эмиттанс и общее качество электронного пучка [8]. Малая глубина модуляции может замываться при распространении электронного сгустка в ондуляторе [9]. Из вышесказанного следует, что глубина модуляции должна быть подобрана так, чтобы сохранить эллипсоидальное распределение электронной плотности и при этом исключить значительное замывание модуляции.

Используемые в фотоинжекторах фотокатоды (например,  $\text{Cs}_2\text{Te}$ ) обладают наиболее высоким квантовым выходом в ультрафиолетовой области спектра [10]. При этом профилирование лазерных импульсов, как правило, наиболее удобно выполнять в ИК-области спектра (центральные длины волн излучения 0.7–1 мкм, ширина спектра по уровню FWHM более 10 нм, длительность chirпированных импульсов несколько десятков пикосекунд). В связи с этим возникает задача о преобразовании сформированного 3D( $x, y, t$ ) распределения интенсивности инфракрасного лазерного импульса в видимый и УФ-диапазоны с минимальными искажениями созданной 3D-структуры поля. В частности, для получения электронных сгустков с зарядом  $\sim 1$  нКл требуются УФ лазерные импульсы с длительностью  $\sim 20$  пс и энергией  $\sim 5$  мкДж.

Диагностика коротких лазерных импульсов, в том числе и со сложным пространственно-временным распределением интенсивности, требует использования косвенных методов и созданных на их основе приборов. В зависимости от характеристик диагностируемых импульсов измеряются корреляционные функции интенсивности или же, с использованием специальных алгоритмов, восстанавливается временной профиль импульса и его спектральная или временная фаза. В последнем случае восстановить полностью 3D форму импульса не представляется возможным. В частности, для определения пространственно-временной формы пикосекундных импульсов в видимом и УФ-диапазонах, предложено использование сканирующих кросс-корреляторов [11] для соответствующей длины волны излучения.

В связи с созданием сверхмощных лазерных систем [12], 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 [13]. В перспективе, применение таких подходов позволит реализовать в экспериментах петаваттные лазерные импульсы с длительностью по полувисоте в один период осцилляции светового поля. Диагностика временных параметров у такого излучения является нетривиальной задачей, но она может быть решена и с использованием уже развитых методов при обеспечении достаточной точности проведения измерений.

Настоящая работа посвящена решению задач связанных с управлением и диагностикой пространственно-временного распределения интенсивности лазерных импульсов, применяемых в ускорительной физике и физике взаимодействия сверхмощного излучения с веществом.

### **Цели и задачи диссертационной работы:**

Целью настоящего исследования является развитие методов управления 3D-структурой распределения интенсивности лазерных импульсов инфракрасного, видимого и УФ-диапазонов 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  $\sim 1$  ТГц).

2. Поиск оптимальных параметров для высокоэффективного преобразования широкополосного инфракрасного излучения с частотным чирпом в видимый и УФ-диапазоны с сохранением 3D-формы импульса.

3. Оптимизация параметров кросс-корреляционных схем для определения 3D формы импульсов видимого и УФ-диапазонов в эксперименте.

4. Разработка математической модели трехволнового взаимодействия широкополосных лазерных импульсов для оптимизации параметров работы одноимпульсного автокоррелятора интенсивности второго порядка, применяемого для диагностики малопериодных импульсов.

### **Научная и практическая значимость**

Профилированные лазерные импульсы УФ-диапазона необходимы для решения ряда задач современной ускорительной физики. В стартовой части современных ускорителей используются фотоинжекторы, в которых электронные сгустки генерируются при облучении 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 квазиреугольным профилем интенсивности во времени востребованы для генерации электронных сгустков, применяемых для ускорения заряженных частиц в поле кильватерной волны (Plasma Wake-Field Acceleration, PWFA). При использовании управляющего электронного пучка с линейно-нарастающей во времени электронной плотностью значительно увеличивается эффективность перекачки энергии в поле кильватерной волны, возрастает ускоряющее поле, и, как следствие, происходит рост энергии у ускоряемого сгустка.

### **Научная новизна работы:**

1. Исследована возможность формирования лазерных импульсов с квазиреугольным временным распределением интенсивности в ИК-области спектра при использовании пространственного модулятора света (SLM Spatial Light Modulator). В экспериментах сформированы лазерные импульсы пикосекундной длительности ( $\sim 30$  пс, длина волны 1036 нм, ширина спектра 8 нм) с квазиреугольным распределением интенсивности во времени.

2. Предложен метод создания управляемой по глубине и периоду модуляции во временном распределении интенсивности у широкополосных линейно-чирпированных лазерных импульсов за счёт 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 чирпированных широкополосных ( $>8$  нм) лазерных импульсов ИК-диапазона с характерной длительностью 15–50 пс. Два последовательно расположенных двулучепреломляющих кристалла могут использоваться для формирования модулированных во времени лазерных импульсов.

4. На примере лазерных импульсов с 3D эллипсоидальным распределением интенсивности продемонстрирована возможность высокоэффективной

генерации излучения второй и четвертой гармоник с сохранением формы за счёт использования углового чирпирования.

5. Продемонстрирована возможность генерации излучения второй гармоники с сохранением формы при неколлинеарном взаимодействии лазерных импульсов с равными по модулю и противоположными по знаку частотными чирпами.

6. Предложено использовать взаимодействие между цилиндрическим и эллипсоидальными импульсами с частотными чирпами разного знака при генерации второй гармоники для получения квазиконусообразных лазерных импульсов видимого диапазона.

7. Показана возможность управления глубиной модуляции интенсивности у профилированных лазерных импульсов УФ-диапазона за счёт изменения длины нелинейного кристалла и интенсивности импульса при преобразовании в четвертую гармонику.

8. Показано, что при определении длительности автокорреляционной функции (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.

