

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ М.В.ЛОМОНОСОВА**

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Савицкий Илья Владимирович

**Формирование однопериодных фазостабильных импульсов
ближнего инфракрасного диапазона для сверхбыстрой
нелинейной спектроскопии**

1.3.19. Лазерная физика

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Федотов Андрей Борисович

Москва – 2025 г.

Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Методы формирования и области применения однопериодных импульсов со стабильной фазой поля относительно огибающей.....	17
1.1 Техника формирования однопериодных лазерных импульсов с помощью нелинейно-оптических методов.....	18
1.2 Стабилизация фазы поля относительно огибающей однопериодных лазерных импульсов.....	27
1.3 Однопериодные фазостабильные импульсы в задаче сверхбыстрой нелинейной спектроскопии	31
Глава 2. Экспериментальная техника и методы.....	36
2.1 Оптический параметрический усилитель сверхкоротких лазерных импульсов на основе фемтосекундной титан-сапфировой лазерной системы.....	37
2.2 Стабилизация и управление фазой поля относительно огибающей сверхкороткого импульса холостой волны.....	40
2.3 Характеризация однопериодных лазерных импульсов с помощью интерференционного метода SPIDER.....	46
Глава 3. Формирование многооктавного суперконтинуума и генерация фазостабильных однопериодных гигаваттных импульсов в полном антирезонансном волноводе.....	57
3.1 Солитонная самокомпрессия сверхкоротких лазерных импульсов в полном волноводе	57
3.2 Полный антирезонансный волновод для временной компрессии фемтосекундных инфракрасных импульсов.....	61
3.3 Экспериментальное исследование солитонной динамики в полном антирезонансном волноводе.....	64
3.4 Генерация однопериодного фазостабильного инфракрасного импульса гигаваттной мощности	72

3.5 Модовый состав излучения суперконтинуума предельно короткого импульса в видимой области.....	77
Глава 4. Фемтосекундная спектроскопия фазочувствительных сверхбыстрых процессов в газе и твердотельных материалах.....	83
4.1 Моделирование распространения предельно короткого импульса в нелинейной среде с учетом фазы.	83
4.2 Широкополосная фазочувствительная спектральная интерференция в видимой области многооктавного суперконтинуума.....	88
4.3 Фазочувствительная спектроскопия сверхбыстрой фотоионизации диэлектрика под действием однопериодного лазерного импульса.	97
Заключение	111
Приложение: список используемых аббревиатур и сокращений.....	113
Литература	114

Введение

Актуальность работы

Интенсивное развитие лазерной физики привело к возникновению обширного направления исследований – оптики сверхкоротких лазерных импульсов [1–3]. Использование сверхкоротких импульсов позволяет исследовать нестационарные процессы с фемтосекундным разрешением [4], а высокая пиковая мощность делает их удобным инструментом для исследования и применения нелинейно-оптических явлений [5]. Уже к началу 20 века развитие лазерных технологий позволило получать излучение с напряженностью на несколько порядков превышающую внутриатомное поле, что открывает возможность наблюдать высоконелинейные процессы в релятивистском режиме [6]. С другой стороны, продолжается разработка методов получения предельно коротких импульсов, длительность которых составляет всего несколько периодов поля [7]. Однопериодные лазерные импульсы, помимо высокой пиковой мощности за счёт малой длительности, открывают новые возможности исследования сверхбыстрых процессов с субфемтосекундным разрешением.

При переходе к предельно малой длительности импульса существенную роль начинает играть фаза поля относительно огибающей импульса, сильно влияющая в этом случае на пиковую интенсивность излучения. Поэтому формирование однопериодных импульсов со стабильной и контролируемой фазой открывает новые возможности в задаче управления сверхбыстрыми процессами, связанными с взаимодействием сильных световых полей с веществом. Первые исследования таких явлений были направлены на изучение генерации гармоник высокого порядка в газах [8,9], возникающих в результате туннельной фотоионизации вещества. Использование предельно короткого излучения для наблюдения этих эффектов позволило получить одиночные импульсы аттосекундной длительности [10], что дало возможность исследования динамики протекания электронных процессов в веществе [11]. В последнее десятилетие большое внимание исследователей привлекает возможность наблюдения и управления процессами фотоионизации и генерации гармоник высокого порядка в диэлектриках и полупроводниках [12,13]. В отличие от газов, в твердых телах на протекание сверхбыстрых электронных процессов сильно влияет дисперсия валентной зоны и зоны проводимости вещества, поэтому с помощью спектроскопии на основе генерации гармоник высокого

порядка можно восстановить зонную структуру кристаллического материала [14,15]. Также активно исследуются методы управления электронной динамикой в твердых телах с помощью фазостабильных предельно коротких импульсов [16–23]. Контроль фотоиндуцированных электронных токов уже находит применение для характеристики электрического поля лазерного импульса [21]. Кроме того, исследования субфемтосекундных электронных процессов в веществе нацелены на создание оптоэлектронных устройств, способных работать на петагерцовой частоте [24–26]. В основе всех этих современных направлений лежит задача получения предельно коротких импульсов со стабильной фазой.

Степень разработанности темы исследования

Первые источники однопериодных импульсов были продемонстрированы уже в 90-ые годы прошлого века [27]. С получением излучения предельно короткой длительности связана задача стабилизации фазы поля относительно огибающей импульса, над которой велись работы в то же время [8]. С тех пор методы генерации и компрессии импульсов непрерывно развиваются. В настоящее время формирование однопериодных импульсов может осуществляться напрямую в оптическом резонаторе при использовании активной среды с широкой полосой усиления и точного подбора дисперсионных элементов для компенсации нелинейной фазы [28,29]. Для получения предельно коротких импульсов высокой мощности используются широкополосные оптические параметрические усилители [30,31] и синтез сложных волновых форм с помощью когерентного сложения предельно коротких импульсов в разных спектральных диапазонах [32]. Наиболее распространенными являются методы, основанные на уширении спектра в результате фазовой самомодуляции. В качестве нелинейной среды использовались твердые тела [33], благородные газы для осуществления режима филаментации [34], а также оптические волокна с твердотельной [35] и полый [36] сердцевиной. Большую роль в данном направлении применения волокон сыграло развитие микроструктурированных волноводов [37]. В задаче компрессии импульсов преимущество использования полых волноводов, заполненных газом под давлением, заключается в возможности преобразования импульсов с высокой энергией и обеспечения высокого качества пространственной моды выходного пучка. Кроме того, управление давлением газа и структурой оболочки волокна позволяет получить отрицательную дисперсию групповых скоростей [38] и реализовать режим солитонной самокомпрессии импульсов при

распространении в волноводе [39]. В настоящее время активно исследуются возможности полых антирезонансных волокон, в которых волноводные свойства обеспечиваются многолучевым отражением на тонких стенках микроструктуры оболочки [40,41]. Такие волноводы могут обеспечивать широкую полосу низких потерь и отрицательной дисперсии групповых скоростей в инфракрасном диапазоне, что делает их удобным инструментом для сжатия сверхкоротких лазерных инфракрасных (ИК) импульсов в режиме солитонной самокомпрессии [42,43]. Данный режим распространения позволяет получать импульсы однопериодной длительности без использования дополнительных оптических элементов для компенсации дисперсии. В ряде работ теоретически предполагается возможность получения импульсов субпериодной длительности в результате солитонной самокомпрессии [44,45], однако корректное измерение спектральной фазы генерируемого многооктавного суперконтинуума является технически сложной задачей. В представленных в диссертационной работе исследованиях демонстрируется преимущество антирезонансных волокон однокольцевого типа для компрессии импульсов и впервые экспериментально показывается возможность получения импульсов субпериодной длительности в режиме солитонной самокомпрессии.

Цели и задачи диссертационной работы

Целью работы является развитие методов формирования предельно коротких фазостабильных инфракрасных лазерных импульсов с длительностью порядка одного и менее цикла поля и их применение в задачах сверхбыстрой фазочувствительной нелинейной спектроскопии и интерферометрии. Достижение целей исследования требует решения ряда задач:

- Реализация метода пассивной стабилизации фазы поля относительно огибающей фемтосекундных импульсов холостой волны в оптическом параметрическом усилителе.
- Создание схемы для характеристики спектральных и временных характеристик излучения с многооктавным спектром на основе интерференционного метода восстановления спектральной фазы импульсов X-SEA-F-SPIDER.
- Исследование динамики солитонной самокомпрессии импульсов в полном заполненном аргоном антирезонансном волноводе, в том числе с помощью анализа широкополосной f - $3f$ интерференции в видимой части спектра суперконтинуума.

- Экспериментальный и теоретический анализ фазочувствительной фотоионизации широкозонного полупроводника с помощью однопериодного фазостабильного импульса.

Объект и предмет исследования

Объектом исследования диссертационной работы являются предельно короткие фазостабильные лазерные импульсы и индуцированные ими нелинейные сверхбыстрые процессы. **Предметом исследования** являются экспериментальные методы генерации и характеристики фазостабильного однопериодного импульса, формируемого в режиме солитонной самокомпрессии излучения в полном заполненном аргоном антирезонансном волноводе, а также физические механизмы фазовой чувствительности многооктавного суперконтинуума на выходе из волокна и отклика полупроводника на воздействие мощного однопериодного импульса.

Научная новизна

В диссертационной работе показано, что структура полых антирезонансных световодов револьверного типа (диаметр полый сердцевины 70 мкм, толщина стенок внутренних капилляров оболочки порядка 590 нм), обеспечивающая наличие широких полос пропускания и отрицательную дисперсию групповых скоростей в инфракрасном диапазоне, дает возможность распространения фемтосекундных фазостабильных импульсов накачки ближнего инфракрасного диапазона в области 2 мкм в режиме солитонной самокомпрессии.

Реализована генерация многооктавного суперконтинуума в полном антирезонансном волноводе, заполненным аргоном под давлением. В результате нелинейно-оптических преобразований, возникающих при распространении импульса с длительностью 55 фс, длиной волны 2.1 мкм и энергией порядка 20 мкДж формируется излучение со спектром, лежащим в диапазоне от 0.2 до 3.2 мкм. Показано, что инфракрасная часть излучения формируется в основной LP_{01} моде, а в видимом диапазоне часть излучения перетекает в высшие моды сердцевины и моды капилляров за счет резонансов структуры или выполнения условий синхронизма генерации третьей гармоники в высших волноводных модах.

Продемонстрировано формирование однопериодных лазерных импульсов со стабильной фазой в режиме солитонной самокомпрессии в полых антирезонансных

световодах. Восстановленная с помощью техники X-SEA-F-SPIDER спектральная фаза инфракрасной части импульса (> 1.0 мкм) показывает компрессию импульса до длительности 6.6 фс, что соответствует одному периоду колебания поля на центральной длине волны 1.9 мкм. Энергия центрального предельно короткого пика составила $E_s \approx 9.8$ мкДж, что соответствует пиковой мощности ≈ 1.5 ГВт. Показано, что фаза поля относительно огибающей однопериодного импульса стабильна (среднеквадратичное отклонение $RMS = 146$ мрад) и управляется с помощью системы подстройки фазы с обратной связью.

Показано, что в видимой части спектра суперконтинуума, формируемого в полом волноводе, наблюдается чувствительная к фазе входного импульса широкополосная спектральная f - $3f$ интерференция синего крыла суперконтинуума и третьей гармоники инфракрасной части излучения. Анализ интерференционной картины позволяет восстановить спектральную фазу импульса на выходе из волновода в видимой области, что, совместно с использованием техники X-F-SEA-SPIDER, дало возможность впервые экспериментально подтвердить самокомпрессию импульса до субпериодной длительности в полом антирезонансном световоде. Предложенный оригинальный метод позволил оценить длительность импульса с многооктавным спектром значением 2.5 фс (0.4 периода поля на длине волны 1.8 мкм), что при энергии 10 мкДж в основном пике соответствует мощности 2.1 ГВт.

Реализован метод нестационарной спектроскопии в схеме накачка-зондирование образцов селенида цинка различной толщины с применением однопериодных импульсов. Показано, что образование плазмы интенсивным инфракрасным импульсом накачки в объемных образцах (толщина $l \geq 200$ мкм) приводит к подавлению спектра пробного импульса в видимом диапазоне на $\approx 95\%$ за счёт плазменного поглощения и рефракции. С помощью этого эффекта восстановлен профиль дисперсии показателя преломления селенида цинка вблизи края запрещенной зоны диэлектрика. Показано, что фотоионизация тонкой пленки селенида цинка толщиной 1 мкм приводит к чувствительной к фазе импульса накачки генерации новых спектральных компонент. Теоретический анализ показал, что новые фазочувствительные спектральные компоненты генерируются за счёт плазменной нелинейной добавки к показателю преломления и нелинейного плазменного поглощения, что демонстрирует возможность управления электронной динамикой в твердом теле с помощью предельно коротких

импульсов с контролируемой фазой. Кроме того, наблюдение данного эффекта позволяет получить информацию об абсолютном значении фазы поля относительно огибающей импульса.

Теоретическая и практическая значимость диссертационной работы состоит в разработке методов формирования фазостабильных инфракрасных импульсов длительностью около одного периода поля с центральной длиной волны в области 2 мкм с пиковой мощностью порядка нескольких ГВт с помощью полых антирезонансных волноводов револьверного типа, заполненных благородным газом под давлением. Такие источники предельно короткого излучения необходимы для широкого класса актуальных задач лазерной физики, в том числе для сверхбыстрого управления динамикой фотоиндуцированных токов в диэлектриках и полупроводниках, а также для развития сверхбыстрой оптоэлектроники.

Работа выполнялась при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных исследований (проект 20-21-00131) и Российского научного фонда (проекты 22-12-00149, 25-12-25-12-00211).

Методология и методы исследования

Представленные в диссертационной работе исследования опираются на экспериментальные результаты и теоретические методы анализа нелинейно-оптических процессов. Экспериментальный подход основывается на полной характеристике пространственных, спектральных и временных свойств используемого излучения с помощью оптимально подходящих коммерческих или оригинальных методов и инструментов. Исследование динамики солитонной самокомпрессии производилось при различных параметрах мощности входного импульса и давления аргона для демонстрации полной физической картины преобразований, обеспечивающих формирование фазостабильных однопериодных импульсов. Теоретический анализ результатов экспериментов производился с помощью численного моделирования распространения излучения в нелинейной среде, что позволило определить природу явлений, приводящих к влиянию фазы поля относительно огибающей импульса на спектральные характеристики излучения. Основным критерием справедливости теоретического описания является совпадение результатов моделирования с данными, полученными в ходе экспериментальной работы.

На защиту выносятся следующие положения:

1. Ширина и положение полос пропускания полого антирезонансного волновода, определяемые толщиной стенок внутренних полых капилляров револьверной структуры (≈ 590 нм), обеспечивают возможность генерации многооктавного суперконтинуума в области 200 - 3200 нм от фемтосекундных инфракрасных импульсов микрожоулевого уровня энергии, преимущественно в основной волноводной моде. Наличие резонансов волноводной структуры приводит к перетеканию части излучения в высшие волоконные моды в видимой области спектра.
2. Широкополосная аномальная дисперсия групповых скоростей в инфракрасном диапазоне (>1250 нм) полых антирезонансных волноводов, заполненных инертным газом (аргоном) при давлении в несколько атмосфер, обеспечивает условия для солитонной самокомпрессии фемтосекундных импульсов с длиной волны около 2 мкм и энергией 20 мкДж до длительности порядка одного периода поля, что позволяет формировать гигаваттные однопериодные импульсы со стабильной (≈ 150 мрад) и управляемой фазой поля относительно огибающей.
3. Чувствительная к фазе входного фемтосекундного излучения широкополосная f - $3f$ интерференция в видимой области суперконтинуума, является следствием образования субпериодного импульса в ходе солитонной самокомпрессии излучения в волноводе. Характер зависимости спектра от фазы позволяет восстановить спектральную фазу солитона в октавном диапазоне интерференции, тем самым демонстрируя генерацию субпериодного импульса с длительностью около половины периода поля на центральной длине волны около 1.8 мкм и пиковой мощностью более 2 ГВт.
4. Управление значением фазы однопериодного инфракрасного импульса, позволяет варьировать его мгновенную интенсивность от ≈ 1.5 ТВт/см² до ≈ 4 ТВт/см², что дает возможность влиять на сверхбыструю электронную динамику фотоионизации полупроводника. Зависимость ионизации от фазы импульса проявляется в схеме «накачка-зондирование» в виде генерации новых компонент в спектре зондирующего импульса, обусловленной наведенной импульсом накачки плазменной нелинейностью.

Степень достоверности и апробация результатов

Степень достоверности результатов диссертационной работы обеспечивается высоким современным уровнем использованного научно-технического оборудования, воспроизводимостью результатов при проведении повторных измерений и их соответствием существующим литературным данным. Согласованность представленных экспериментальных, численных и аналитических результатов позволяет сделать вывод о их достоверности. Достоверность результатов также подтверждается наличием публикаций в ведущих рецензируемых научных журналах.