#### **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 трёхмерного 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 сформированное в первой гармонике 3D распределение интенсивности.

5. При удвоении частоты узкополосных спектрально-ограниченных импульсов с периодической модуляцией интенсивности во времени возможно реализовать управление глубиной модуляции у генерируемых импульсов за счёт 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 диа-

гностировать длительность АКФ малопериодных лазерных импульсов с центральными длинами волн 910 нм и 780 нм с точностью не хуже 10%.

#### **Апробация результатов**

Результаты работы были представлены на следующих конференциях: 13th School on Acousto-Optics and Applications (Москва, 2017 г.); 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.), 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.), Ежегодная научная конференция по радиофизике (Нижний Новгород, 2018–2021 гг.). Результаты работы докладывались на внутренних семинарах ИПФ РАН и конкурсе молодых ученых ИПФ РАН 2019 и 2021 годов.

#### **Публикации**

По теме диссертации опубликованы 8 статей [A1–A8] в рецензируемых журналах.

#### **Личный вклад автора в проведённые исследования**

Все результаты, изложенные в диссертации, получены лично автором или при его непосредственном участии. Постановка задач, определение подходов к их решению, анализ, обсуждение и интерпретация полученных результатов осуществлялись при ключевом участии автора. Численное моделирование нелинейно-оптических процессов проводилось автором самостоятельно при использовании созданных им вычислительных программ. Экспериментальные результаты по временному профилированию лазерных импульсов были получены автором самостоятельно при использовании экспериментального стенда, созданного с.н.с. А.К. Потемкиным, к.ф.-м.н. Е.И. Гачевой и к.ф.-м.н. М.А. Мартьяновым.

#### **Структура и объем диссертации**

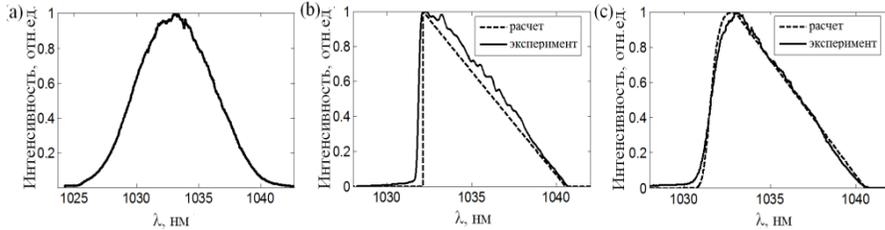
Диссертационная работа состоит из введения, трёх глав, заключения и списка литературы с перечнем публикаций автора. Общий объем диссертации составляет 124 страницы, включая 60 рисунков. Список используемой литературы содержит 136 источников, включая 8 [A1–A8] публикаций автора по теме диссертации в рецензируемых журналах.

## КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

В первой главе представлены результаты численных и экспериментальных исследований по формированию лазерных импульсов с квазиреугольным распределением интенсивности и лазерных импульсов с периодической модуляцией (частота модуляции  $\sim 1$  ТГц) интенсивности. Рассмотренный в работе процесс формирования квазиреугольных импульсов основан на управлении спектральным распределением интенсивности. Для этих целей наиболее удобно использовать импульсы со значительной линейной частотной модуляцией – спектроны, поскольку у них [14] распределение интенсивности во времени пропорционально распределению интенсивности спектра.

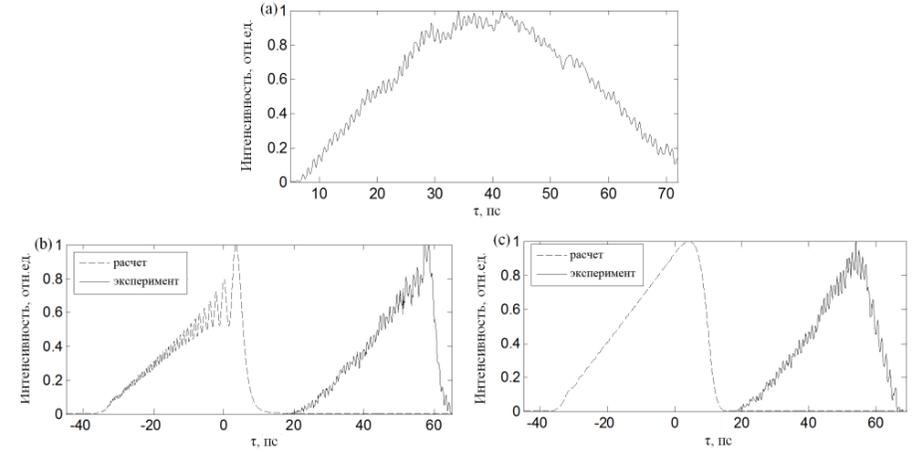
В связи с этим, для формирования квазиреугольных импульсов во времени достаточно сформировать квазиреугольное распределение интенсивности спектра. В экспериментах такой подход был реализован с помощью схемы на основе оптического компрессора с нулевой частотной дисперсией и пространственного модулятора света SLM (Spatial Light Modulator) [15]. В главе определены основные закономерности формирования квазиреугольных временных распределений интенсивности, найдены условия для их оптимального получения.

На рис. 1 и 2 приведены экспериментальные результаты по формированию chirпированных лазерных импульсов пикосекундной длительности с квазиреугольным распределением интенсивности во времени в сравнении с численным моделированием.



**Рис. 1.** Спектральные распределения интенсивности: *a* – исходный спектр; *b* – спектр в виде прямоугольного треугольника, *c* – спектр в виде прямоугольного треугольника, катет которого заменён участком супергаусса со степенью  $2N=6$

В экспериментах обнаружено, что после отражения от SLM лазерный импульс приобретает периодические искажение во времени. Обнаруженный эффект линеен и не связан с самовоздействием лазерного излучения в оптическом волокне. Показано, что используемая матрица SLM вносит периодическую фазовую модуляцию в спектральную фазу импульса, что приводит к появлению осцилляций на временной огибающей. Обнаруженный эффект можно использовать в конструктивных целях.



**Рис. 2.** 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 заменён участком супергаусса со степенью  $2N=6$

В главе предложен метод создания управляемой периодической модуляции распределения интенсивности chirпированных лазерных импульсов со сложной пространственно-временной структурой за счёт внесения дополнительной периодической модуляции фазы спектра. Для гауссовых импульсов в случае малой глубины фазовой модуляции интенсивность будет определяться следующим выражением:

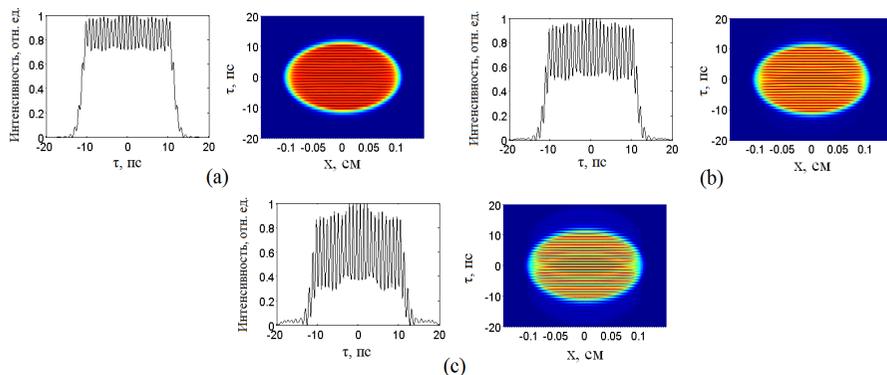
$$|E(\tau)|^2 = \frac{8\pi}{\sqrt{c^2 + b^2}} e^{-\frac{2c\tau^2}{c^2 + b^2}} \cdot \{1 + 2B \cosh[\zeta\tau] \sin[\mu] \cos[T_1\tau] - 2B \sinh[\zeta\tau] \cos[\mu] \sin[T_1\tau] + B^2 / 2 \cdot (\cosh[2\zeta\tau] + \cos[2T_1\tau])\}, \quad (1)$$

здесь  $B = A_0 e^{-\frac{T^2 c}{c^2 + b^2}}$ ,  $T_1 = \frac{2Tb}{c^2 + b^2}$ ,  $\mu = \frac{T^2 b}{c^2 + b^2}$ ,  $\zeta = \frac{2Tc}{c^2 + b^2}$ ,  $c = \frac{8 \ln 2}{\Delta\omega^2}$ ,  $b = 2\varphi_1$ ,

$\Delta\omega$  – ширина спектра,  $\varphi_1$  – параметр линейного chirпа. 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  $\varphi_1$ . Величина  $PV_0$  ( $PV_0 = I_{max} / I_{min}$ , где  $I_{max}$  и  $I_{min}$  – максимальное и минимальное значения интенсивности, которые определяются вблизи  $\tau = 0$ ) осциллирующим образом зависит от периода модуляции  $T$  (периода модуляции во времени  $T'' = 2\pi T_1^{-1}$ ), причём период этой зависимости уменьшается с ростом  $T$  (уменьшением  $T''$ ). На рис. 3 приведены пространственно-временные распределения интенсив-

ности эллипсоидальных импульсов с различной глубиной модуляции, частота модуляции при этом близка к 1 ТГц.

Также 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 бороться путем незначительного изменения длительности импульса. При изменении длительности импульса на единицы процентов амплитуда осцилляций интенсивности снижается в 4 раза и более.



**Рис. 3.** Пространственно-временные распределения интенсивности эллипсоидальных импульсов при частоте модуляции 1 ТГц в плоскости  $tx$  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

В главе представлены результаты исследований о возможности использования поляризационных интерферометров для создания управляемой по глубине и частоте периодической модуляции с характерным периодом (0.5–5 пс) у исходных chirпированных широкополосных (~8–60 нм) лазерных импульсов с характерной длительностью 10–30 пс. Предложены схемы профилирования на основе интерферометра в «in-line» исполнении и интерферометра Майкельсона. В «in-line» схеме интерферометр Майкельсона заменяется на двулучепреломляющий кристалл, вырезанный под углом к оптической оси  $\theta$ , быстрая ось которого ориентирована под углом  $\psi = 0$ . Интерференция между двумя ортогонально поляризованными, задержанными друг относительно друга на время  $\Delta t$ , chirпированными импульсами обеспечивается расположенной под углом  $\rho = 22.5^\circ$  полуволновой пластинкой или поляризационным разделителем и четвертьволновой пластинкой (размещенными под углом  $2\rho$ ) [16]. Отметим, что «in-line» схема обладает неоспоримым преимуществом с точки зрения простоты настройки, но она менее гибкая для перестройки частоты модуляции. Обе предложенные схемы математически

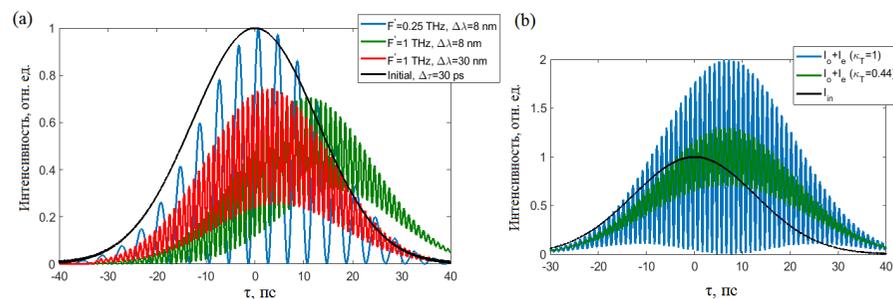
эквивалентны. Глубина модуляции (т. е. разность между максимальным и минимальным значением интенсивности) импульса на выходе из интерферометра определяется следующим выражением:

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

здесь  $C_1(\tau) = \exp\left(-2 \ln 2 \frac{2\Delta t \tau + \Delta t^2}{\Delta \tau^2}\right)$ ,  $\Delta t$  – задержка между импульсами,  $\delta$

– угол наклона поляризации. Определены параметры, влияющие на распределение интенсивности на выходе интерферометра. На примере гауссовых импульсов показано, что для получения импульсов длительностью ~30 пс с частотой модуляции превышающей 1 ТГц для центральной длины волны  $\lambda_c = 1034$  нм при однородной глубине модуляции (по длительности импульса)  $\kappa < 1$  необходимо использовать лазерные импульсы с шириной спектра  $> 30$  нм (рис. 4,  $a$ ). Однако при глубине модуляции  $\kappa \approx 1$  ограничений на ширину спектра для гауссовых импульсов нет.

Также продемонстрировано, что «in-line» схема формирования модуляции с использованием двух последовательно расположенных двулучепреломляющих кристаллов (рис. 4,  $b$ ) позволяет создать лазерные импульсы ИК, видимого и УФ-диапазонов с управляемой глубиной модуляции (частота модуляции  $F = 1$  ТГц) при спектральной ширине 8, 4 и 2 нм. В этом случае между двумя ортогонально поляризованными импульсами с помощью двулучепреломляющего кристалла организовывается задержка, компенсирующая разность фаз  $\pi$  внутри модуляции. Таким образом, суммарная интенсивность будет промодулирована с глубиной, зависящей от величины задержки, но поляризация в этом случае будет зависеть от времени.



**Рис. 4.** Временные распределения интенсивности:  $a$  – на выходе из интерферометра с двумя портами 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),  $\delta = 75^\circ$ );  $b$  – на выходе схемы с одним выходным портом при глубине модуляции  $\kappa_T = 1$  и  $\kappa_T = 0.44$  (частота модуляции 1 ТГц); черная кривая соответствует исходному распределению интенсивности ( $\lambda_c = 1034$  нм, ширина спектра 8 нм)

При использовании схем с двумя выходными портами спектральная ширина должна быть значительно выше, но при этом поляризация сохраняется линейной. Аналогичные соотношения сохраняются и для 3D эллипсоидальных лазерных импульсов, однако из-за резких временных фронтов искажения в распределении интенсивности наблюдаются при  $k \approx 1$  и ширине спектра меньше 30 нм ( $\lambda_c = 1034$  нм). Кроме того, в главе приведены результаты экспериментов по формированию лазерных импульсов с периодической модуляцией (период модуляции от 0.9 до 6.5 пс) на длине волны 1034 нм при спектральной ширине около 6 нм и глубине модуляции  $k \approx 1$ . Материалы главы 1 опубликованы в работах [ A1–A3, A7, A8].

Во **второй главе** рассмотрены вопросы, связанные с сохранением пространственно-временного распределения интенсивности в процессах генерации суммарной частоты линейно chirпированными (длительностью в несколько десятков пикосекунд) широкополосными (спектральная ширина  $>12$  нм) лазерными импульсами. 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 линейными частотными chirпами. Первый способ обеспечивает равенство групповых скоростей взаимодействующих импульсов, второй способ 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 обладает узкой спектральной полосой, то генерировать четвертую гармонику можно классическим способом, т. к. дисперсионные эффекты пренебрежимо малы.

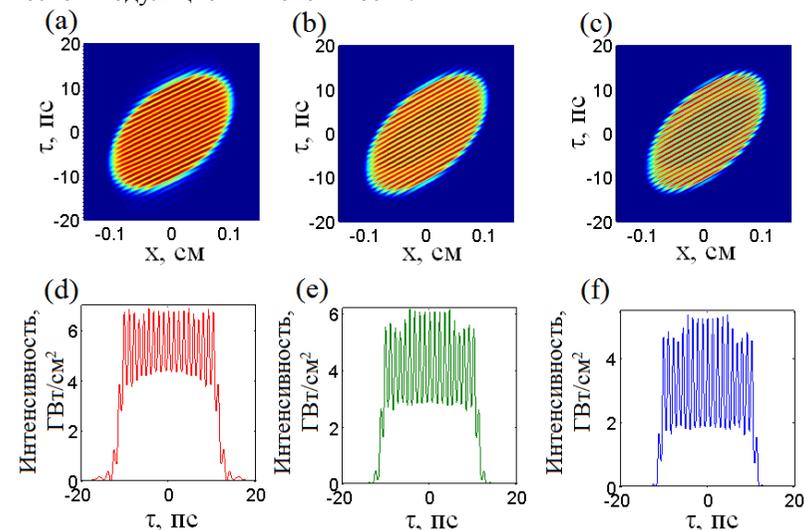
В главе получены системы уравнений, описывающие неколлинеарное трёхволновое взаимодействие сверхширокополосных лазерных импульсов с частотным и угловым chirпами. Уравнения были использованы для моделирования процессов генерации суммарной частоты. По результатам моделирования сделаны выводы о возможности высокоэффективного преобразования лазерного излучения в видимый и УФ-диапазон с минимальными потерями указанными выше способами.

На примере лазерных импульсов с 3D эллипсоидальным распределением интенсивности продемонстрирована возможность высокоэффективной генерации излучения второй и четвертой гармоник с сохранением формы за счет применения chirпирования по углу (амплитудного наклона). Групповая скорость гармоники на суммарной частоте (имеющей необыкновенную поляризацию) зависит от углового chirпа (амплитудного наклона), поскольку дисперсионная кривая  $n(\omega, \theta(\omega))$  является функцией углового chirпа. Получить наклонный амплитудный фронт можно с использованием призмы или дифракционной решетки. После прохождения таких устройств у импульса по-

является амплитудный наклон и угловой chirп (каждая спектральная компонента  $\omega$  импульса имеет свое направление волнового вектора  $\mathbf{k}(\omega)$ ).