Основные результаты диссертационной работы были представлены лично Савицким И.В. или в соавторстве с ним в 15-ти докладах на российских и международных научных конференциях:

1. **Savitsky I.V.**, Voronin A.A., Stepanov E.A., Lanin A.A., Glek P.B., Aliev R.M., Fedotov A.B., «Carrier-envelope phase-sensitive sub-cycle pulse generation and plasma nonlinearity», *VIII International Conference on Ultrafast Optical Science «UltrafastLight-2024»*, September 30 – October 2, 2024, Moscow, Russia (устный доклад)
2. Stepanov E.A., **Savitskii I.V.**, Ivanov G.D., Lanin A.A., Fedotov A.B., «Multidimensional correlation spectroscopy of organic complexes in the mid- infrared range with nonlinear-optical transition of signal to the visible range», *VIII International Conference on Ultrafast Optical Science «UltrafastLight-2024»*, September 30 – October 2, 2024, Moscow, Russia (устный доклад)
3. **Savitsky I.V.**, Voronin A.A., Stepanov E.A., Lanin A.A., Glek P.B., Aliev R.M., Fedotov A.B., «Carrier-envelope phase control of single cycle pulse generation and pump- probe spectroscopy», *31th International conference on Advanced Laser Technologies (ALT-2024)*, September 23–27, 2024, Vladivostok, Russia (устный доклад)
4. Fedotov A.B., **Savitsky I.V.**, Stepanov E.A., Voronin A.A., Lanin A.A., «Generation of CEP stable GigaWatt sub-cycle pulses and its application for spectroscopy of ultrafast electron dynamics in semiconductor», *21st International Conference Laser Optics (ICLO 2024)*, July 1–5, 2024, St. Petersburg, Russia (устный доклад)
5. Stepanov E.A., **Savitskii I.V.**, Ivanov G.D., Lanin A.A., Fedotov A.B., «Time-resolved broadband two-dimensional spectroscopy with ultrashort pulses in the visible and mid-infrared», *Международная школа-конференция «Современные проблемы*

- химической физики и теоретической химии» Challenges-2024, July 1–5, 2024, Moscow Oblast, Russia (устный доклад)*
6. **Савицкий И.В.**, Степанов Е.А., Воронин А.А., Ланин А.А., Федотов А.Б., «Управление фазой огибающей при формировании предельно коротких импульсов в полых антирезонансных волноводах», *ВКВО-2023*, октябрь 2–6, 2023, Пермь, Россия (устный доклад)
 7. **Savitsky I.V.**, Voronin A.A., Stepanov E.A., Lanin A.A., Fedotov A.B., «Sub-cycle pulse generation and carrier-envelope phase control of soliton self-compression in waveguide regime», *VII International Conference on Ultrafast Optical Science*, October 2–4, 2023, Moscow, Russia (устный доклад)
 8. Stepanov E.A., **Savitskii I.V.**, Ivanov G.D., Lanin A.A., Fedotov A.B., «Broadband two-dimensional spectroscopy in the mid-infrared with chirped-pulse up-conversion detection», *VII International Conference on Ultrafast Optical Science*, October 2–4, 2023, Moscow, Russia (устный доклад)
 9. **Savitsky I.V.**, Voronin A.A., Stepanov E.A., Lanin A.A., Fedotov A.B., «Carrier-envelope phase control of sub-cycle dynamics of ultrashort pulses in anti-resonance hollow core fiber», *30th International Conference on Advanced Laser Technologies (ALT'23)*, September 18–21, 2023, Samara, Russia (устный доклад)
 10. Stepanov E.A., Zhdanov A.N., **Savitskii I.V.**, Ivanov G.D., Lanin A.A., Fedotov A.B., Zheltikov A.M., «Broadband two-dimensional spectrochronography with ultrashort pulses in the mid-infrared», *29th International Conference on Advanced Laser Technologies (ALT'22)*, September 11–16, 2022, Moscow, Russia (устный доклад)
 11. Fedotov A.B., **Savitsky I.V.**, Stepanov E.A., Voronin A.A., Lanin A.A., Zheltikov A.M., «Nonlinear optical dynamics of gigawatt single-cycle phase-stable pulses generated in hollow-core photonic-crystal fiber», *29th International Conference on Advanced Laser Technologies (ALT'22)*, September 11–16, 2022, Moscow, Russia (устный доклад)
 12. **Savitsky I.V.**, Stepanov E.A., Lanin A.A., Fedotov A.B., Zheltikov A.M., «A single-cycle gigawatt carrier-envelope-phase-tailored driver for strong-field nonlinear optics», *20th International Conference Laser Optics (ICLO 2022)*, June 20–24, 2022, St. Petersburg, Russia (устный доклад)
 13. **Savitskii I.V.**, Stepanov E.A., Voronin A.A., Lanin A.A., Li Y., Hu M., Ivanov A.A., Fedotov A.B., Zheltikov A.M., «High order harmonics generation in ZnS dielectric plate pumped by few cycles near infrared pulses», *IV Международная конференция*

«Фотоника и квантовые технологии», декабрь 19–21, 2021, Казань, Россия (устный доклад)

14. **Савицкий И.В.**, Степанов Е.А., Ланин А.А., Иванов А.А., Федотов А.Б., Желтиков А.М., «Генерация гигаваттных однопериодных фазостабилизированных импульсов в полых антирезонансных волноводах», *IV Международная конференция «Фотоника и квантовые технологии»*, декабрь 19–21, 2021, Казань, Россия (устный доклад)

15. **Савицкий И.В.**, Ланин А.А., Степанов Е.А., Федотов А.Б., Желтиков А.М., «Пассивная стабилизация фазы холостой волны двухкаскадного оптического параметрического усилителя», *XI Международная конференция "Фундаментальные проблемы оптики" (ФПО - 2019)*, октябрь 21–25, 2019, Санкт-Петербург, Россия (устный доклад)

Материалы диссертационной работы опубликованы в 7 печатных работах в рецензируемых научных журналах, входящих в базы данных Web of Science, Scopus, RSCI и Перечень изданий МГУ, в том числе ACS Photonics, Optics Letters, Письма в "ЖЭТФ" и Квантовая электроника:

1. **Савицкий И.В.**, Глек П.Б., Алиев Р.М., Степанов Е.А., Воронин А.А., Ланин А.А., Федотов А.Б., Метод измерения дисперсии и группового индекса диэлектриков вблизи края запрещенной зоны сверхкороткими лазерными импульсами // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика, астрономия. – 2024. – Т. 79. – №. 5. – С. 1-7. – IF = 0.459 (РИНЦ) / 0.44 п.л. / Вклад соискателя – 25%.
2. **Савицкий И.В.**, Глек П.Б., Алиев Р.М., Степанов Е.А., Воронин А.А., Ланин А.А., Федотов А.Б., Фазочувствительная плазменная нелинейность, управляемая предельно короткими импульсами // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2024. – Т. 120. – №. 1. – С. 5–10. – IF = 0.396 (РИНЦ) / 0.32 п.л. / Вклад соискателя – 30%.
3. **Савицкий И.В.**, Воронин А.А., Степанов Е.А., Ланин А.А., Федотов А.Б., Влияние фазы несущей относительно огибающей на генерацию мультиоктавного суперконтинуума и предельно коротких импульсов в полых антирезонансных световодах // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2023. – Т. 118. - №. 7. – С. 493–501. – IF = 0.396 (РИНЦ) / 0.5 п.л. / Вклад соискателя – 40%.

4. **Savitsky I.V.**, Voronin A.A., Stepanov E.A., Lanin A.A., Fedotov A.B., Sub-cycle pulse revealed with carrier-envelope phase control of soliton self-compression in anti-resonant hollow-core fiber // Optics Letters. – 2023. – V. 48. -№. 17. – P. 4468-4471. – JIF = 3.1 (WoS) / 0.25 п.л. / Вклад соискателя – 40%.
5. **Савицкий И.В.**, Степанов Е.А., Ланин А.А., Федотов А.Б., Модовый состав излучения суперконтинуума предельно коротких импульсов в полых антирезонансных волноводах // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2023. – Т. 117. - №. 3-4. – С. 285–291. - IF = 0.396 (РИНЦ) / 0.38 п.л. / Вклад соискателя – 30%.
6. **Savitsky I.V.**, Stepanov E.A., Lanin A.A., Fedotov A.B., Zheltikov A.M., Single-Cycle, Multigigawatt Carrier–Envelope-Phase-Tailored Near-to-Mid-Infrared Driver for Strong-Field Nonlinear Optics // ACS Photonics. – 2022. – V. 9. – №. 5. – P. 1679-1690. – JIF = 6.5 (WoS) / 1 п.л. / Вклад соискателя – 30%.
7. **Савицкий И.В.**, Степанов Е.А., Ланин А.А., Воронин А.А., Серебрянников Е.Е., Иванов А.А., Ху М., Ли Я., Федотов А.Б., Желтиков А.М., Измерение временной структуры поля и фазы несущей однопериодных импульсов ближнего и среднего инфракрасного диапазона // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики, - 2022. – Т. 115. – №. 7. – С. 437–443. – IF = 0.396 (РИНЦ) / 0.38 п.л. / Вклад соискателя – 25%.

Личный вклад автора

Содержание диссертационной работы и основные защищаемые положения отражают определяющий личный вклад автора в проведение экспериментальных исследований. Подготовка к публикации полученных результатов осуществлялась совместно с соавторами, причем вклад диссертанта был определяющим. Часть теоретического анализа и численного моделирования, использованного для анализа оригинальных экспериментальных результатов, была выполнена совместно с сотрудниками лаборатории фотоники и нелинейной спектроскопии кафедры общей физики и волновых процессов физического факультета МГУ имени М. В. Ломоносова.

Структура диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав и заключения со списком литературы. В конце каждой главы сформулированы краткие итоги.

Первая глава призвана дать общее представление о методах решения задачи формирования однопериодных импульсов и многооктавного суперконтинуума, в том числе с помощью солитонной самокомпрессии в заполненных газом полых волноводах. Кроме того, в главе описываются подходы к стабилизации фазы поля относительно огибающей лазерных импульсов с упором на методы пассивной стабилизации мощных импульсов с помощью нелинейных процессов. Здесь также обсуждаются особенности и преимущества применения фазостабильных однопериодных импульсов для актуальных задач сверхбыстрой нелинейной спектроскопии. Особенно выделяются возможности применения такого излучения для исследования сверхбыстрой электронной динамики в твердых телах, что обусловлено активным развитием этого направления в настоящее время.

Во второй главе описывается фемтосекундный лазерный комплекс, на базе которого проводились экспериментальные исследования, а также методы стабилизации фазы поля относительно огибающей и характеристики временных параметров сверхкоротких импульсов с многооктавным спектром. Описана многофункциональная титан-сапфировая лазерная система с модернизированным в ходе работы параметрическим усилителем, позволяющим получать фемтосекундные импульсы инфракрасного диапазона с энергией порядка 200 мкДж. Подробно рассмотрен метод пассивной стабилизации фазы поля относительно огибающей импульса холостой волны в оптическом параметрическом усилителе, описаны системы измерения флуктуаций фазы от импульса к импульсу с помощью нелинейного $f-2f$ интерферометра. Продемонстрирована возможность управления фазой с помощью системы с обратной связью. Во второй главе также представлен метод характеристики однопериодных лазерных импульсов ближнего и среднего инфракрасного диапазонов на основе пространственно-разрешенной модификации интерференционного метода восстановления спектральной фазы.

Третья и четвёртая главы демонстрируют оригинальные результаты исследований, составляющих основу диссертационной работы. В главах описаны результаты экспериментов, направленных на развитие методов формирования однопериодных фазостабильных лазерных импульсов ближнего инфракрасного диапазона, а также применения таких импульсов в задачах сверхбыстрой фазочувствительной нелинейно-оптической спектроскопии газовых и полупроводниковых материалов.

Третья глава посвящена демонстрации возможностей использования солитонной самокомпрессии в заполненных газом полых волноводах в качестве удобного метода получения предельно коротких инфракрасных импульсов со стабильной фазой. В главе рассматриваются основы теоретического описания солитонной самокомпрессии и обсуждаются сопутствующие эффекты, возникающие при распространении мощных сверхкоротких лазерных импульсов в волокне. Также в главе обсуждается применение новых полых антирезонансных волноводов револьверного типа для осуществления нелинейно-оптических преобразований фемтосекундных лазерных импульсов. Основным результатом данной части работы можно назвать получение однопериодного гигаваттного импульса с шириной спектра, превышающей оптическую октаву, и стабильной фазой поля относительно огибающей.

В четвертой главе представлены результаты экспериментальных и численных исследований эффектов, чувствительных к фазе поля относительно огибающей импульса. В главе проведен анализ преобразований, за счет которых в видимой части многооктавного суперконтинуума возникает широкополосная f - $3f$ интерференция. Численный анализ на основе обобщенного нелинейного уравнения Шрёдингера применяется для описания экспериментальных результатов и определения природы зависимости спектра от фазы поля относительно огибающей. Показано, что широкополосная интерференция может быть использована для восстановления спектральной фазы солитона в видимом диапазоне и подтверждения субпериодной длительности излучения на выходе из волновода. Кроме этого, в главе представлены результаты спектроскопии процесса фотоионизации селенида цинка в схеме накачка-зондирование. Было показано, что образование плазмы мощным инфракрасным импульсом накачки в толстых образцах ($l \geq 200$ мкм) ZnSe приводит к подавлению спектра пробного импульса в видимом диапазоне за счёт плазменного поглощения и рефракции. Также было продемонстрировано, что ионизация тонкой пленки ZnSe толщиной 1 мкм приводит к спектральному уширению, чувствительному к фазе однопериодного импульса накачки. Численный анализ показывает, что новые фазочувствительные спектральные компоненты генерируются за счёт плазменной нелинейной добавки к показателю преломления и нелинейного плазменного поглощения, что демонстрирует возможность управления электронной динамикой в твердом с помощью фазы поля относительно огибающей.

Глава 1. Методы формирования и области применения однопериодных импульсов со стабильной фазой поля относительно огибающей

Одним из основных направлений развития лазерной физики является разработка методов получения сверхкоротких лазерных импульсов. Важнейшей вехой, определившей современное состояние физики сверхбыстрых процессов, явилось появление надежных и доступных лазерных генераторов импульсов фемтосекундной длительности [46,47]. Быстрое развитие лазерной техники и методов усиления сверхкоротких импульсов [48] привело к появлению уже к концу 90-ых годов лазерных систем, формирующих фемтосекундные лазерные импульсы миллиджоулевых и даже джоулевых уровней энергии [49–51], а в настоящее время подобные системы стали коммерчески доступными. Использование фемтосекундных лазерных импульсов открыло новые возможности в исследовании нелинейно-оптических явлений. В настоящее время широко используются источники, основанные на нелинейных параметрических процессах [52], позволяющие получать сверхкороткие лазерные импульсы в многооктавном диапазоне от ультрафиолетового до среднего инфракрасного излучения. Параллельно развиваются методы формирования ещё более коротких лазерных импульсов, достигающих предельно малых значений длительности порядка одного периода поля. При такой малой длительности импульса высокое значение приобретает фаза поля относительно огибающей лазерного импульса, что определило развитие методов её наблюдения и стабилизации.

В параграфе 1.1 представлен обзор методов генерации однопериодных лазерных импульсов с упором на применение нелинейно-оптических преобразований в полых волноводах. В разделе продемонстрированы ключевые экспериментальные подходы и результаты работ, в которых были достигнуты длительности порядка одного периода поля. Отдельно рассматриваются результаты, полученные с помощью явления солитонной самокомпрессии, подробно представленном в оригинальной части диссертационной работы. Параграф 1.2 посвящен описанию методов измерения и стабилизации фазы поля относительно огибающей сверхкоротких лазерных импульсов. Демонстрируются результаты пассивной стабилизации фазы мощных импульсов, получаемых с помощью лазерных систем с усилителем, аналогичных используемым в

диссертационной работе. В параграфе 1.3 описаны современные приложения фазостабильных предельно коротких импульсов в задачах сверхбыстрой спектроскопии газов и твердых тел. Рассматриваются перспективы применения такого излучения для исследования сверхбыстрых процессов с субфемтосекундной точностью, а также для развития петагерцовой оптоэлектроники.

1.1 Техника формирования однопериодных лазерных импульсов с помощью нелинейно-оптических методов

Задачей создания надежных и эффективных методов получения предельно коротких лазерных импульсов в настоящее время занимается множество научных групп. Несмотря на то, что в работе рассматриваются в основном внерезонаторные нелинейные методы, стоит также обратить внимание на важное направление внутррезонаторной генерации однопериодного излучения. Уже к началу нулевых годов удалось добиться формирования импульсов длительностью ≈ 5 фс, что составляет менее двух периодов поля для характерных длин волн титан-сапфировых (Ti:S) генераторов [29,53,54]. Таких результатов удалось достичь благодаря исключительно большой ширине полосы усиления данного материала, а также благодаря техническому развитию возможностей создания сложных дисперсионных элементов (например, чирпирующих зеркал), способных работать в широком спектральном диапазоне. Точная компенсация дисперсии резонатора, включая нелинейный набег фазы за счёт фазовой самомодуляции (ФСМ) и высшие порядки материальной дисперсии, позволяет использовать всю спектральную ширину флуоресценции активной среды для получения импульсов с октавной спектральной шириной и длительностью ≈ 4.3 фс (Рис. 1). Тем не менее, достичь импульсов ещё меньшей длительности затруднительно, поскольку ширина спектра такого излучения превышает ширину полосы усиления как Ti:S, так и других удобных лазерных сред. Более того, при увеличении энергии импульсов до миллиджоулевого уровня ширина спектра импульса уменьшается из-за эффекта сужения полосы усиления. Поэтому для получения импульсов с длительностью около одного периода поля или предельно короткого излучения с высокой энергией используются дополнительные техники сжатия импульса, чаще всего основанные на нелинейных процессах. Кроме того, нелинейные методы позволяют получать излучение в различных спектральных диапазонах, убирая привязку к определённым центральным длинам волн, задаваемых удобными лазерными средами с достаточно широкой полосой усиления.