Определены условия, при которых излучение третьей гармоники Ti:Sa-лазера, генерируемое в результате неколлинеарного взаимодействия в кристалле chirпированных по углу импульсов первой и второй гармоник, является коллимированным и сохраняет 3D-структуру распределения интенсивности импульса первой гармоники. Показано, что оба пути преобразования в УФ-диапазон – генерация третьей и четвертой гармоник – позволяют сохранить 3D-структуру поля при высокой эффективности преобразования.

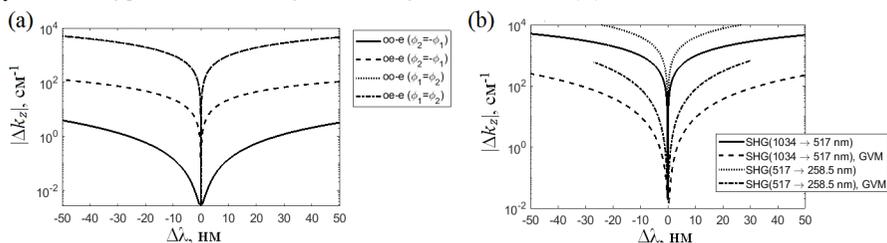
Также продемонстрировано, что использование углового chirпа позволяет сохранить 3D-структуру лазерных импульсов при наличии периодической модуляцией во времени. На рис. 5 приведены пространственно-временные распределения интенсивностей импульсов первой (центральная длина волны 1034 нм, спектральная ширина 12 нм), второй и четвертой гармоник с периодической модуляцией интенсивности.



**Рис. 5.** Результаты моделирования ГВГ и ГЧГ эллипсоидальными импульсами с амплитудным наклоном и периодической фазовой модуляцией; пространственно-временное распределение интенсивности импульса первой гармоники (a), 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)

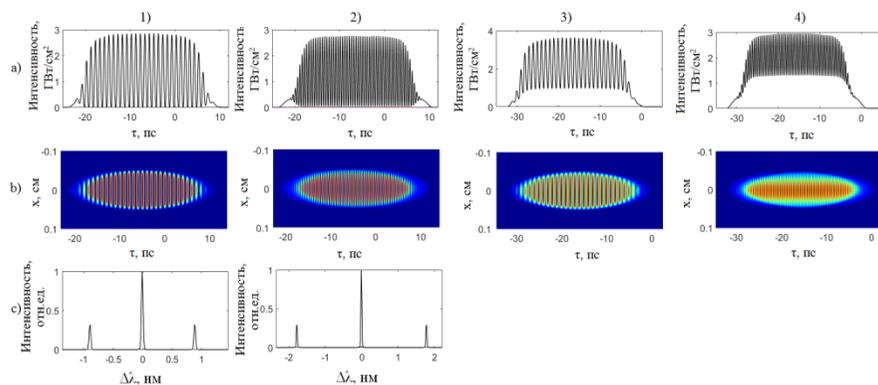
Также в главе показано, что использование неколлинеарной схемы взаимодействия лазерных импульсов (спектральная ширина  $\sim 60$  нм) с одинаковыми по абсолютному значению и противоположенными по знаку частотными chirпами для ГВГ позволяет сохранить 3D-распределение интенсивности (в том числе и промодулированное во времени) при высокой эффектив-

ности преобразования. На рис. 6 приведены зависимости волновой расстройки  $\Delta k_z$  от отстройки от центральной длины при ГВГ первого и второго типа импульсами с противоположными по знаку частотными чирпами (а) и в условии группового синхронизма при ГВГ и ГЧГ (b).



**Рис. 6.** Зависимость волновой расстройки  $\Delta k_z$  от отстройки от центральной длины волны  $\Delta\lambda$  ( $\lambda_c = 1034$  нм) при ГВГ первого и второго типа импульсами с противоположными по знаку частотными чирпами в кристалле ВВО (а) и зависимость волновой расстройки  $\Delta k_z$  от отстройки от центральной длины волны  $\Delta\lambda$  при ГВГ и ГЧГ первого типа импульсами в условии группового синхронизма в кристалле ВВО (b)

Продемонстрировано, что при генерации четвёртой гармоники лазерного импульса с периодической модуляцией интенсивности возможно управление глубиной модуляции с сохранением крупномасштабной 3D структуры поля за счёт совместного действия дисперсии и нелинейности при преобразовании. Такой подход возможен, поскольку спектр профилированного спектрально-ограниченного импульса второй гармоники имеет узкий пик на центральной частоте и спутники, положение которых зависит от периода модуляции. На рис. 7 приведены результаты численного моделирования генерации второй и четвёртой гармоник (для первой гармоники центральная длина



**Рис. 7.** Генерация второй и четвертой гармоник при частоте модуляции 1 ТГц (1, 3) и  $F = 2$  ТГц (2, 4); Временные распределения интенсивности в сечении  $x = 0$  (а), пространственно-временные распределения интенсивности (b), спектральные распределения интенсивности (с)

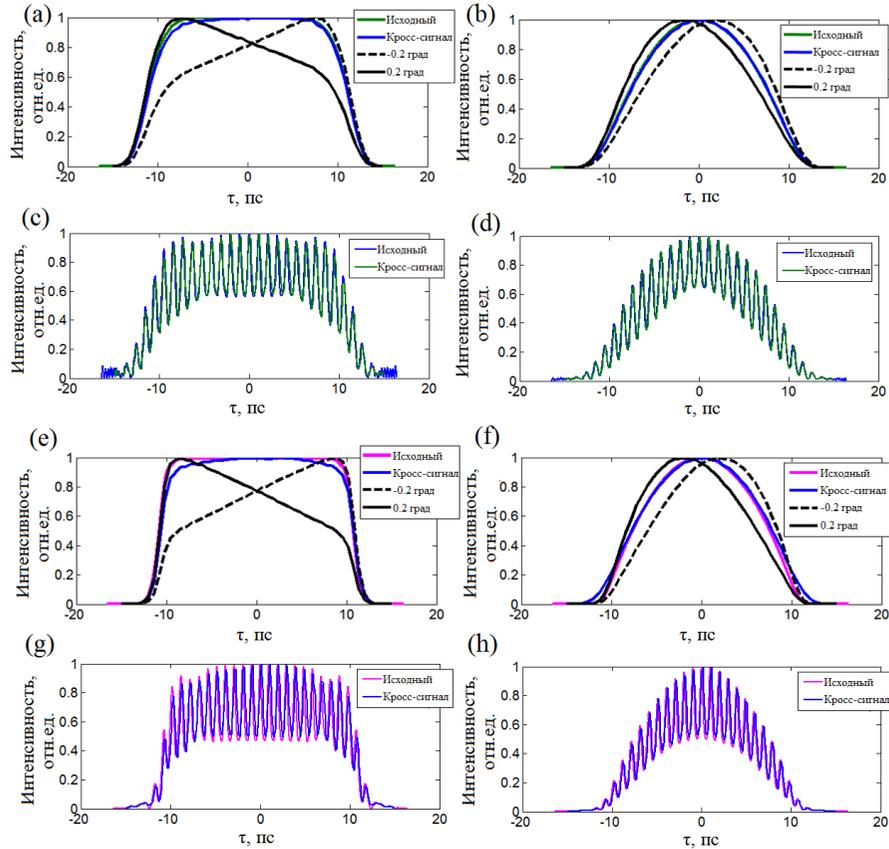
волны 1034 нм, спектральная ширина 35 (частота модуляции 1 ТГц) и 55 нм (частота модуляции 2 ТГц)).

Кроме того, в главе рассмотрен способ формирования лазерных импульсов видимого и УФ-диапазона с конусообразным распределением интенсивности. Материалы главы 2 опубликованы в работах [А3, А5–А7].

В третьей главе представлены результаты численного моделирования кросскорреляционных схем для определения распределения интенсивности второй и четвёртой гармоник 3D профилированного лазерного излучения. Для получения пространственно-временного распределения интенсивности второй гармоники рассмотрен кросскоррелятор, в котором происходит генерация суммарной частоты. Для анализа распределения интенсивности четвёртой гармоники рассмотрен кросскоррелятор на основе генерации разностной частоты. В устройствах такого типа организовано взаимодействие профилированного рабочего импульса и синхронизированного с ним во времени диагностического  $\delta$ -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  $\delta$ -импульса может исполнять непрофилированный импульс первой гармоники сжатый до своего фурье-предела. Показано, что корректная диагностика 3D-формы широкополосных чирпированных лазерных импульсов, обладающих периодической модуляцией во времени, возможна с использованием сканирующего кросскоррелятора при отсутствии у диагностируемого импульса углового чирпа. Также определены углы между взаимодействующими импульсами, при которых достигается минимальная ошибка в определении 3D-распределения интенсивности.

На рис. 8 представлены результаты численного моделирования работы кросскоррелятора на вторую и четвертую гармоники соответственно при оптимальных параметрах пучков. Моделирование выполнено для гладкого эллипсоидального импульса и с периодической модуляцией (~1 ТГц) интенсивности.

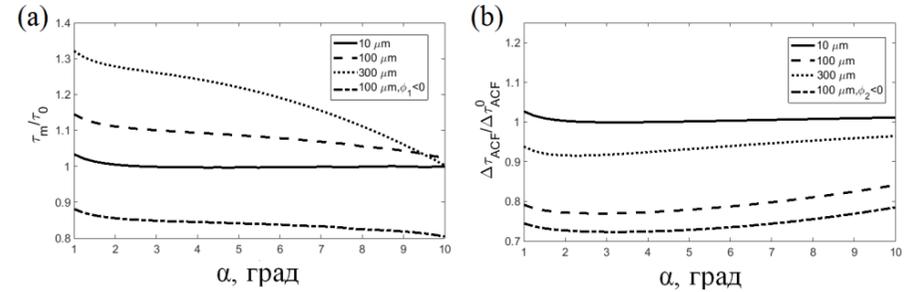
Кроме того, с помощью численного моделирования проанализирована точность определения длительности малопериодных лазерных импульсов с центральными длинами волн 910 нм и 780 нм при использовании одноимпульсного автокоррелятора интенсивности второго порядка. Показано, что точность восстанавливаемой длительности для спектрально-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.



**Рис. 8.** Численное моделирование кросскоррелятора на вторую (518 нм) и четвертую (259 нм) гармоники излучения; временные профили в сечении  $x_0 = 0, y_0 = 0$  исходного эллипсоидального импульса (зеленая кривая), измеренного (синяя кривая) и при отклонении от направления синхронизма на 0.2 градуса (черная и черная пунктирная кривая) (a, e); временные профили исходного эллипсоидального модулированного импульса и измеренного (c, g); соответствующие временные профили при интегрировании по пучку (b, d, f, h)

Описанное в главе моделирование было проведено не только для спектрально-ограниченных импульсов, но и для импульсов с квадратичной и кубической модуляцией фазы спектра, поскольку получаемые в экспериментах сверхкороткие лазерные импульсы, как правило, имеют неплоскую фазу спектра. На рис. 9, a представлена зависимость отношения измеренной длительности импульса к исходной  $\tau_m / \tau_0$  от угла схождения внутри кристалла при разных толщинах 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. 10, b показано влияние кубичной фазовой модуляции на точность определения АКФ.