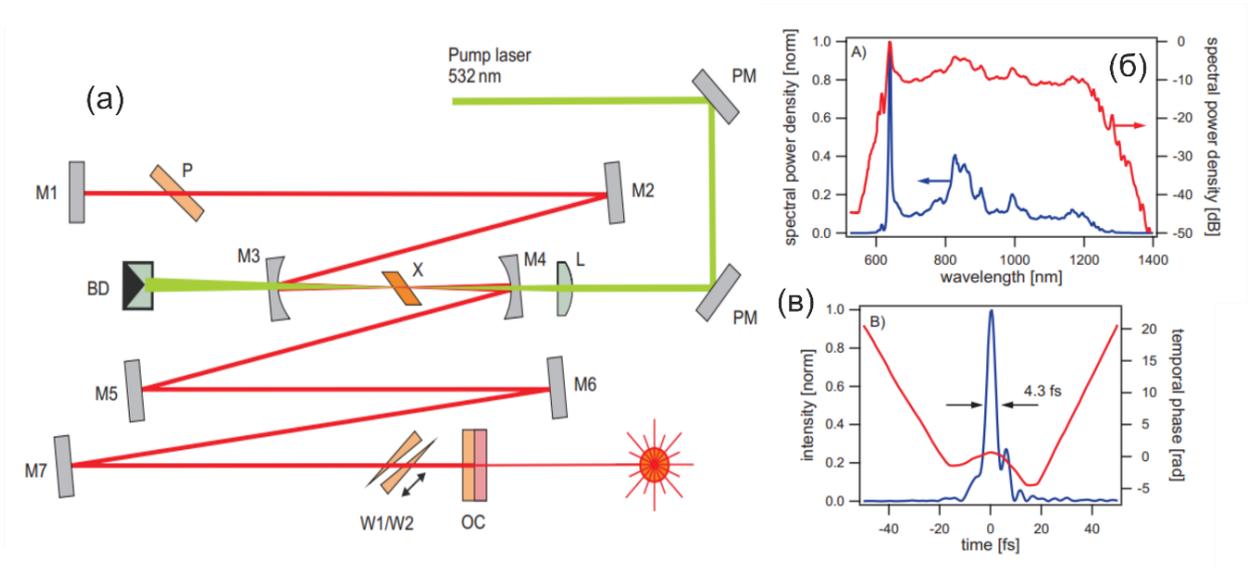


Рис. 1. (а) Оптическая схема титан-сапфирового генератора импульсов с октавным спектром. (б) Спектр импульсов на выходе из генератора. (в) Профиль интенсивности и временная фаза импульсов [54].

В основе большинства нелинейно-оптических методов компрессии лазерных импульсов до предельно малых длительностей лежит эффект уширения спектра за счёт фазовой самомодуляции (ФСМ). Излучение с более широким спектром соответствует спектрально ограниченному импульсу меньшей длительности, поэтому, при условии возможности компенсации спектральной фазы, ФСМ может привести к дополнительной компрессии импульса (Рис. 2). Этот метод уже в 1987 году позволил получить импульсы длительностью 6 фс на длине волны 620 нм [55], а в 1997 году с его помощью были сгенерированы 1.5-периодные импульсы на длине волны 800 нм длительностью 4.5 фс [27]. В данных работах в качестве нелинейной среды использовались одномодовые твердотельные волокна, позволяющие поддерживать излучение в фундаментальной волноводной моде малого диаметра, тем самым увеличивая эффективную длину нелинейного взаимодействия до сантиметров и даже метров. С 90-ых годов и по настоящее время такие волноводы активно исследуются и используются для генерации частотных гребенок [56,57] и предельно коротких лазерных импульсов [35,58,59].

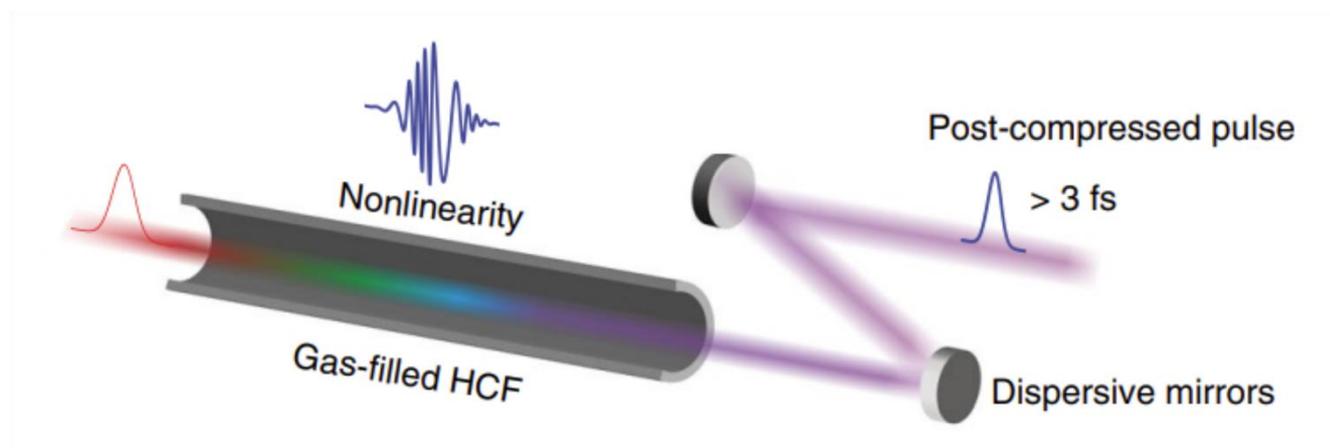


Рис. 2. Схематичное изображение получения предельно короткого импульса с помощью уширения спектра в нелинейной среде с последующей компрессией импульса за счет компенсации фазы дисперсионными элементами [60].

Из-за высокой степени локализации излучения в сердцевине и низкого порога пробоя материала, одномодовые твердотельные волокна могут быть использованы только для сверхкоротких импульсов с энергией до ≈ 10 нДж. Для компрессии мощных лазерных импульсов применяются волноводы с полой сердцевиной, заполненной благородным газом под давлением. Уже в конце 90-ых и начале нулевых годов данная техника продемонстрировала возможность получения предельно коротких импульсов субмиллиджоулевого уровня энергии [36,61–63]. Увеличения энергии импульсов на 5-6 порядков удалось достичь благодаря двум факторам. Во-первых, диаметр полого волновода, способного поддерживать одномодовый режим распространения, может быть на порядок больше диаметра твердотельного волокна. Во-вторых, порог фотоионизации газа значительно выше порога пробоя твердотельных материалов, особенно при малых интенсивностях. Стоит также отметить, что преобладающее использование именно инертных газов в задаче компрессии импульсов обуславливается их высоким порогом ионизации и отсутствием запаздывающего нелинейного отклика, который наблюдается в случае молекулярных газов.

Развитие методов генерации однопериодных лазерных импульсов, интенсивно продолжающееся и в настоящее время, во многом связано с прогрессом в области волоконных технологий. Так, в конце 90-ых годов были разработаны фотонно-кристаллические волноводы [64,65], что подстегнуло интерес к исследованию влияния структуры поперечного сечения волновода на его свойства. Микроструктурирование сечения волновода открыло широкие возможности для создания волокон, обладающих

низкими потерями в определенных спектральных областях, высокими значениями нелинейности и двулучепреломления, а также варьируемой дисперсией [66,67]. Эти свойства делают фотонно-кристаллические волноводы удобным инструментом для решения задач связанных с реализацией нелинейно-оптических преобразований, например при генерации суперконтинуума [68].

Возможность управления структурой сечения волновода позволила решить проблему, связанную с потерями полых волокнах, в которых не реализуется режим распространения излучения при полном внутреннем отражении от оболочки. Кроме того, волоконные потери растут с ростом длины волны излучения и уменьшением радиуса сердцевины по закону $\alpha \sim \lambda^2/d^3$ [69], где α – коэффициент затухания, λ – длина волны излучения, d – диаметр сердцевины. Таким образом, при работе с длинноволновым излучением, потери полого капилляра возрастают, а необходимый для поддержания одномодового режима распространения небольшой диаметр сердцевины также приводит к существенным потерям. Например, для излучения с длиной волны 2000 нм при диаметре сердцевины 70 мкм, значение α составит порядка ≈ 1 дБ/см, что приведет к потерям 90% излучения на масштабах длины десятка сантиметров.

Добиться уменьшения волноводных потерь полых волокон можно с помощью создания периодической фотонно-кристаллической структуры оболочки (Рис. 3б) [70,71]. Если оболочка световода представляет собой чередующиеся слои с показателями преломления n_1 и n_2 , то пропускание такого волокна может сильно возрасти за счёт образования фотонной запрещённой зоны. В пределах характерных частот этой зоны, оболочка такого волновода не пропускает излучение, поэтому оно остаётся локализованным в сердцевине. При помощи волноводов, работающих по принципу фотонной запрещённой зоны, были получены системы, не уступающие по пропусканию стандартным волокнам с твердотельной сердцевиной [72]. С другой стороны, ширина запрещённой зоны в таких световодах ограничена, что делает их неудобными для формирования многооктавного суперконтинуума и генерации импульсов предельной длительности.

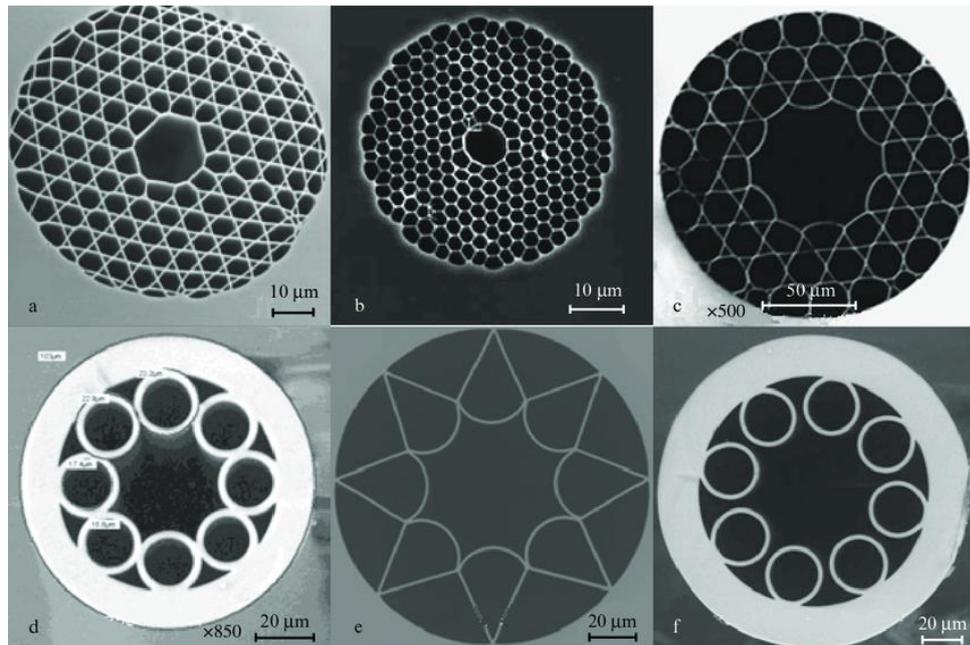


Рис. 3. Фотографии поперечного сечения волноводов, сделанные при помощи сканирующего электронного микроскопа. а) Структура кагоме, б) фотонно-кристаллический волновод с гексагональной решеткой, в) Структура кагоме с отрицательной кривизной, г-е) конфигурации однокольцевых волноводов [73].

Получить низкие значения волноводных потерь в широком спектральном диапазоне получилось с помощью световодов, реализующих эффект антирезонансного отражения излучения, в основе которого лежит многолучевая интерференция [74]. Первые волокна такого типа принято называть полыми фотонно-кристаллическими световодами типа кагоме (Рис. 3а) [40]. Помимо низких потерь, в подобных волноводах область перекрытия излучения с кварцевой оболочкой мала, что позволяет использовать такие системы для работы с высокоинтенсивными импульсами. Впоследствии было обнаружено, что для волноводов типа кагоме ещё большее подавление потерь волновода может быть достигнуто в волокне с отрицательной кривизной окружающей сердцевину структуры (Рис. 3в) [75]. Развитие этой идеи привело в начале 10-ых годов к созданию нового типа антирезонансных волноводов [41,76], получивших название однокольцевых волноводов, волноводов с отрицательной кривизной [77] или волноводов револьверного типа (Рис. 3г-е). Распространение излучения в таких световодах обусловлено теми же принципами, что и в волокнах типа кагоме, однако они проще в изготовлении, а также способны эффективно поддерживать распространение излучения среднего ИК диапазона. Поэтому предоставляемые однокольцевыми волноводами возможности активно исследуются последнее десятилетие.

Полые антирезонансные волокна к настоящему времени уже зарекомендовали себя в ряде задач, например, при генерации высокоинтенсивного многооктавного суперконтинуума [78–80] и мощного ультрафиолетового излучения [81,82]. В контексте диссертационной работы наиболее интересным является применение таких волноводов для компрессии импульсов до предельно малых значений длительности. Помимо описанных выше качеств полых антирезонансных световодов, в задаче компрессии излучения они имеют дополнительные преимущества – отрицательную дисперсию групповых скоростей в широком диапазоне длин волн и возможность управления дисперсией с помощью варьирования давления газа в волноводе [38,83]. Эти свойства позволяют реализовать метод солитонной самокомпрессии импульса в волноводе [39,84], который предполагает компенсацию положительного чирпа фазовой самомодуляции отрицательным набегом фазы дисперсии волновода (Рис. 4, подробнее в главе 3 и 4). Такой метод сжатия импульса не требует дополнительной посткомпрессии импульса и часто демонстрирует лучшую компенсацию спектральной фазы [85].

В настоящее время продолжается активное исследование солитонной самокомпрессии в полых волноводах [86,87]. В работе [42] были получены импульсы с длительностью порядка одного цикла поля с помощью компрессии импульсов холостой волны на длине волны 1.8 мкм. Работа [43] демонстрирует возможность компрессии импульсов среднего инфракрасного диапазона (3.25 мкм) до длительности, соответствующей 1.35 периодам поля. Импульсы с длительностью менее двух периодов поля также были получены для лазерных систем с большой частотой повторения импульсов [88,89]. В некоторых работах, основываясь на аппроксимации экспериментально полученных спектров численными расчетами распространения импульса в полых волноводах, теоретически предсказывается возможность компрессии импульсов вплоть до субпериодной длительности [44,45]. Экспериментальная характеристика сжатого в солитонном режиме субпериодного импульса была осуществлена только для длинных (больше 1 м) полых капилляров с большим диаметром сердцевины, накачиваемых импульсами с энергией больше 300 мкДж [60,90]. В данной диссертационной работе показана генерация и полная характеристика однопериодных импульсов гигаваттной мощности, а также экспериментальное подтверждение генерации субпериодных импульсов в полых антирезонансных волноводах импульсами с энергией порядка 20 мкДж.

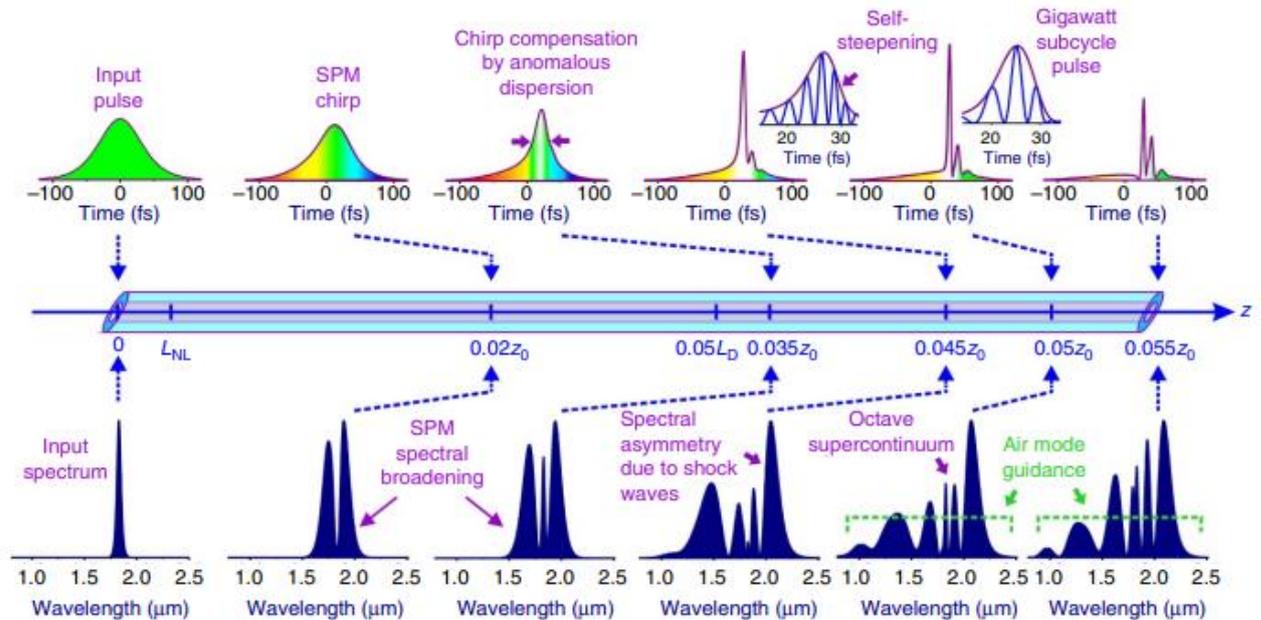


Рис. 4. Динамика распространения фемтосекундного лазерного импульса в полем антирезонансном волноводе. Спектральное уширение до многооктавной ширины сопровождается компрессией импульса до однопериодной длительности [42].

Использование оптических волноводов для сверхоктавного уширения спектра является не единственным подходом, и аналогичных результатов можно добиться в диэлектрических пластинках и с помощью явления филаментации сверхкоротких импульсов в газе. Например, в работах [33,91] продемонстрирована генерация однопериодных импульсов среднего инфракрасного диапазона на основе компрессии в пластинке из арсенида галлия (GaAs). Однопериодные импульсы в ближнем инфракрасном диапазоне были получены в схеме нелинейно-оптического преобразования в кварцевых пластинках с посткомпрессией [92]. Также развиваются методы формирования в твердых телах «световых пульс» - экстремально сжатых волновых пакетов, образующихся в результате филаментации сверхкоротких лазерных импульсов в условиях аномальной дисперсии групповой скорости в объеме среды с кубической нелинейностью [93–95]. К проблемам твердотельных источников можно отнести необходимость принимать во внимание эффект самофокусировки, который может привести к искажению поперечной моды пучка или даже к множественной филаментации при больших значениях энергии импульса накачки. Генерация суперконтинуума при помощи филаментации в газах позволяет получать импульсы с длительностью менее двух периодов поля [34,96], однако такой метод требует большой энергии исходных импульсов, и он до сих пор не позволил сжать импульсы до длительности одного периода поля.

Достойны упоминания также другие методы генерации предельно коротких импульсов, в основе которых лежит не фазовая самомодуляция. Так, например, оптическое параметрическое усиление позволяет получать мощные предельно короткие лазерные импульсы. В стандартной схеме оптического параметрического усилителя ширина полосы усиления определяется толщиной нелинейного кристалла, в котором происходит преобразование, однако существует несколько способов обойти это ограничение. Например, достичь широкой полосы параметрического усиления можно, если обеспечить равенство групповых скоростей v_g получаемых в результате процесса генерации сигнальной ω_s и холостой ω_i волн [30]. В коллинеарной схеме усилителя такого можно добиться только при реализации вырожденного процесса, в котором $\omega_s = \omega_i = \omega_p/2$, однако в случае неколлинеарного преобразования условие, накладываемое на групповые скорости, зависит от угла между вектором сигнальной и холостой волны Ω : $v_{gs} = v_{gi} \cdot \cos\Omega$. Это позволяет создавать перестраиваемые источники предельно коротких импульсов на основе неколлинеарного параметрического усиления в различных спектральных диапазонах [97–99]. К преимуществам параметрических источников можно отнести возможность управления длиной волны излучения, а также получения импульсов с высокой энергией. Предельно короткие импульсы с рекордно большими значениями энергии могут быть получены с помощью оптического параметрического усилителя чирпированных импульсов [31,100–102]. Подобные системы (Рис. 5) позволяют получать излучение с энергией порядка десятков мДж с длительностью порядка 2 периодов поля [103], однако достижение меньшей длительности требует дополнительного каскада компрессии на основе, например, эффекта фазовой самомодуляции.

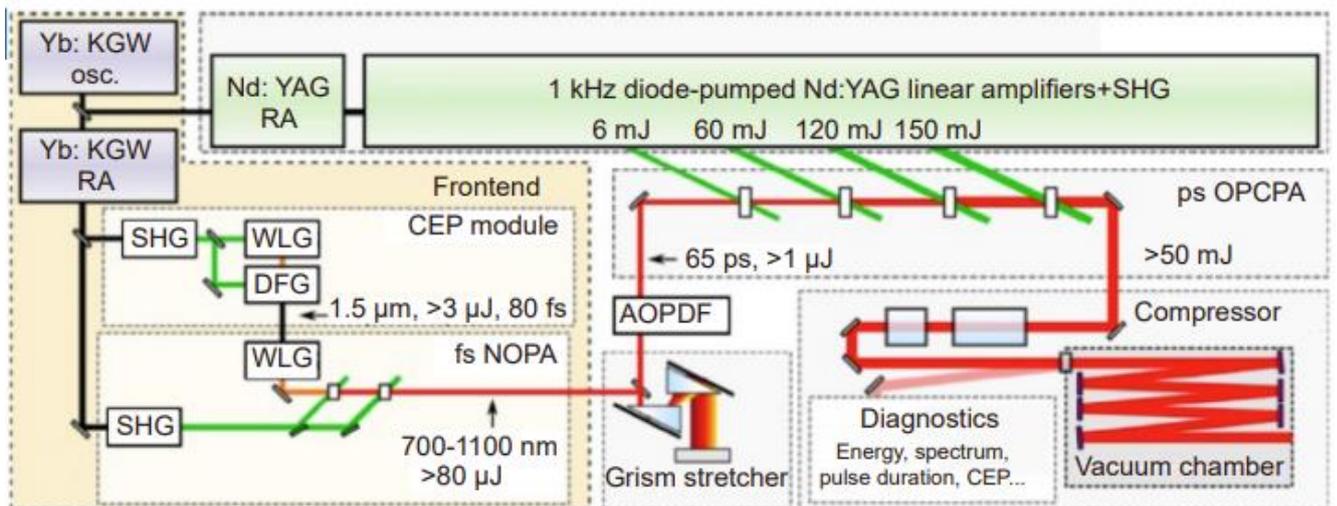


Рис. 5. Схема оптического параметрического усилителя чирпированных импульсов [103].

Получения однопериодных импульсов можно добиться с помощью группы методов, основанных на когерентном синтезе сложных волновых форм [32,104]. Лежащий в основе данного подхода принцип можно объяснить на примере схемы, изображенной на Рис. 6а [105]. На вход схемы подается импульс с широкополосным спектром (пунктирная линия на Рис. 6б), полученный в результате действия фазовой самомодуляции или других нелинейных эффектов. Компенсация спектральной фазы во всем диапазоне от 300 нм до 1000 нм оказывается крайне сложной задачей, однако если разделить спектр на три части, то фазу каждой из них можно настроить индивидуально с помощью чирпирующих диэлектрических зеркал. Если сложить в пространстве и времени полученные предельно короткие импульсы (Рис. 6в), то, в случае правильного подбора фазы каждой из компонент, можно получить одно- и даже субпериодный импульс с широкополосным спектром.

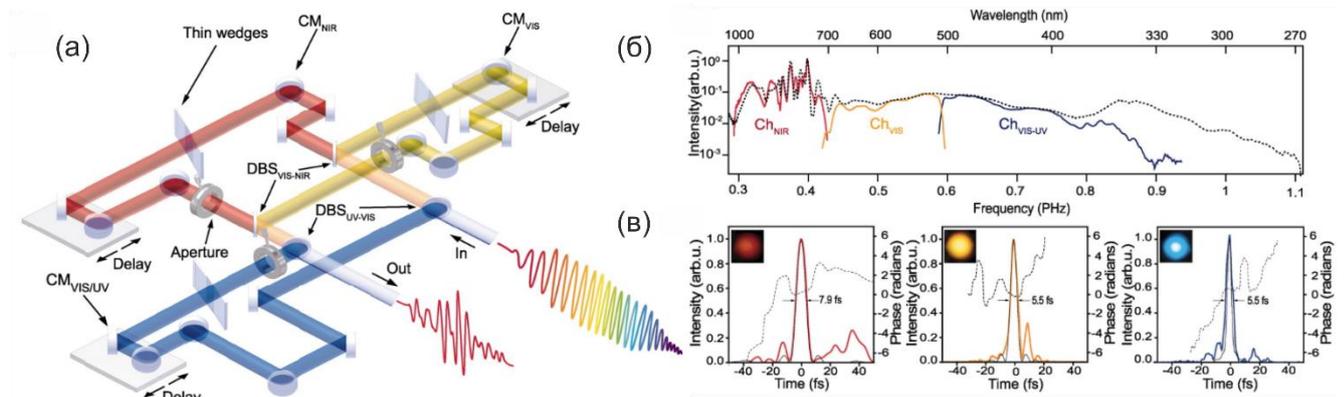


Рис. 6. (а) Схема реализации когерентного синтеза сложных волновых форм. (б) Полный спектр излучения на входе в схему (пунктирная линия) и спектры излучения в различных каналах (цветные линии). (в) Измеренные предельно короткие импульсы в различных каналах [105].

Когерентный синтез волновых форм для увеличения ширины спектра сверхкороткого импульса может быть реализован как для сложения излучения на выходе из нескольких лазерных генераторов [106,107], так и в предложенной выше схеме разделения и совмещения импульсов с широким спектром [105,108]. Также активно развивается когерентный синтез излучения на выходе из одного или нескольких оптических параметрических усилителей (в том числе чирпированных импульсов) [109–113]. Основным преимуществом этого подхода является возможность управления параметрами отдельных спектральных компонент излучения с широкополосным спектром, что позволяет получать импульсы субпериодной длительности, однако такие системы сложны в реализации и накладывают существенные требования на стабильность и

возможность точного контроля фазы поля относительно огибающей импульсов, участвующих в синтезе.

1.2 Стабилизация фазы поля относительно огибающей однопериодных лазерных импульсов

В случае предельно коротких лазерных импульсов, когда под огибающей интенсивности содержится лишь несколько осцилляций поля, важным параметром импульса становится фаза поля относительно огибающей (carrier-envelope phase, CEP). Значение фазы φ_{CE} определяет относительное положение максимума огибающей импульса $A(t)$ и ближайшего максимума его набивки $\cos(\omega_0 t + \varphi_{CE})$ (Рис. 7а). Максимумы совпадают при $\varphi_{CE} = 0$, что соответствует косинус-импульсу, в то время как импульс с $\varphi_{CE} = \pi/2$ называется синус-импульсом. При генерации сверхкороткого лазерного излучения, каждый проход импульсом резонатора приводит к набегу фазы $\Delta\varphi_{CE}$, прежде всего в активной среде длины L за счет разности групповой и фазовой скоростей. Значение $\Delta\varphi_{CE}$ описывается выражением (1.1), взятым по модулю 2π .

$$\Delta\varphi_{CE} = -\omega L \left(\frac{1}{v_{gr}} - \frac{1}{v_{\varphi}} \right) = L \frac{\omega^2}{c} \frac{dn(\omega)}{d\omega} \quad (1.1)$$

Фазовый сдвиг $\Delta\varphi_{CE}$ на каждом обходе резонатора приводит к возникновению частоты отстройки $f_{CE} = \Delta\varphi_{CE}/(2\pi T_R) = \Delta\varphi_{CE}/2\pi f_{rep}$, где T_R – время обхода резонатора, f_{rep} – частота повторения импульсов. Спектральный вид последовательности импульсов с постоянным фазовым набегом $\Delta\varphi_{CE}$ (Рис. 7б) представляет собой набор эквидистантных пиков с общей отстройкой f_{CE} , а положения пиков могут быть записаны как $f_i = f_{CE} + if_{rep}$ (Рис. 7в).

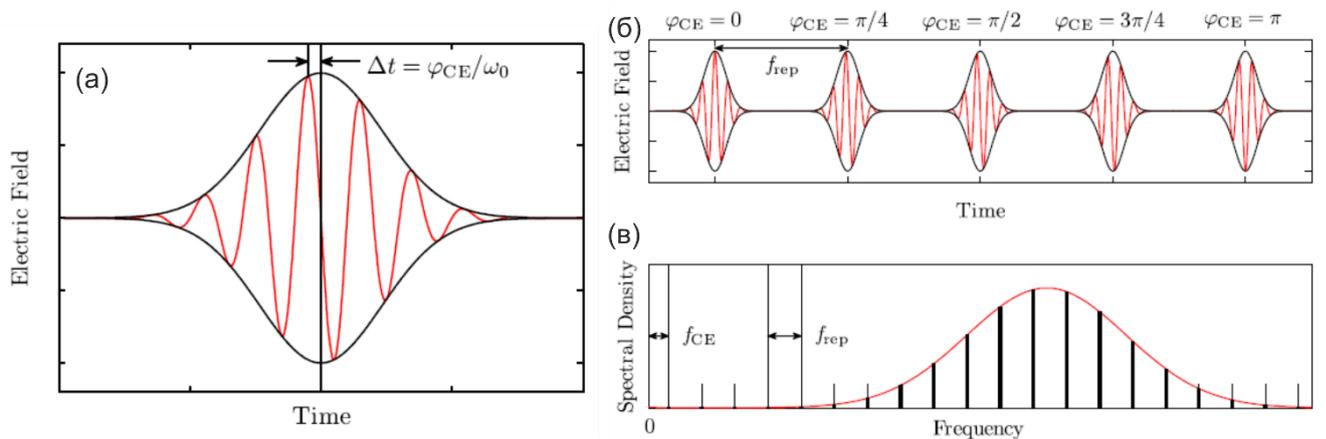


Рис. 7. (а) Поле предельно короткого импульса в форме $E(t) = A(t) \cos(\omega_0 t + \varphi_{CE})$ и его огибающая $A(t)$. Последовательность импульсов во временном (б) и спектральном (в) представлении. Взято из [114].

Для измерения флуктуаций фазы поля относительно огибающей от импульса к импульсу обычно используются методы, опирающиеся на спектральную интерференцию импульса с широким спектром и его второй гармоники в области пересечения спектров ($f-2f$ интерференция) [115]. В случае фемтосекундных генераторов, работающих на частоте повторения порядка десятков мегагерц, производится измерение частоты биения сигнала основной гребенки на удвоенной частоте $f_i^2 = f_{CE} + 2if_{rep}$ и гребенки второй гармоники $2f_i^1 = 2f_{CE} + 2if_{rep}$, которое в случае $f-2f$ интерференции равно значению частоты отстройки $f_i^1 - 2f_i^2 = f_{CE}$. Усиление импульса до миллиджоулевых значений чаще всего предполагает понижение частоты повторений до значений порядка килогерц. В этом случае измерение частоты биений оказывается невозможным, но появляется возможность наблюдения спектральной картины интерференции с помощью спектрометра в одноимпульсном режиме, что позволяет восстановить изменения фазы (подробнее в главе 2). На практике чаще всего применяется $f-2f$ интерферометр [116,117], однако встречаются приложения с использованием пересечения спектров других гармоник для наблюдения $2f-3f$ или $f-3f$ интерференции [118,119]. Кроме того, существуют другие методы измерения фазы, в том числе ее абсолютного значения [120–122]. Они основываются на явлениях, вызванных электронной динамикой в газовых или твердотельных средах под действием мощных электрических полей, происходящих на аттосекундном масштабе времени и чувствительных к мгновенному значению интенсивности поля. Для предельно коротких импульсов интенсивность сильно зависит от значения CEP, поэтому электронные процессы, такие как фотоионизация, позволяют получать информацию об абсолютной фазе [123,124]. В главе 4 диссертационной работе представлены результаты фазочувствительной спектроскопии плазменной нелинейности, которая также может позволить получить информацию о значении CEP.

Задача стабилизации фазы поля относительно огибающей сверхкоротких лазерных импульсов также требует различного решения для источников излучения с высокой частотой повторения и для мощных систем, ограничивающихся частотами порядка килогерц. Стабилизация лазерного генератора может быть произведена с помощью активных методов, предполагающих подстройку резонатора [125] или внрезонаторное устройство коррекции фазы [126]. В недавней работе [127], продемонстрировавшей рекордное значение стабильности фазы с RMS флуктуаций равным 5.9 мрад, использовалась схема активной стабилизации (Рис. 8). Импульсы на выходе из генератора

спектрально уширяются в нелинейном кристалле, после чего отправляются на вход нелинейного f - $2f$ интерферометра, который связан с генератором системой обратной связи, состоящей из быстрой электроники, способной обеспечивать регулировку с частотой порядка 100 кГц. Для достижения стабильности необходимо скорректировать дисперсию резонатора таким образом, чтобы значение $\Delta\varphi_{CE}$ (формула 1.1) было равным 2π [128], тогда каждый импульс генератора будет иметь одинаковую фазу. Грубая коррекция дисперсии осуществляется с помощью системы клиньев, а точная и быстрая подстройка – за счёт управления мощностью лазера накачки, что позволяет контролировать нелинейный показатель преломления. Подобные системы с активной стабилизацией – стандарт для фемтосекундных генераторов [125,127–129].

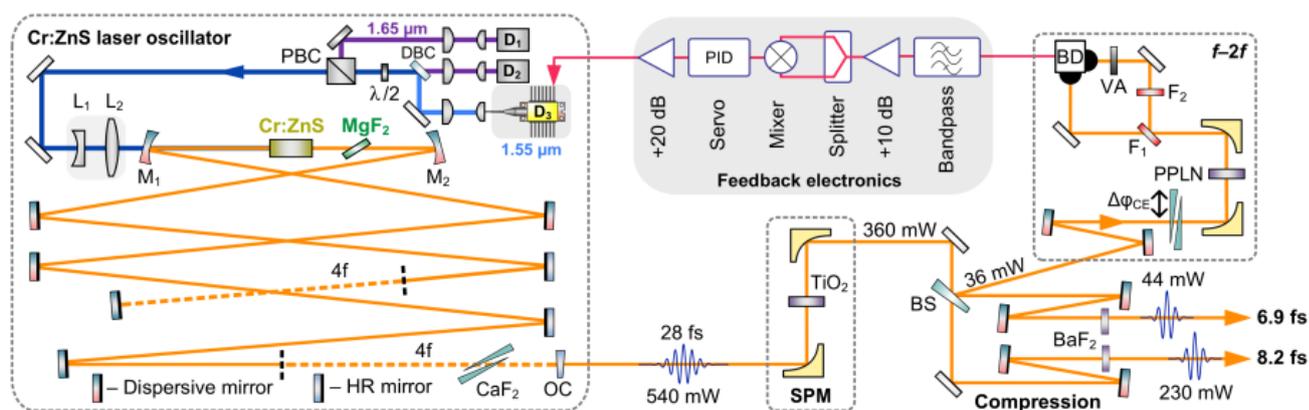


Рис. 8. Экспериментальная схема генератора сверхкоротких лазерных импульсов с активной стабилизацией фазы поля относительно огибающей [127].

Несмотря на то, что активные методы позволяют получать источники импульсов с малыми флуктуациями фазы (в среднем $\text{RMS} < 50$ мрад), в случае мощного излучения с низкой частотой повторения их применение оказывается затруднено. Во-первых, для стабилизации фазы импульсов после усиления необходимо построить ещё одну петлю обратной связи для корректировки возникающих в усилителе медленных уходов фазы (порядка десятков герц) [125]. Во-вторых, в различных экспериментальных реализациях показано, что флуктуации фазы при переходе к миллиджоулевому уровню энергии значительно увеличиваются (среднеквадратичное отклонение скачков фазы $\text{RMS} > 200$ мрад) [130–133]. Поэтому в ряде случаев, в особенности при использовании усиленных импульсов, удобными оказываются пассивные методы стабилизации [134,135]. В основе данной группы методов лежит вычитание фазы в нелинейном процессе (для параметрического усиления подробно рассмотрено в главе 2).