**Рис. 9.** Зависимость отношения  $\tau_m / \tau_0$  (центральная длина волны 780 нм) от угла схождения внутри кристалла для линейно chirпированного импульса с длительностью  $\sim 4$  периода поля (a) и зависимость отношения «измеренной» длительности АКФ к исходной ( $\Delta\tau_{ACF}^0 / \Delta\tau_{ACF}$ ) от угла схождения внутри кристалла для импульса с кубичной фазовой модуляцией (b)

При толщине кристалла больше 10 мкм для рассматриваемых импульсов измеряемая функция в значительной степени отличается от АКФ, что приводит к ошибочным результатам измерения длительности, знак фазовой модуляции также влияет на измерения. Материалы главы 3 опубликованы в работе [A4].

В **Заключении** приведены основные результаты диссертации.

## 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 ( $\sim 30$  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 путем 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 путем 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 чирпированных 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 счёт использования углового чирпирования. Показано, что для лазерных импульсов ( $\lambda_c = 744$  нм, FWHM 6 нм,  $I = 17$  ГВт/см<sup>2</sup>, 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%.

6. Определены условия, при которых излучение третьей гармоники Ti:Sa-лазера, генерируемое в результате неколлинеарного взаимодействия в кристалле (BBO, толщина 150 мкм) чирпированных по углу импульсов первой ( $\lambda_c = 744$  нм, FWHM 6 нм,  $I = 7.2$  ГВт/см<sup>2</sup>, длительность  $\Delta\tau = 15$  пс) и второй гармоник ( $\lambda_c = 372$  нм, FWHM 1.5 нм,  $I = 14.4$  ГВт/см<sup>2</sup>, 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/см<sup>2</sup>, длительность  $\Delta\tau = 22$  пс), обладающим периодической модуляцией во времени с периодом  $\sim 1$  пс, при использовании кристаллов для ГВГ (LBO, толщина 3 мм) и ГЧГ (BBO, 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/см<sup>2</sup>, длительность  $\Delta\tau = 30$  пс) и кристаллов (BBO, 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 путем 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  $\sim 20$  пс) можно при использовании сканирующего кросскоррелятора интенсивности на основе генерации суммарной (для диагностики импульсов ИК и видимого диапазонов) и разностной (для импульсов УФ-диапазона) частоты. 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 (BBO, толщиной 500 и 200 мкм) и углы схождения пучков ( $0.6^\circ$  и  $0.3^\circ$  в первом случае и  $0.9^\circ$  и  $0.3^\circ$  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 то же 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 ЦИТИРОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Will I., Klemz G. Generation of flat-top picosecond pulses by coherent pulse stacking in a multocrystal birefringent filter // Optics Express. 2008. V. 16. P. 14 922.

2. Krasilnikov M., Stephan F., Asova G., Grabosch H.-J., [et al.]. Experimentally minimized beam emittance from an L-band photoinjector // Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams. 2012. V. 15. P. 100701.

3. *Kapchinskij I., Vladimirskij V.* Limitations of proton beam current in a strong focusing linear accelerator associated with the beam space charge // 2nd Conf. on High Energy Accelerators and Instrumentation (Geneva: CERN). 1959.
4. *Khojayan M., Krasilnikov M., Stephan F., Vashchenko G.* Beam dynamics optimization for the high brightness PITZ photo injector using 3D ellipsoidal cathode laser pulses // FEL 2013: Proceedings of the 35th International Free-Electron Laser Conference. 2013.
5. *Loisch G., Good J., Gross M., Huck H.* [et al.]. Photocathode laser based bunch shaping for high trans-former ratio plasma wakefield acceleration // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2018. V. 909. P. 107–110.
6. *Rossi A., Petrillo V., Bacci A., Chiadroni E.* [et al.]. Plasma boosted electron beams for driving free electron lasers // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2018. V. 909. P. 54–57.
7. *Tan P., Huang J., Liu K., Xiong Y., Fan M.* Terahertz radiation sources based on free electron lasers and their applications // Science China Information Sciences. 2011. V. 55. P. 1–15.
8. *Brynes A., Akkermans I., Allaria E., Badano L.* [et al.]. Characterisation of microbunching instability with 2D Fourier analysis // Scientific Reports. 2020. V. 10. P. 5059
9. *Kuzmin I., Mironov S., Gacheva E., Potemkin A.* [et al.]. Shaping picosecond ellipsoidal laser pulses with periodic intensity modulation for electron photoinjectors // Applied Optics. 2020. V. 59. P. 2776.
10. *Kong S., Kinross-Wright J., Nguyen D., Sheffield R.* Cesium telluride photocathodes // Journal of Applied Physics. 1995. V. 77, P. 6031–6038.
11. *Zelenogorskii V., Andrianov A., Gacheva E., Gelikonov G.* [et al.]. Scanning cross-correlator for monitoring uniform 3D ellipsoidal laser beams // Quantum Electronics. 2014. V. 44. P. 76–82.
12. *Zeng X., Zhou K., Zuo Y., Zhu Q.* [et al.]. Multi-petawatt laser facility fully based on optical parametric chirped-pulse amplification // Optics Letters. 2017. V. 42. P.2014
13. *Хазанов Е., Миронов С., Муру Ж.* Нелинейное сжатие сверхмощных лазерных импульсов: компрессия после компрессора // УФН. 2019. Т. 189. С. 1173–1200.
14. *Ахманов С., Вислоух А., Чиркин А.* Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М. : Наука, 1988. 354 с.
15. *Weiner A.* Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators // Review of Scientific Instruments. 2000. V. 71. P. 1929–1960.
16. *Pawong C., Chitaree R., Soankwan C.* The rotating linearly polarized light from a polarizing Mach–Zehnder interferometer: Production and applications // Optics & Laser Technology. 2011. V. 43. P. 461–468.

## СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- A1. *Kuzmin I., Mironov S., Gacheva E., Zelenogorsky V.* [et al.]. Shaping triangular picosecond laser pulses for electron photoinjectors // Laser Physics Letters. 2018. V. 16. P. 015001.
- A2. *Gacheva E., Potemkin A., Kuzmin I., Mironov S.* Distortion-free temporal profiling of chirped picosecond laser pulses by spectral shaping with opaque solid masks // Laser Physics. 2020. V. 30. P. 025004.
- A3. *Kuzmin I., Mironov S., Gacheva E., Potemkin A.* [et al.]. Shaping picosecond ellipsoidal laser pulses with periodic intensity modulation for electron photoinjectors // Applied Optics. 2020. V. 59. P. 2776.
- A4. *Kuzmin I., Mironov S., Khazanov E.* Accuracy of the duration estimates of ultrashort laser pulses using a single-shot second-order intensity autocorrelator // Quantum Electronics. 2020. V. 50. P. 354–360.
- A5. *Kuzmin I., Mironov S., Gacheva E., Poteomkin A., Khazanov E.* Retaining 3D shape of picosecond laser pulses during optical harmonics generation // Applied Optics. 2019. V. 58, № 10. P. 2678.
- A6. *Kuzmin I., Mironov S., Martyanov M., Poteomkin A., Khazanov E.* Highly efficient fourth harmonic generation of broadband laser pulses retaining 3D pulse shape // Applied Optics. 2021. V. 60. P. 3128–3135.
- A7. *Kuzmin I., Mironov S., Martyanov M., Poteomkin A., Khazanov E.* Shaping of picosecond laser pulses with THz intensity modulation in the infrared, visible, and ultraviolet ranges // Applied Optics. 2021. V. 60. P. 10062–10069.
- A8. *Martyanov M., Perminov A., Kuzmin I., Poteomkin A.* [et al.]. Induced modulation of a chirped laser pulse at terahertz frequency with spectral phase shaping // Journal of the Optical Society of America B. 2021. V. 38. P. 3179–3188.
- A9. *Kuzmin I., Mironov S., Gacheva E., Poteomkin A., Khazanov E.* Preserving triangular pulse shape at second and fourth harmonic generation processes // Proceedings of International Conference Laser Optics (ICLO), 2018.
- A10. *Kuzmin I., Mironov S., Gacheva E., Potemkin A.* [et al.]. Generation of ellipsoidal laser pulses with periodic intensity modulation for photoinjectors // Proceedings of Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC). 2019.
- A11. *Kuzmin I., Mironov S., Gacheva E., Poteomkin A., Khazanov E.* Retaining 3D laser pulses shape at sum frequency generation processes // Proceedings of Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC). 2019.
- A12. *Кузьмин И., Миронов С.* Измерение длительности ультракоротких лазерных импульсов с использованием одноимпульсного автокоррелятора интенсивности второго порядка // Труды 23-й научной конференции по радиофизике, 2019.
- A13. *Kuzmin I., Mironov S.* Accuracy of temporal diagnostic of single cycle laser pulses at using of single shot intensity autocorrelator // Proceedings of Laser Congress (ASSL, LAC, LS&C). 2019.

A14. **Кузьмин И., Миронов С., Гачева Е., Потемкин А.** Сохранение формы коротких лазерных импульсов в процессах генерации второй, третьей и четвертой гармоник // Труды 22-й научной конференции по радиофизике, 2018.

A15. **Kuzmin I., Mironov S., Gacheva E., Poteomkin A., Khazanov E.** Generation of picosecond chirped laser-pulses with quasi-triangular intensity distribution // Proceedings of 13th School on Acousto-Optics and Applications. 2017.

A16. **Кузьмин И., Миронов С., Гачева Е., Потемкин А.** Получение чирпированных лазерных импульсов пикосекундной длительности с квазитреугольной огибающей // Труды XI Всероссийской школы по лазерной физике и лазерным технологиям для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов. 2017.

A17. **Kuzmin I., Mironov S., Gacheva E., Poteomkin A., Khazanov E.** Mach-Zehnder and Michelson interferometers for formation laser pulses with periodic intensity modulation // Proceedings of International Conference Laser Optics (ICLO). 2020.

A18. **Kuzmin I., Mironov S., Gacheva E., Poteomkin A., Khazanov E.** Cross-correlator schemes for diagnostic of visible and UV shaped laser pulses // Proceedings of International Conference Laser Optics (ICLO). 2020.

A19. **Кузьмин И., Миронов С., Мартыанов М.** Генерация четвертой гармоники широкополосных чирпированных инфракрасных лазерных импульсов с сохранением сложного пространственно-временного распределения интенсивности // Труды 25-й научной конференции по радиофизике. 2021.

A20. **Kuzmin I., Mironov S., Martyanov M., Poteomkin A., Khazanov E.** Highly efficient generation of UV laser pulses with controllable periodic intensity modulation // Proceedings of OSA Nonlinear Optics Topical Meeting. 2021.

A21. **Kuzmin I., Mironov S., Martyanov M., Poteomkin A., Khazanov E.** Generation of ps cone-shape laser pulses in visible and UV ranges // Proceedings of OSA Nonlinear Optics Topical Meeting. 2021.

КУЗЬМИН Игорь Валерьевич

**УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ  
ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ  
В ФОТОИНЖЕКТОРАХ**

Автореферат

Подписано в печать 22.12.2021 г.  
Формат 60 × 90 <sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Усл. печ. л. 1,5.  
Тираж 100 экз. Заказ № 60(2021).

Отпечатано в типографии ФИЦ Институт прикладной физики РАН,  
603950, г. Н. Новгород, ул. Ульянова, 46