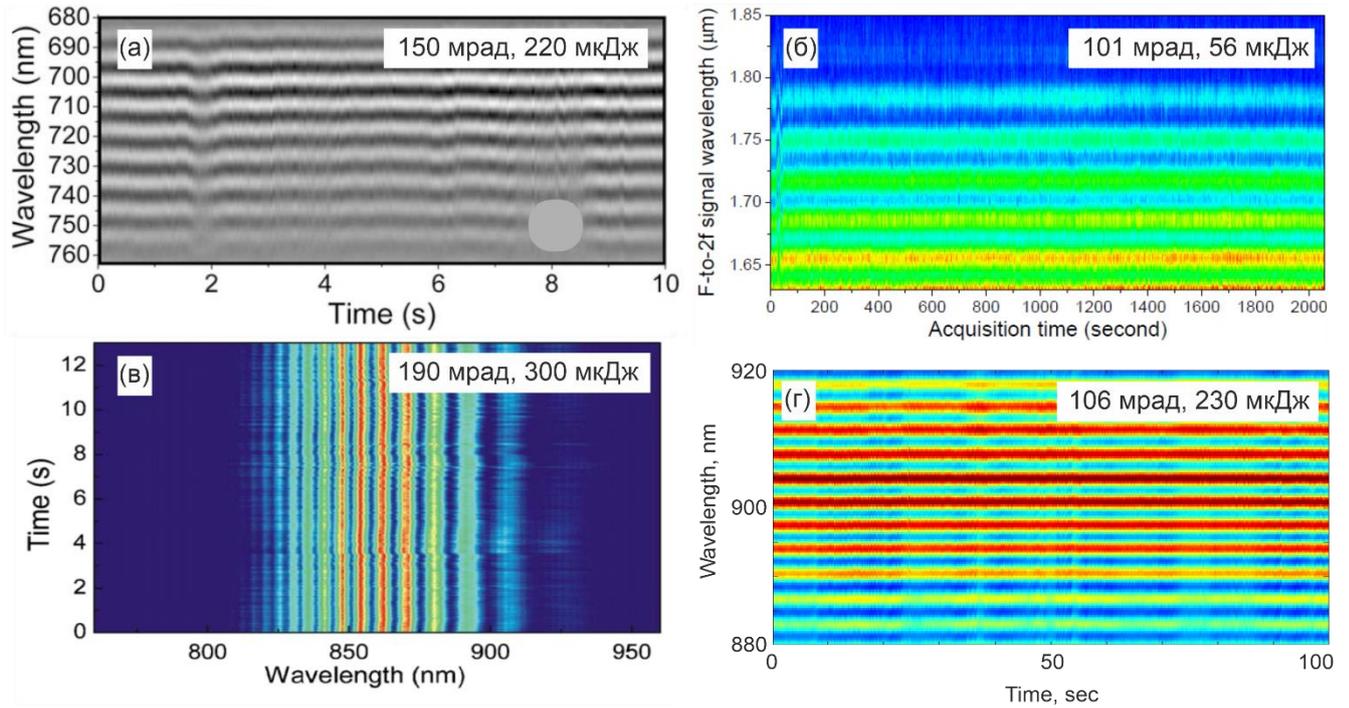


Рис. 9. Спектральные интерферограммы, демонстрирующие стабильность фазы поля относительно огибающей импульсов, полученных с помощью нелинейно-оптических преобразований с пассивной стабилизацией фазы. Взято из (а) [136], (б) [137], (в) [138]. Панель (г) демонстрирует оригинальные результаты.

Существенным преимуществом пассивной стабилизации фазы является отсутствие необходимости использования быстрой петли обратной связи, что значительно упрощает и удешевляет лазерную систему. Стабилизация фазы от импульса к импульсу обеспечивается нелинейным преобразованием, поэтому компенсировать необходимо только медленные флуктуации. Недостатком метода являются потери энергии излучения, неизбежно возникающие при нелинейном преобразовании, однако в широком классе задач, требующих параметрического преобразования частоты излучения, пассивные методы оказываются предпочтительными. На Рис. 9 изображено сравнение результатов пассивной стабилизации СЕР, отраженное в нескольких публикациях [136–138] и полученное в рамках диссертационной работы (Рис. 9г). Для лазерных систем с энергией импульса порядка сотней микроджоулей, среднеквадратичное отклонение скачков фазы может быть порядка 100 мрад при использовании пассивной стабилизации, что позволяет проводить исследование сверхбыстрых фазочувствительных процессов с использованием подобных источников лазерных импульсов.

1.3 Однопериодные фазостабильные импульсы в задаче сверхбыстрой нелинейной спектроскопии

Однопериодные импульсы со стабильной фазой находят применение прежде всего в задачах, связанных с управлением электронной динамикой в веществе под действием сильных световых полей. К одним из интереснейших явлений в этой области относится эффект генерации гармоник высокого порядка (ГГВП) [9,139], исследования которого начали активно проводится вместе с развитием источников мощных сверхкоротких лазерных импульсов [46,51]. Уже в начале нулевых годов эффект ГГВП в газовых средах был продемонстрирован в качестве источника излучения экстремального ультрафиолетового диапазона и лазерных импульсов аттосекундной длительности [8,10], что привело к возникновению нового направления – аттосекундной физики [11]. Так как процессы фотоионизации атомов, ускорения и рекомбинации электронов под действием сверхкороткого импульса происходят на временных масштабах полупериода поля (Рис. 10а), использование однопериодных импульсов открывает уникальную возможность управления данными процессами [140]. Сверхбыстрое управление электронной динамикой в веществе является перспективным методом контроля протекания химических реакций на субфемтосекундных масштабах времени [141,142]. В этом новом направлении исследований, называемом аттохимией, фазостабильные однопериодные импульсы могут использоваться как для возбуждения вещества, так и для управления распределением электронов в молекулярных газах [143] и сложных соединениях [144].

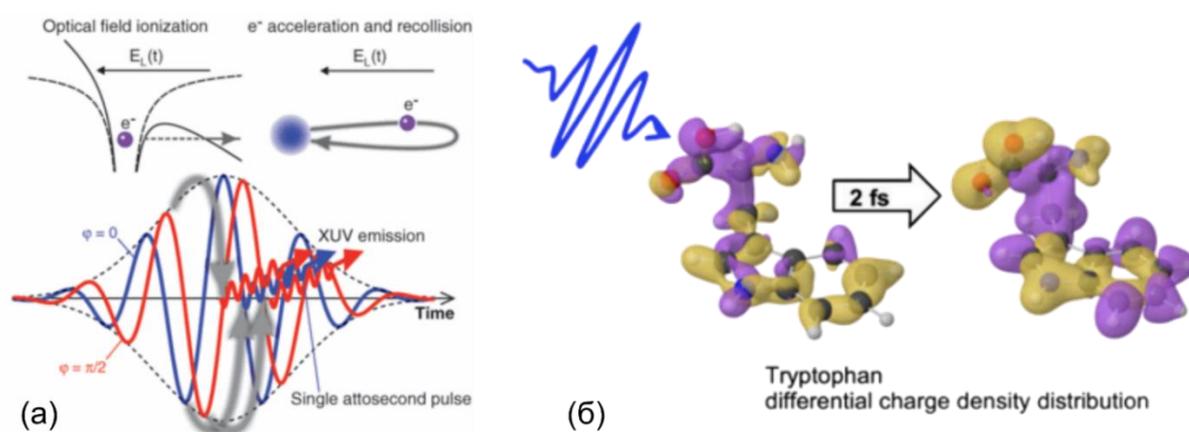


Рис. 10. (а) Демонстрация фотоионизации вещества, сопровождаемой ускорением свободных электронов и их рекомбинации под действием поля лазерного импульса [8]. (б) Перераспределение электронной плотности молекулы под действием поля предельно короткого лазерного импульса [142].

В последнее десятилетие наиболее активно исследуются возможности применения однопериодных лазерных импульсов в задачах, связанных с фотоионизацией конденсированных сред. Первые эксперименты по генерации гармоник высокого порядка в твердых телах привлекли большой интерес исследователей (Рис. 11, [12,18,145]). В отличие от газовых сред, энергетические зоны конденсированной среды имеют определяемую дисперсией сложную структуру. Гармоники высокого порядка в твердых телах могут формироваться как в результате рекомбинации электрона проводимости с дыркой в валентной зоне, так и за счет движения электрона под действием поля в пределах одной энергетической зоны [146,147]. Одной из основных целей исследования ГГВП в твердых телах является получение ультрафиолетового и аттосекундного излучения. Твердотельные источники излучения обладают рядом преимуществ: стабильностью, компактностью и меньшим требованием к энергии импульсов накачки, что позволяет повысить частоту повторения генерируемых аттосекундных импульсов. С другой стороны, исследование генерации гармоник высокого порядка в твердых телах позволяет извлекать фундаментальную информацию о веществе и о физике взаимодействия сильных полей с веществом. Анализ свойств спектров гармоник высокого порядка позволяет провести прямое оптическое измерение дисперсии зоны проводимости твердого тела [15,148]. В экспериментах научного коллектива, к которому относится автор диссертации, было продемонстрировано применение данного метода для исследования кристалла ZnSe, а также был проведен анализ для объяснения угловой анизотропии гармоник высокого порядка и характеристики петагерцовых электронных токов, возникающих в кристалле под действием сверхкороткого лазерного импульса [149].

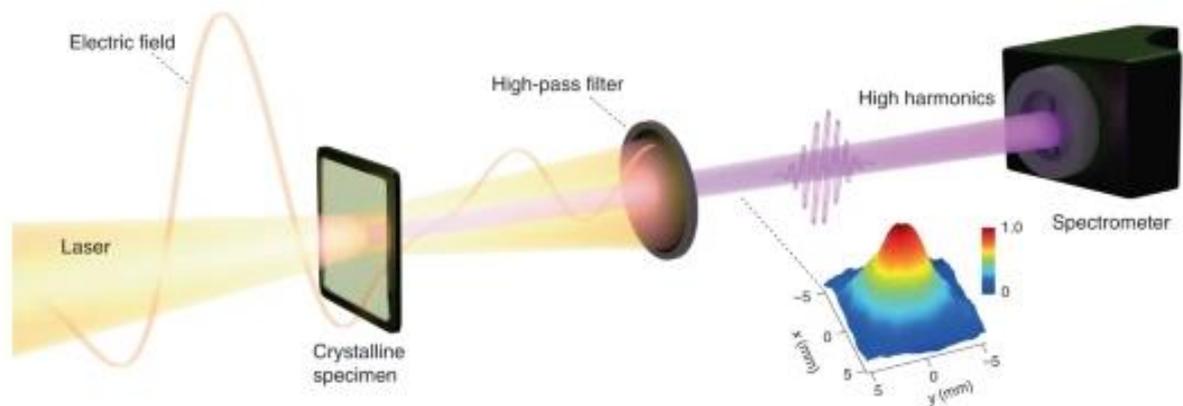


Рис. 11. Принципиальная схема эксперимента по наблюдению гармоник высокого порядка в твердом кристаллическом образце [150].

Помимо использования эффекта ГВП в качестве спектроскопического метода, высокий интерес вызывает возможность сверхбыстрого управления электронной динамикой и фотоиндуцированными электронными токами в твердых телах [16,20]. Использование сверхкоротких лазерных импульсов с длительностью порядка одного периода поля со стабильной фазой поля относительно огибающей открывает уникальную возможность контроля процесса взаимодействия света с веществом и анализа отклика электронной подсистемы на субфемтосекундной временной шкале. Благодаря этому, возникает возможность реализации сверхбыстрых оптоэлектрических устройств, принцип работы которых основывается на воздействии мощного электромагнитного поля на вещество (обзорные работы последних лет о состоянии этого активно развивающегося направления [24–26]). Одной из наиболее привлекательных целей данного направления исследований является создание петагерцовой электроники - устройств, способных работать на несущей частоте лазерного излучения.

Возможность сверхбыстрого управления электронными токами в твердых телах связана с аттосекундным масштабом протекания фотоиндуцированных электронных процессов. Помимо исследования эффекта ГВП, в середине десятых годов было показано, что анализ движения электронов может производиться с помощью электродов, нанесенных на вещество [16]. Эти эксперименты показывают возможность управления оптическими свойствами твердых тел с петагерцовой частотой, определяемой мощным однопериодным импульсом накачки. Эти результаты вызвали большой интерес в научном сообществе, поэтому за последнее десятилетие было проведено множество экспериментальных и теоретических работ с различными типами материалов. В настоящее время управление фотоиндуцированными электронными токами было продемонстрировано в диэлектриках [16,22,151], полупроводниках [152,153], двумерных материалах [20,154] и наноструктурах [155–157].

Практические возможности, предоставляемые подобными интерфейсами, позволяющими анализировать движение электронов в диэлектриках, продолжают активно исследоваться. В ряде работ было показано, что с помощью нанесенных на образец электродов, можно проводить измерение поля сверхкоротких лазерных импульсов [16,21,158–160]. На примере представленного на Рис. 12 эксперимента [21], можно продемонстрировать основные принципы измерения поля. На интерфейс,

состоящий из нанесенных на диэлектрическую подложку золотых электродов, приходит два импульса – мощный однопериодный импульс накачки E_i используется для перевода электронов из валентной зоны в зону проводимости, а поле зондирующего импульса E_d ускоряет электроны проводимости в направлении электродов, создавая измеримый электрический ток. Использование в качестве накачки излучения с длительностью порядка одного периода поля позволяет локализовать инжекцию носителей во времени в пределах одного пика осцилляции поля накачки (при $\varphi_{CE} = 0$). Благодаря этому, изменяя задержку между импульсами, можно производить измерение поля зондирующего излучения с субфемтосекундным разрешением.

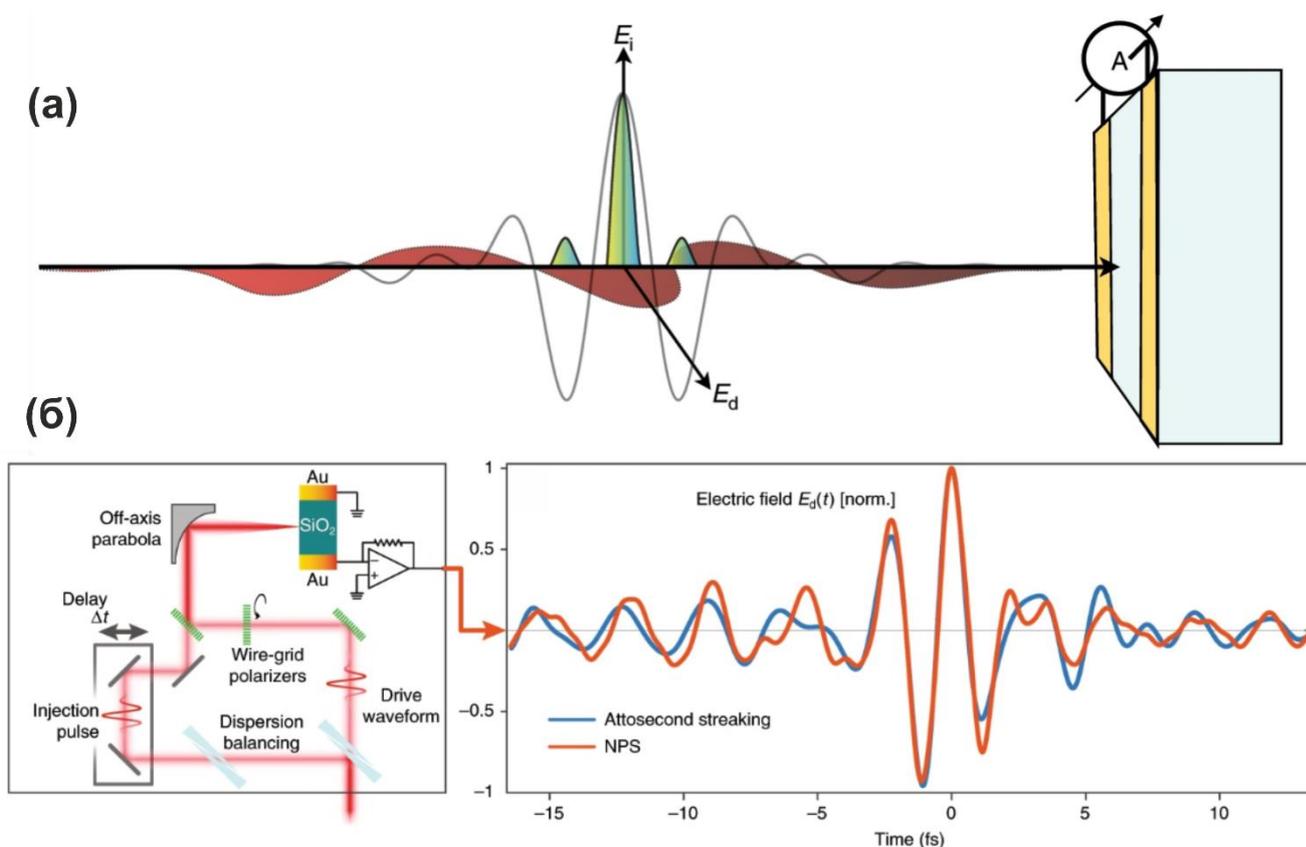


Рис. 12. Измерение поля импульсов с помощью управления сверхбыстрыми электронными токами, возбуждаемыми в твердых телах однопериодными лазерными импульсами. Импульс E_d ускоряет фотоэлектроны по направлению к электродам, что приводит к протеканию детектируемого электрического тока [21].

Способы измерения поля однопериодного импульса на основе использования подобного подхода в газовых средах известны достаточно давно [161]. Использование твердотельных интерфейсов с электродами позволяет, во-первых, существенно ослабить требование к мощности импульсов накачки, а во-вторых, избежать необходимости использования вакуумных и газовых систем, что значительно упрощает применение

метода на практике. Подобными достоинствами обладают современные методы измерения, основанные на электрооптическом эффекте в нелинейных кристаллах [162], однако их применение в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне ограничено, в то время как описанные твердотельные интерфейсы позволяют измерять поле импульсов от ультрафиолетового до среднего инфракрасного диапазона длин волн [21]. Кроме того, использование наноструктурированных интерфейсов позволяет генерировать электронные токи с помощью импульсов пикоджоулевой энергии [155,163], что открывает возможность управления электронными токами с помощью импульсов, получаемых на выходе из лазерного генератора.

Глава 2. Экспериментальная техника и методы

В главе 2 описывается техническая составляющая экспериментальной части работы, а также методы проведения исследований, результаты которых представлены в главах 3 и 4. На Рис. 13 схематически изображены основные элементы экспериментальной установки, которые будут подробно описаны в данной главе. В параграфе 2.1 демонстрируется источник сверхкоротких лазерных импульсов с перестраиваемой длиной волны на основе оптического параметрического усилителя (ОПУ) импульсов титан-сапфировой (Ti:S) лазерной системы. В параграфе 2.2 представлен метод стабилизации и управления фазой поля относительно огибающей (CER) фемтосекундных импульсов холостой волны на выходе из ОПУ. Параграф 2.3 посвящён методам полной характеристики однопериодных лазерных импульсов, включая их временные, спектральные и пространственные характеристики. В этом параграфе будет подробно описан метод восстановления спектральной фазы импульса, основанный на методе интерферометрии спектральной фазы (SPIDER).

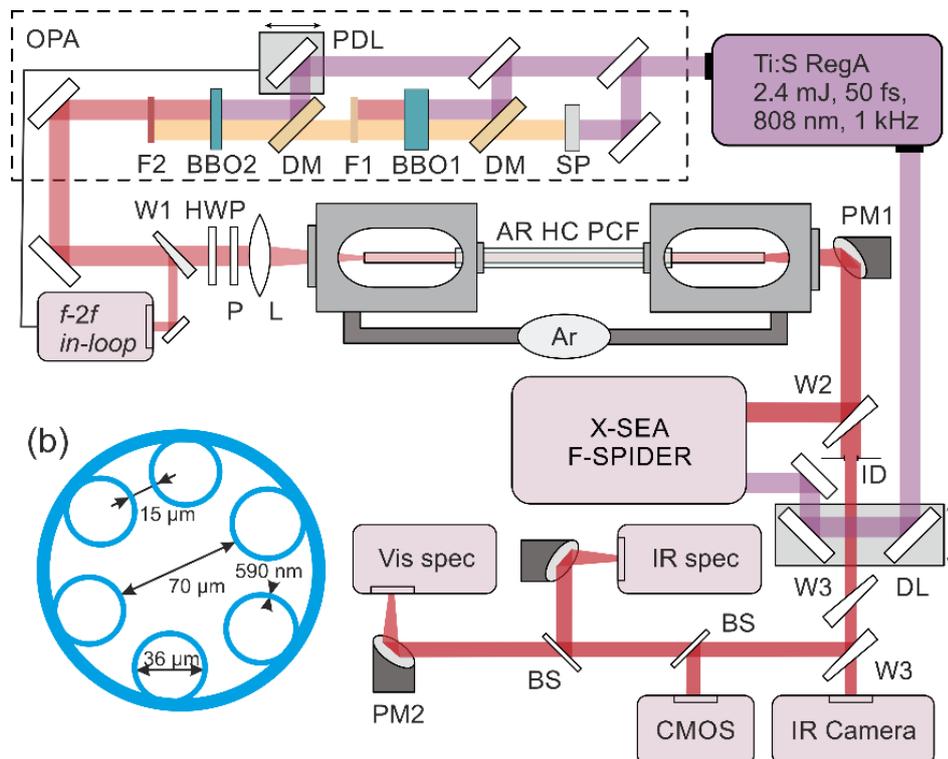


Рис. 13. Общая схема экспериментальной установки. Излучение на выходе из лазерной системы, состоящей из Ti:S комплекса и ОПУ заводится в полый заполненный аргоном антирезонансный волновод (б). Импульсы, преобразованные в волноводе, характеризуются в спектральном, пространственном и временном представлении и используются в задаче спектроскопии.

2.1 Оптический параметрический усилитель сверхкоротких лазерных импульсов на основе фемтосекундной титан-сапфировой лазерной системы

Задачи, решаемые в рамках диссертационной работы, такие как получение однопериодных инфракрасных (ИК) импульсов и исследование с их помощью высоконелинейных процессов в газах и твердых телах, требуют надежного источника мощных сверхкоротких лазерных ИК импульсов. В представленных экспериментах таким источником является оптический параметрический усилитель (Рис. 14), в качестве накачки для которого используется титан-сапфировый лазерный комплекс. Существенная часть работы была посвящена модернизации ОПУ с целью достижения более эффективного преобразования и увеличения выходной энергии сигнального и холостого импульса, а также для активной подстройки фазы импульса холостой волны, подробно рассмотренной в параграфе 2.2.

Фемтосекундные импульсы формируются в титан-сапфировом лазерном генераторе и имеют энергию ≈ 5 нДж при частоте повторения ≈ 80 МГц, длительности ≈ 40 фс и центральной длине волны ≈ 800 нм. Это излучение усиливается в схеме регенеративного усилителя чирпированных импульсов (chirped pulse amplifier, CPA), для чего импульс сперва растягивается в стретчере до длительности порядка сотни пикосекунд. В качестве накачки усилителя используются наносекундные импульсы с энергией ≈ 14 мДж, на частоте повторения 1 кГц на длине волны 527 нм, полученные с помощью лазерного генератора на кристалле иттрий-литиевого фторида, легированного неодимом (ND:YLF). После усиления импульсы снова сжимаются с помощью решеточного компрессора до фемтосекундной длительности. На выходе из Ti:Sapphire лазерного комплекса формируются импульсы на центральной длине волны ≈ 808 нм, с энергией ≈ 2 мДж, длительностью ≈ 50 фс и частотой повторения 1 кГц.

Это излучение используется в качестве накачки для оптического параметрического усилителя фемтосекундных импульсов. Схема ОПУ, изображенная на Рис. 14, состоит из двух каналов усиления и канала генерации затравочного излучения. Для распределения излучения по каналам используется ряд светоделителей. Большая часть излучения (≈ 1.75 мДж) отражается на первом делителе (Д) и служит в качестве накачки для финального канала усиления. На пути распространения мощного пучка располагается только отражательная оптика, что предотвращает развитие паразитной самофокусировки пучка

и фазовой самомодуляции импульса. Излучение накачки первого канала усиления отделяется с помощью делителя и имеет энергию ≈ 100 мкДж, а для генерации затравочного импульса выделяется ≈ 70 мкДж. Оставшаяся энергия (≈ 80 мкДж) может быть использована в эксперименте (например, в реализации метода SPIDER для характеристики импульсов).

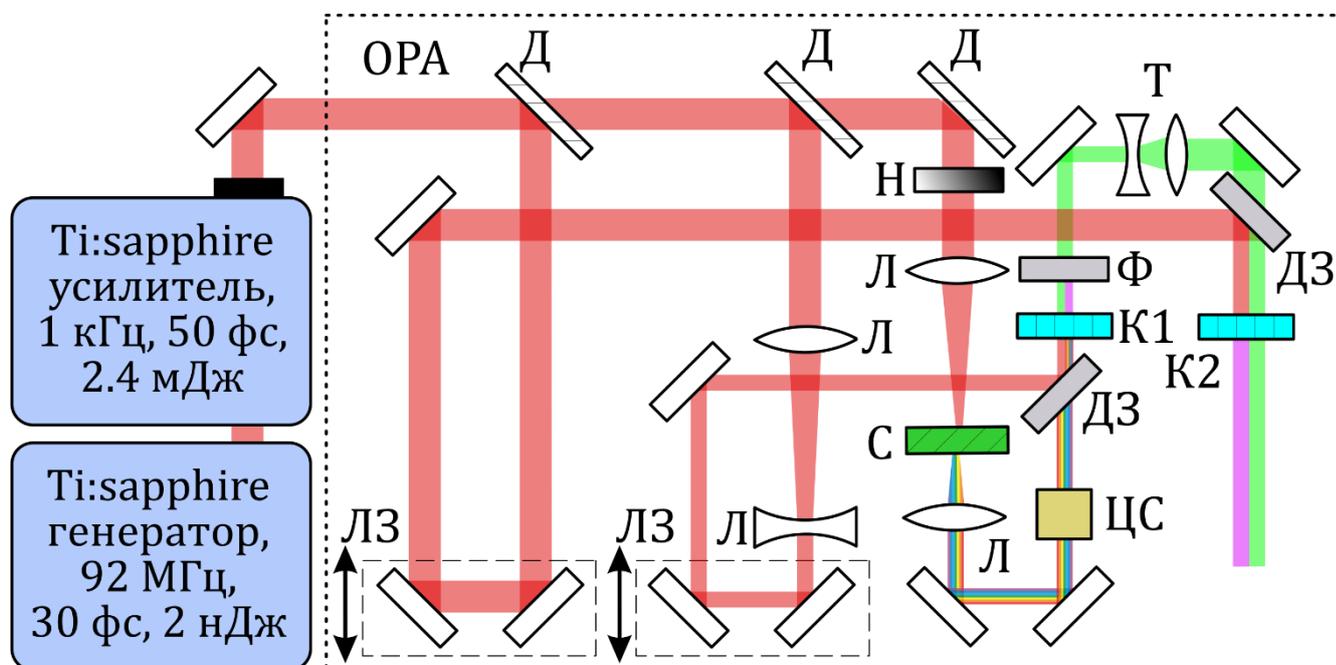


Рис. 14. Схема титан-сапфировой лазерной системы, состоящей из генератора сверхкоротких импульсов, регенеративного усилителя chirпированных импульсов и двухпроходного фемтосекундного оптического параметрического усилителя. ЛЗ – линии задержки, Л – линзы, Д – делители пучка, Н – нейтральный фильтр, С – кристалл сапфира, ЦС – пластинка из селенида цинка, ДЗ – дихроичное зеркало, Ф – пространственный фильтр, К1, К2 – кристаллы ВВО толщиной 2 мм, Т – телескоп.

Генерация импульса с широким спектром (суперконтинуума), используемого в качестве затравки, производится в кристалле сапфира толщиной 2 мм. Спектр затравочного излучения должен достигать длины волны перестраиваемого по спектру сигнального импульса ($\approx 1.3-1.5$ мкм). Полученный импульс суперконтинуума проходит через дисперсионный элемент, выполненный из пластинки селенида цинка толщиной 10 мм. Благодаря этому удается повысить стабильность усиления сигнальной волны в первом каскаде. На нелинейный кристалл β -бората бария толщиной 3 мм, служащий средой усиления первого канала, в неколлинераной геометрии падают два фокусирующихся пучка: накачка с энергией ≈ 100 мкДж и излучение затравки в заданном спектральном диапазоне с энергией порядка нескольких микроджоулей. Оптимизация

интенсивности импульса накачки для процесса параметрического усиления происходит с помощью изменения положения кристалла в фокусирующемся пучке накачки, а маркером нужного положения является появление сигнала спонтанного параметрического распада при достаточно высокой интенсивности и оптимально подобранном угле синхронизма кристалла. Дальнейшее увеличение интенсивности приводит к генерации суперконтинуума в пучке накачки, что уменьшает долю энергии, способную участвовать в параметрическом преобразовании. При помощи линии задержки (ЛЗ) импульс накачки пересекается в кристалле по времени с нужной компонентой суперконтинуума, в результате чего происходит усиление сигнальной волны и генерация холостой.

В описанном режиме нелинейного преобразования, реализуется высокий коэффициент параметрического усиления, в результате чего затравочный импульс усиливается приблизительно на 3 порядка и формирует импульс сигнальной волны с энергией ≈ 5 мкДж. Полученное излучение коллимируется с помощью телескопа и используется в качестве затравки для второго каскада усиления, в то время как холостой импульс и накачка пространственно отфильтровываются за счет использования неколлинеарности параметрического процесса. Управление центральной длиной волны полученного излучения производится с помощью настройки углового синхронизма механическим поворотом кристалла.

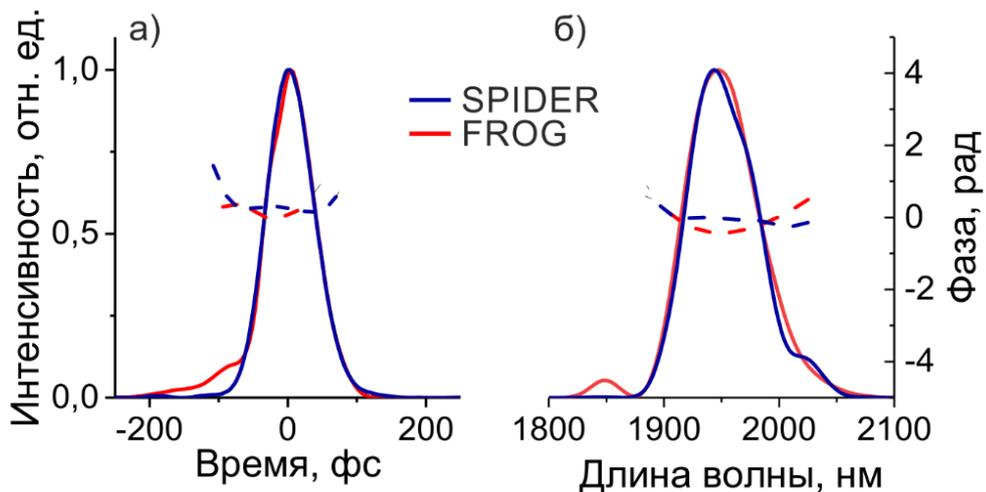


Рис. 15. (а) Временная огибающая (сплошная кривая) интенсивности и фаза (пунктирная кривая) импульса холостой волны на выходе оптического параметрического усилителя, восстановленная с помощью метода спектральной интерферометрии (синие кривые) и оптического стробирования с разрешением по частоте на основе генерации второй гармоники (красные кривые) и (б) соответствующие им спектральная интенсивность (сплошная кривая) и спектральная фаза (пунктирная кривая) импульса.

Второй канал усиления на кристалле ВВО толщиной 2 мм накачивается коллимированными импульсами с энергией ≈ 1750 мкДж. В результате параметрического преобразования формируются импульсы сигнальной волны с энергией до 330 мкДж и импульсы холостой волны с энергией до 230 мкДж. Центральная длина волны излучения второго канала управляется с помощью углового синхронизма соответствующего кристалла, а максимальная выходная энергия достигается, если условия синхронизма двух каскадов настроены на одинаковую длину волны. В результате, центральная длина волны сигнального импульса варьируется в диапазоне 1250-1500 нм, а холостого - в диапазоне 1700-2200 нм. Длительность импульсов изменяется в зависимости от длины волны и составляет $\approx 50-70$ фс. На Рис. 15 показаны результаты характеристики спектральных и временных характеристик импульса холостой волны с помощью методов восстановления спектральной фазы SHG-FROG и SEA-SPIDER. На центральной длине волны ≈ 1950 нм длительность импульса составила ≈ 55 фс. Импульсы холостой волны используются в дальнейших экспериментах.

2.2 Стабилизация и управление фазой поля относительно огибающей сверхкороткого импульса холостой волны

В большинстве задач, связанных с применением однопериодных лазерных импульсов, предполагается, что фаза поля относительно огибающей не изменяется от импульса к импульсу. Однако, как уже отмечалось в главе 1, на выходе из лазерного генератора излучение не обладает стабильной фазой из-за фазового набега $\Delta\varphi_{CE}$, накопленного за один проход резонатора, прежде всего в активной среде за счет разности фазовой v_φ и групповой v_{gr} скоростей импульса (формула 1.1). Кроме дисперсионного набег фазы, на стабильность фазы относительно огибающей (СЕР) генерируемого излучения могут влиять также механические флуктуации оптических элементов и колебания мощности источника накачки. Совокупность всех этих факторов приводит к тому, что СЕР фемтосекундных лазерных импульсов на выходе из генератора может изменяться случайным образом в пределах 2π .

Существуют различные способы стабилизации фазы поля относительно огибающей фемтосекундных лазерных импульсов и их принято разделять на две группы: активные и пассивные [164]. Под активными методами обычно подразумевается стабилизация фазы импульсов на выходе из генератора. Для этого необходимо настроить набег фазы в

резонаторе за проход в 2π или кратному этому значению, а также обеспечить быструю обратную связь для подстройки этого значения. Для реализации такого подхода необходимо использование дорогостоящей быстрой электроники, которая смогла бы обеспечить компенсацию флуктуаций фазы с частотой порядка 100 кГц. Кроме того, в случае усиления импульсов в схеме СРА, появится необходимость дополнительной компенсации медленных флуктуаций фазы (вызванных, например, температурными эффектами). Поэтому очень удобными могут оказаться пассивные методы, которые основаны на вычитании фазы в нелинейных преобразованиях [134].

Рассмотрим принцип пассивной стабилизации фазы на примере оптического параметрического усиления в схеме, аналогичной используемой в данной работе (Рис. 16). Обозначим фазу поля относительно огибающей импульса накачки как ψ_p . Фазы импульсов сигнальной и холостой волны будем обозначать ψ_s и ψ_l соответственно. Для генерации затравочного импульса на сигнальной частоте ω_s в нашей схеме используется генерация суперконтинуума за счёт фазовой самомодуляции импульса накачки в кристалле сапфира. Заметим, что полученный в процессе фазовой самомодуляции импульс с широким спектром имеет значение CEP такое же, как и импульс накачки. Это можно показать, если рассмотреть этот процесс как нелинейное четырехволновое взаимодействие, где новая компонента ω_4 получается из трёх произвольных частот из спектра накачки:

$$\begin{aligned}\omega_4 &= \omega_1 + \omega_2 - \omega_3, \\ \psi_{\omega_4} &= \pi/2 + \psi_{\omega_1} + \psi_{\omega_2} - \psi_{\omega_3}.\end{aligned}\tag{2.1}$$

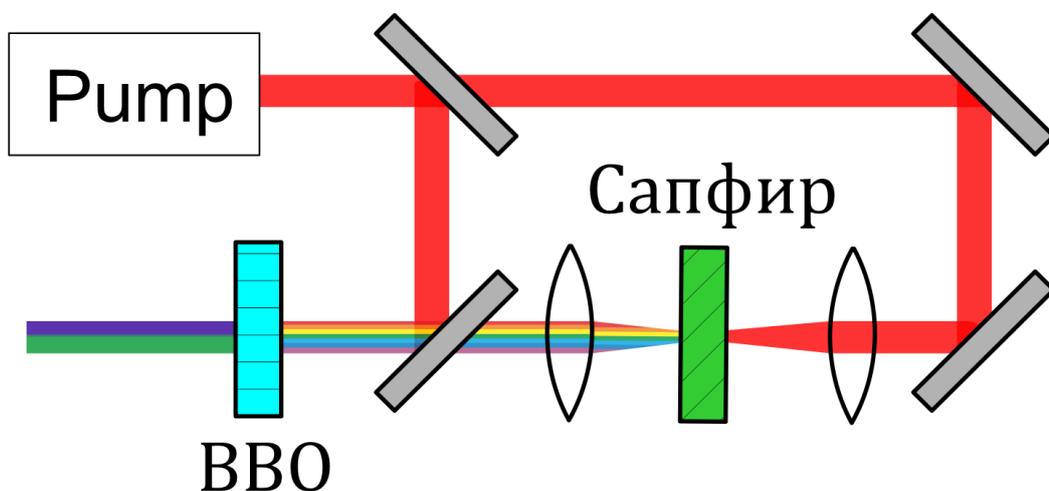


Рис. 16. Упрощенная схема одноканального параметрического усилителя с излучением широкого спектра в качестве затравки.

Таким образом, фаза каждой новой спектральной компоненты ψ_{ω_4} будет иметь значение фазы импульса накачки, поскольку $\psi_{\omega_1} = \psi_{\omega_2} = \psi_{\omega_3} = \psi_P$. Этот импульс с широким спектром попадает вместе с накачкой на нелинейный кристалл бета-бората бария в качестве внешнего импульса затравки. В этом случае параметрический процесс будет усиливать ту часть широкого спектра затравки, которому соответствует условие фазового синхронизма. В такой конфигурации ОПУ фаза ψ_S определяется импульсом затравки и сохраняется неизменным в усиленном сигнальном импульсе.

Рассмотрим теперь процесс параметрического усиления. Опишем связь между тремя волнами, участвующими в процессе, при помощи частотных и фазовых соотношений:

$$\begin{aligned}\omega_I &= \omega_P - \omega_S, \\ \psi_I &= -\pi/2 + \psi_P - \psi_S.\end{aligned}\tag{2.2}$$

В используемой схеме ОПУ (Рис. 16) при импульсе накачки частоты ω_P с фазой ψ_P , мы получим импульс затравки, имеющий компоненту на частоте ω_S и фазу $\psi_S = \psi_P$. Тогда на выходе из первого кристалла сигнальная волна будет иметь частоту ω_S и фазу $\psi_S = \psi_P$, а холостая волна с частотой ω_I и будет иметь фазу $\psi_I = \psi_P - \psi_S = \psi_P - \psi_P = 0$. Таким образом, фаза холостой волны не зависит от фазы излучения на входе в ОПУ и, более того, является постоянной величиной, не изменяющейся от импульса к импульсу. Продолжая подобные рассуждения, можно показать, что холостая волна, генерируемая в нелинейном процессе второго и последующих каскадов усилителя, также будет обладать стабильной фазой поля относительно огибающей импульса.

Для измерения сдвига фазы огибающей относительно набивки обычно используется спектральный f - $2f$ интерферометр, основанный на наблюдении интерференции импульса, спектрально уширенного без изменения фазы (например, с помощью фазовой самомодуляции), и его второй гармоники. Также можно использовать пересечение спектров других гармоник для создания $2f$ - $3f$ или f - $3f$ интерферометров. Как будет показано в главе 3, в данной работе был применен как f - $2f$, так и f - $3f$ интерферометр для наблюдения и управления фазой однопериодных импульсов. Для демонстрации принципа измерения флуктуаций CEP, рассмотрим спектральную f - $2f$ интерференцию импульса $E_1(t) = A_1(t)\cos(\omega_0 t + \varphi_{CE})$ с его второй гармоникой $E_2(t - \tau) = A_2(t - \tau)\cos(2\omega_0(t - \tau) + 2\varphi_{CE})$:

$$\begin{aligned}
S(\omega) &= |\text{FT}\{E_1(t) + E_2(t - \tau)\}|^2 = |\tilde{E}_1(\omega)e^{i\varphi_{CE}} + \tilde{E}_2(\omega)e^{-i\omega\tau + i2\varphi_{CE}}|^2 \\
&= I_1(\omega) + I_2(\omega) + 2\sqrt{I_1(\omega)I_2(\omega)}\cos(\varphi_{CE} - \omega\tau)
\end{aligned}
\tag{2.3}$$

Здесь $I_{1,2}(\omega) = \sqrt{\tilde{E}_{1,2}}$ – спектральная интенсивность импульса, φ_{CE} – фаза поля относительно огибающей импульса на фундаментальной частоте, при этом у излучения второй гармоники СЕР удваивается, τ – задержка между двумя интерферирующими импульсами.

Описанный эффект спектральной интерференции можно наблюдать с помощью нелинейного f-2f интерферометра. В работе применяются две реализации такого устройства: на основе интерферометра Маха-Цендера (Рис. 17а) и однопроходная схема (Рис. 17б). Принципиальными элементами обеих схем являются кристаллы, в которых происходит нелинейное уширение спектра за счёт фазовой самомодуляции и генерация второй гармоники. В выполненных экспериментах, генерация импульса с широким спектром (суперконтинуума) для реализации f-2f интерферометрии производилась с помощью эффекта ФСМ в пластинке иттрий-алюминиевого граната (YAG) толщиной 4.8 мм или в полом фотонно-кристаллическом волноводе в режиме солитонной самокомпрессии (подробно в главе 3). Как уже отмечалось выше, СЕР в процессе фазовой самомодуляции не изменяется, а основным требованием к получаемому суперконтинууму является спектр с шириной, превышающей оптическую октаву, то есть имеющий компоненты на частотах ω_0 и $2\omega_0$. В качестве нелинейного элемента использовался кристалл β -бората бария (ВВО) толщиной 500 мкм, необходимый для генерации импульса на частоте $2\omega_0$. Основное различие двух схем состоит в организации задержки между интерферирующими импульсами: схема Маха-Цендера позволяет точно настраивать сведение пучков и задержку, что позволяет добиться максимальной видности интерференционной картины, зато однопроходная схема значительно проще в реализации. В ней задержка между импульсами достигается помещением перед кристаллом второй гармоники дисперсионного элемента – толстой пластинки из прозрачного материала, за счёт дисперсии которого между компонентами суперконтинуума на частотах ω_0 и $2\omega_0$ образуется задержка.

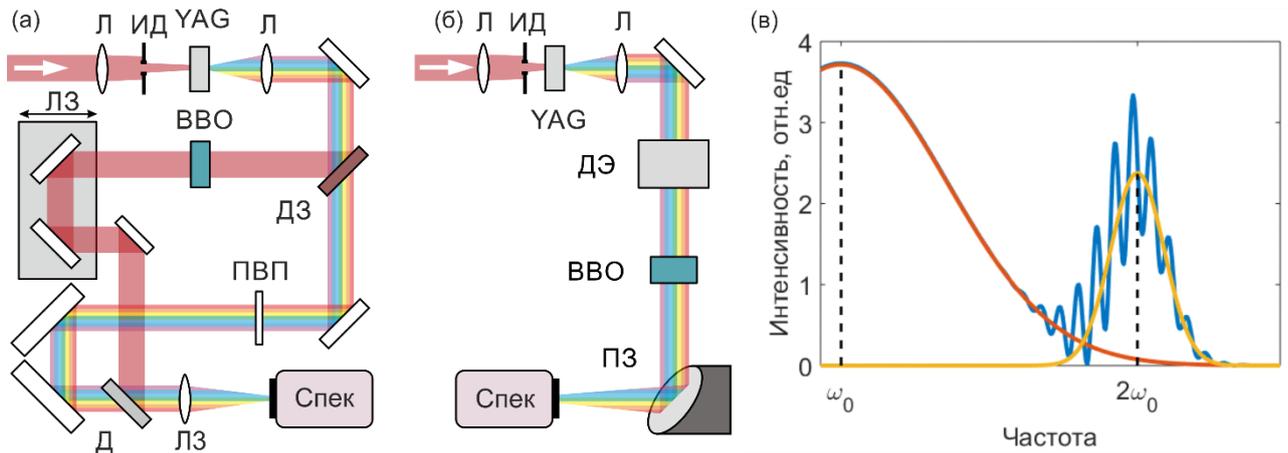


Рис. 17. Нелинейные интерферометры (а) Маха-Цендера и (б) однопроходный. (в) Интерференция импульса с широким спектром и его второй гармоники в области пересечения спектров.

Интерференция наблюдается при помощи спектрометра. На Рис. 17в изображена иллюстрация спектральной интерференции импульса с широким спектром (красная линия) и его второй гармоникой (желтая линия). В области пересечения спектров наблюдаются интерференционные пики, причем при увеличении задержки их количество увеличивается. Согласно формуле (2.4), положение пиков определяется значением φ_{CE} , поэтому, если фаза изменяется от импульса к импульсу, то интерференционная картина будет также изменяться. По сдвигу интерференционных пиков можно количественно восстановить флуктуации фазы поля относительно огибающей лазерных импульсов.

С помощью интерферометра Маха-Цендера (Рис. 17а) была исследована стабильность фазы импульсов сигнальной и холостой волны на выходе из параметрического усилителя. Для этого выделяется ≈ 5 мкДж холостой или сигнальной волны, и этой энергии достаточно для наблюдения интерференционной картины с высокой видностью и регистрации её в одноимпульсном режиме. На Рис. 18а,б изображены результаты измерения для сигнальной волны. Спектральная картина интерференции изменяется случайным образом от импульса к импульсу, а восстановленная фаза имеет равномерное распределение во всем диапазоне $[-\pi, \pi]$. Это свидетельствует о фазовой нестабильности импульсов сигнальной волны. С другой стороны, согласно описанным выше соображениям, фаза холостой волны должна быть стабильна. Результаты измерения f - $2f$ интерферометра для импульсов холостой волны в таких же условиях изображены на Рис. 18г зелеными точками. Видно, что хотя скачки от импульса к импульсу небольшие, на масштабе времени в десятки секунд фаза изменяется

существенно, в данном случае среднеквадратическое отклонение (RMS) скачков фазы составило 556 мрад за 100 секунд. Медленный уход фазы связан прежде всего с температурными эффектами, и для проведения спектроскопических исследований, требующих стабильности CEP, его необходимо компенсировать.

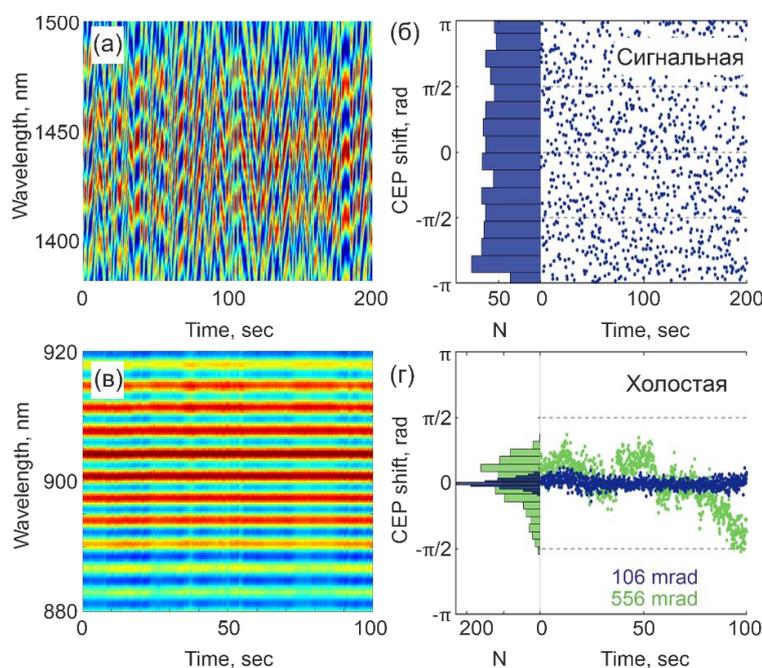


Рис. 18. (а, в) Карты спектральной интерференции для импульсов сигнальной (а) и холостой (в) волны. (б, г) Диаграммы скачков CEP импульсов сигнальной (б) и холостой (г) волны.

Для компенсации относительно медленных уходов фазы был разработан метод активной подстройки значения CEP, опирающийся на варьирование задержки между импульсами сигнальной волны и накачки на последнем каскаде ОПУ. Для этого в линии задержки последнего каскада усиления использовался пьезоэлектрический шаговый привод (Physik Instrumente N-565), способный контролировать задержку между импульсами на масштабах долей длительности цикла взаимодействующих полей и дающий возможность управлять CEP с точностью в единицы мрад. Автоматизированная линия задержки связана обратной связью с f-2f интерферометром и управляется ПИД-регулятором для минимизации разности целевого значения CEP и значения, получаемого в результате измерения значения фазы. Такая система позволяет корректировать низкочастотные (≤ 100 Гц) флуктуации фазы. На Рис. 18в,г (синие точки) изображены результаты измерения фазы холостой волны с дополнительной активной подстройкой медленных уходов CEP. В этом случае RMS флуктуаций фазы составило 106 мрад, что является достаточным для исследования фазочувствительных нелинейных процессов.

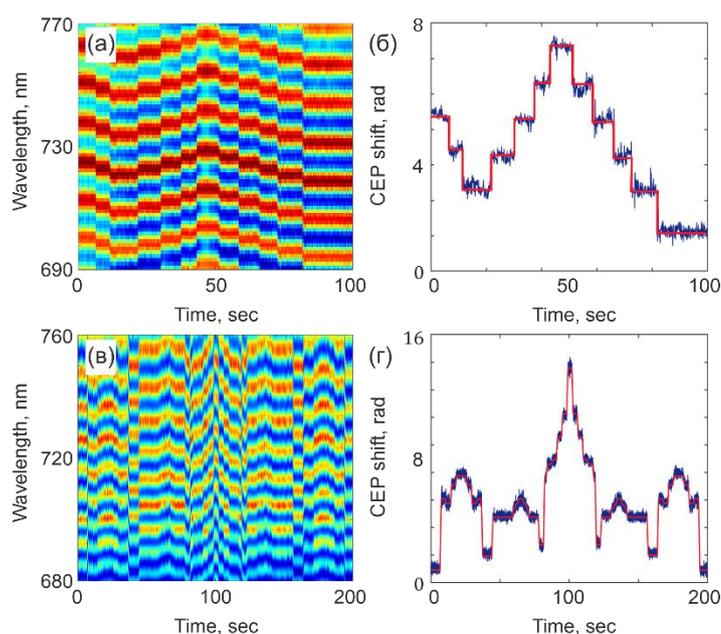


Рис. 19. (а, в) Карты спектральной интерференции для ступенчатого (а) и произвольного (в) изменения фазы. (б, г) Восстановленное значение фазы для ступенчатого (б) и произвольного (г) изменения фазы.

Описанная система с обратной связью позволяет не только стабилизировать фазу поля относительно огибающей импульса, но и управлять ей с точностью до высокочастотных флуктуаций фазы. На Рис. 19 продемонстрирована возможность контроля CEP импульсов холостой волны с помощью ступенчатого изменения фазы Рис. 19а,б и более сложной зависимости, повторяющей, в данном случае, форму главного здания МГУ Рис. 19в,г. Видно, что, восстановленная фаза (синие линии) повторяет целевые значения с точностью до флуктуаций фазы. Предложенная схема стабилизации и управления фазой позволяет контролировать CEP в пределах нескольких периодов без внесения существенного изменения режима работы последнего каскада оптического параметрического усилителя.

2.3 Характеризация однопериодных лазерных импульсов с помощью интерференционного метода SPIDER

Характеризация импульсов предельно короткой длительности требует разработки специальных методов измерения. В диссертационной работе определение временной огибающей импульсов производится при помощи метода интерферометрии спектральной фазы для прямого восстановления электрического поля (Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction, SPIDER) [165]. Для измерений используется модификация метода с использованием генерации суммарной частоты, а также узкополосных фильтров для получения спектрального сдвига (X-F-SEA-SPIDER). Кроме

того, информация о фазе записывается с помощью пространственной интерференции, а не спектральной, как в классической схеме SPIDER [166,167]. В тексте работы для краткости используемый метод иногда будет называться SEA-SPIDER или просто SPIDER.

Рассмотрим преимущества выбранного метода, по сравнению с наиболее распространённым методом измерения длительности импульсов на основе частотно-разрешенного оптического стробирования с использованием генерации второй гармоники (SHG-FROG) [168]. Первой существенной проблемой метода SHG-FROG является диапазоны чувствительности регистрирующих элементов, используемых в современных спектрометрах. Чувствительность кремниевых детекторов позволяет характеризовать импульсы с длиной волны до 2200 нм, а индий-галий-арсенидовые матрицы можно использовать для импульсов со спектром, лежащим в диапазоне 1800-4800 нм. Таким образом, измерение импульсов с широким спектром с центральной длиной волны вблизи 2000 нм требует нескольких экспериментов и является непростой задачей. Решить эту проблему можно с помощью модификации метода с использованием генерации суммарной частоты (XFROG) [169], когда измеряемый импульс складывается не сам с собой, а с некоторым известным опорным импульсом. В результате генерации суммарной частоты, регистрируемый спектр может быть смещен («апконвертирован») в удобную для измерения спектральную область. Однако, для применения этого метода необходимо иметь опорный импульс с длительностью, сравнимой с длительностью измеряемого импульса. В это же время X-SPIDER не накладывает условия на длительность и фазу опорного импульса.

Кроме этого, схема SPIDER позволяет работать, не внося материальной дисперсии в исследуемый пучок, в то время как классическая схема SHG-FROG предполагает внесение в пучок светоделителя. Коллинеарная схема оптического стробирования имеет также ограничение на ширину спектра измеряемого импульса, если она превышает оптическую октаву, то спектр второй гармоники начинает пересекаться с исходным спектром. Неколлинеарная схема может вносить геометрическую ошибку измерения из-за конечного диаметра пучка на кристалле. Важно также отметить, что измерения методом SPIDER могут производиться в одноимпульсном режиме, в то время как стандартный FROG предполагает сканирование вдоль временной координаты. Каждый из этих факторов (геометрическая ошибка и нединамичное измерение) может быть отдельно

исправлен модификациями метода [170,171], однако данные реализации не предполагают одновременной коррекции влияния обоих эффектов. Таким образом, интерференционные методы характеристики формы импульса оказываются предпочтительными в задачах измерения предельно коротких импульсов с широкополосным спектром.

Группа методов интерферометрии спектральной фазы для прямого восстановления электрического поля основывается на анализе спектральной интерференции двух импульсов, сдвинутых по частоте на величину Ω . В частотном представлении результат интерференции можно записать как $I(\omega) = |E(\omega) + E(\omega - \Omega)e^{i\phi}|^2 = I(\omega) + I(\omega - \Omega) + 2\sqrt{I(\omega)I(\omega - \Omega)} \cos(\varphi(\omega) - \varphi(\omega - \Omega) - \phi)$. Добиться сдвига Ω можно при помощи нелинейных эффектов, если смешать исследуемый импульс с разными частями chirпированного импульса, либо используя узкополосные фильтры для выделения смещенных по частоте спектральных компонент. Фаза ϕ обеспечивает формирования ярко выраженных интерференционных полос, необходимых для применения алгоритма восстановления фазы. В классическом SPIDER $\phi = \omega\tau$ определяется временной задержкой между импульсами τ , принимающими участие в интерференции. В модификации с использованием пространственной интерференции SEA-SPIDER фаза $\phi = \Delta kx$ задается углом между пучками, сгенерированными в результате кросс-взаимодействия. Результат измерения методом SEA-SPIDER представляет собой двумерное изображение, записываемое при помощи камеры. Обработка двумерного изображения несколько медленней, чем обработка спектра, получаемого в эксперименте «классического» SPIDER, но метод SEA-SPIDER, во-первых, позволяет получить информацию вдоль одной из осей лазерного пучка, а во-вторых, не требует большого спектрального разрешения приборов, что особенно важно при характеристике импульсов, у которых спектральная ширина составляет более октавы.

Нелинейный кристалл – ключевой элемент схемы SPIDER, с помощью него происходит генерация суммарной частоты при смешении измеряемого импульса с пробными. В качестве нелинейного кристалла в работе используется кристалл ВВО толщиной 20 мкм, вырезанный под углом 29.2 градуса к главной оптической оси. Важно отметить, что кристалл столь малой толщины оказывается прозрачным в диапазоне вплоть до 5 микрон [172]. Исследуемый импульс падает на кристалл перпендикулярно, а пробные импульсы – под углом ≈ 5 градусов к измеряемому пучку каждый. Суммарная частота генерировалась в процессе I-ого типа (ооо).

Толщина нелинейного кристалла определяет спектральную ширину фазового синхронизма, величина которого принципиально важна в задаче характеристики предельно короткого импульса. Для эффективного преобразования спектра измеряемого импульса в суммарную частоту необходимо, чтобы спектр лежал в пределах кривой фазового согласования. Для оценки ширины фазового синхронизма была вычислена величина фазовой расстройки $\Delta\vec{k}$ для данного типа преобразования $\Delta\vec{k} = \vec{k}_1^o + \vec{k}_2^o - \vec{k}_3^e$ и проведена оценка длины когерентности $l_{coh} = \pi/|\Delta k|$ и фактора $F = \text{sinc}^2(\Delta kL/2)$. Значения были рассчитаны для генерации суммарной частоты при сложении компоненты на длине волны 800 нм с компонентами на больших длинах волн в диапазоне прозрачности кристалла ВВО толщиной 20 мкм. На Рис. 20а изображена карта длины когерентности такого процесса, рассчитанная для различных углов между направлением главной оптической оси и вектором $\vec{k} = \vec{k}_1^o + \vec{k}_2^o$. Видно, что вблизи значения $\theta \approx 25^\circ$ длина когерентности процесса превышает длину кристалла, что демонстрирует возможность эффективного преобразования излучения в диапазоне от 1000 нм до 5000 нм. На Рис. 20б изображен вычисленный для угла $\theta \approx 23.6^\circ$ фактор F (черная линия) вместе с экспериментальным спектром, полученным в результате солитонной самокомпрессии холостой волны в полном волноводе (синяя линия, подробнее в Главе 3). Видно, что весь спектр может быть преобразован в процессе ГСЧ в кристалле ВВО толщиной 20 мкм при использовании пробного импульса на длине волны 800 нм.

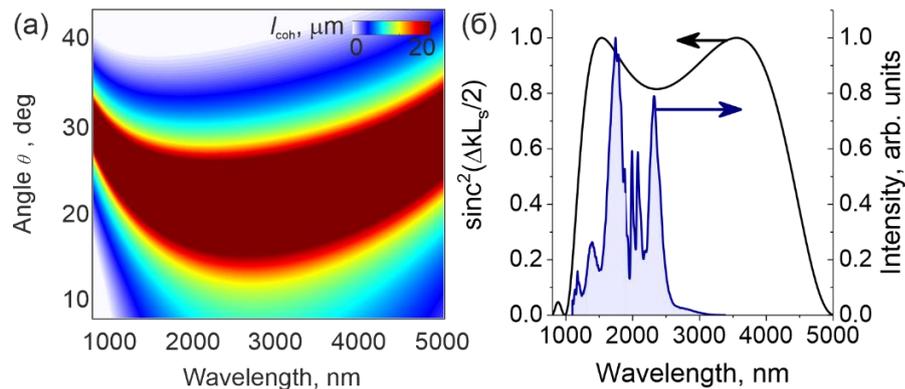


Рис. 20. (а) Длина когерентности процесса генерации суммарной частоты в кристалле ВВО толщиной 20 мкм в зависимости от угла синхронизма и длины волны одной из участвующих компонент. (б) Фактор $F = \text{sinc}^2(\Delta kL/2)$ для угла $\theta \approx 23.6^\circ$ (черная линия) и спектр предельно короткого лазерного импульса (синяя линия).

На Рис. 21 изображена схема характеристики сверхкороткого лазерного импульса интерференционным методом X-F-SEA-SPIDER. На вход экспериментальной схемы

подаются два импульса: измеряемый импульс с центральной частотой ω_{IR} и пробный импульс. В большинстве экспериментов измеряемым является импульс на выходе из полого волновода, а пробным – импульс с длиной волны 808 нм, прошедший без нелинейного преобразования сквозь схему оптического параметрического усилителя и имеющий энергию 80 мкДж. Этот импульс разделяется на две приблизительно равные части при помощи светоделителя, после чего каждый из пучков падает на узкополосный фильтр $\Phi 1$ и $\Phi 2$, которые выделяют спектральные компоненты с центральной частотой ω_1 и ω_2 соответственно. Ширина полосы пропускания обоих фильтров 3 нм, при нормальном падении центральные длины волн пропускания фильтров 808 нм. Изменение угла падения на фильтр позволяет сдвигать полосу пропускания в высокочастотную область. Таким образом, поворачивая фильтр $\Phi 1$ можно настраивать частотный сдвиг $\Omega = \omega_2 - \omega_1$, являющийся основной составляющей метода SPIDER. На Рис. 22 изображены спектры прошедшего сквозь фильтры излучения в случае: а) калибровочного измерения, когда фильтры $\Phi 1$ настроен на пропускание длин волн таких же, как и для фильтра $\Phi 2$, б) тестового измерения со спектральным сдвигом $\Omega = 10.4$ мрад/фс.

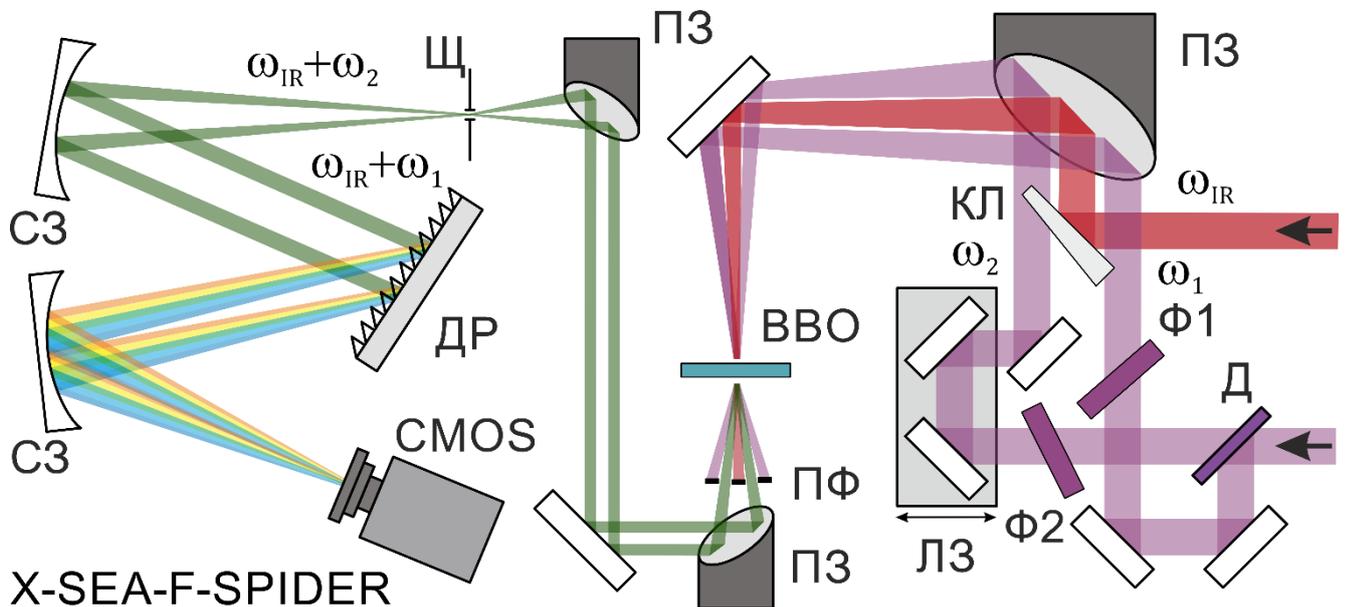


Рис. 21. Схема экспериментальной установки X-SEA-F-SPIDER и двумерного спектрометра. КЛ – клин из фторида кальция, ПЗ – параболические зеркала, ДЗ – зеркало формой D, $\Phi 1$ и $\Phi 2$ – узкополосные спектральные фильтры, пропускающие частоты ω_1 и ω_2 соответственно, ЛЗ – линия задержки, ВВО – нелинейный кристалл, Щ – щель спектрометра, СЗ – сферические зеркала, ДР – дифракционная решетка, CMOS – камера с кремниевой матрицей.

Пробное узкополосное излучение из разных каналов коллинеарно падает на фокусирующую параболу ПЗ, при этом в одном из каналов расположена механическая

линия задержки ЛЗ, для точной подстройки временной отстройки τ между описываемыми пробными импульсами. В пространственной модификации метода SPIDER задержка устанавливается нулевой $\tau = 0$, так как интерференция наблюдается за счёт пространственной компоненты, причем ширина интерференционной полосы определяется углом между тестовым и пробным импульсом при пересечении их на кристалле. Тестовый импульс перестраивается с торца волокна на нелинейный кристалл ВВО при помощи изображающей $4f$ системы, состоящей из двух параболических зеркал. Два пробных и тестовый пучки падают на параболическое зеркало ПЗ коллинеарно, что обеспечивает их фокусировку в одну точку на нелинейный кристалл ВВО, причем преимуществом использования отражательной оптики является исключение влияния хроматической аберрации.

В результате нелинейных преобразований на выходе из кристалла наблюдается шесть характерных направлений пучков: одно соответствует прошедшему инфракрасному исследуемому импульсу и его второй и третьей гармонике, сгенерированным в кристалле. Два других – опорные пучки и их вторые гармоники, а также распространяющееся между ними излучение на их суммарной частоте, при помощи которого можно с хорошей точностью выставить задержку $\tau = 0$. Еще два пучка лежат между направлениями опорных и тестового пучков, они являются результатом ГСЧ в кристалле, имеют частоты $\omega_s + \omega_1$ и $\omega_s + \omega_2$ и используются для характеристики тестового импульса. Спектры этого излучения для калибровочного и тестового измерения показаны на Рис. 22в, г. Эти пучки заводятся на щель спектрометра с увеличением в четыре раза при помощи $4f$ системы, состоящей из параболических зеркал, в то время как остальные пучки отбрасываются при помощи пространственного фильтра.

Реализованный в работе 2D спектрометр основана на классической схеме Черни-Тёрнера и состоит из двух сферических зеркал и дифракционной решетки (Рис. 21). Для экспериментов используются коллимирующее зеркало с фокусным расстоянием 100 мм, решетка с максимумом отражения на длине волны 350 нм и плотностью штрихов 400 шт/мм, а также фокусирующее зеркало с фокусным расстоянием 200 мм. Интерференция двух пучков регистрируется при помощи камеры с кремниевой матрицей.

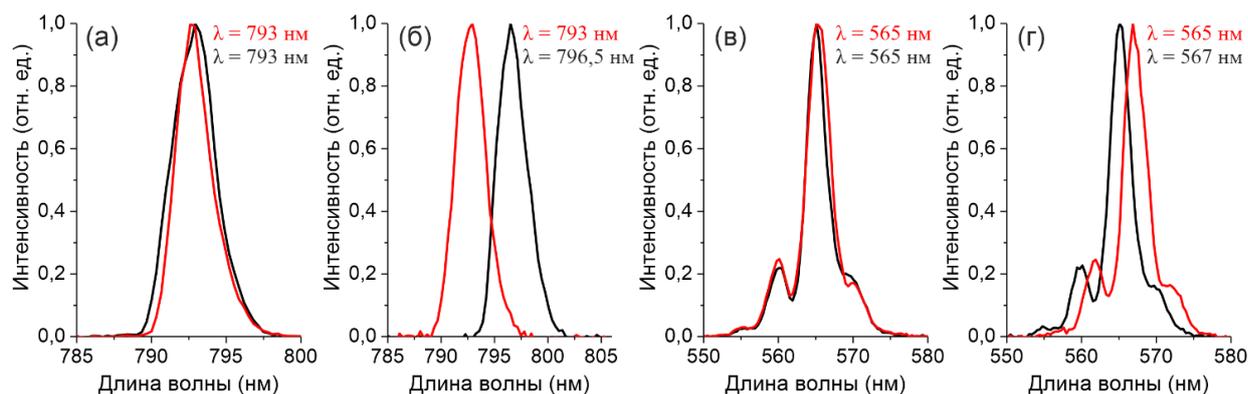


Рис. 22. Спектр пробного излучения (а, б) и излучения, получающегося в результате кросс-взаимодействия (в, г) из двух каналов в случае а, в) калибровочного измерения, б, г) тестового измерения.

Результатом измерения является двумерная спектрограмма, по одной из осей которой отложена спектральная координата (частота или длина волны), по второй – пространственная координата, в которой отражается информация о пространственном распределении интенсивности вдоль одной из осей пучка. Шкала длин волн 2D спектрометра настраивалась при помощи измеренных отдельно характерных эталонных спектральных линий. Разложенные в спектр пучки на суммарной частоте фокусируются в одну область на камере, в результате чего наблюдается их пространственная интерференция вдоль одной из осей. В идеальной безабберационной системе, такая схема с увеличением перестраивает изображение с нелинейного кристалла на камеру, поэтому количество полос на камере определяется углом падения пробных пучков на кристалл. Полос должно быть достаточно много для применения метода извлечения фазы сигнала при помощи метода Фурье фильтрации [166]. Увеличение изображения на камере необходимо для того, чтобы уверенно разрешить интерференционные полосы, и оно определяется оптической силой фокусирующей оптики заводящей системы и спектрометра.

На Рис. 23 схематично изображен алгоритм восстановления спектральной фазы из SEA-SPIDER интерферограмм (Рис. 23а,б), наблюдаемых с помощью двумерного спектрометра. Рис. 23а показывает калибровочную спектрограмму, измеренную в случае, когда спектральный сдвиг Ω между импульсами равен нулю. Для получения Рис. 23б был повернут фильтр Φ_1 , в результате чего получен спектральный сдвиг Ω между интерферирующими компонентами. Восстановление спектральной интенсивности и фазы осуществляется с помощью Фурье-анализа. Для его реализации необходимо взять

преобразование Фурье от интерференционной картины, что позволяет выделить постоянную и осциллирующую компоненты. Применяя обратное преобразование Фурье от постоянной компоненты, можно получить спектральную интенсивность, а в осциллирующей компоненте содержится информация о спектральной фазе.

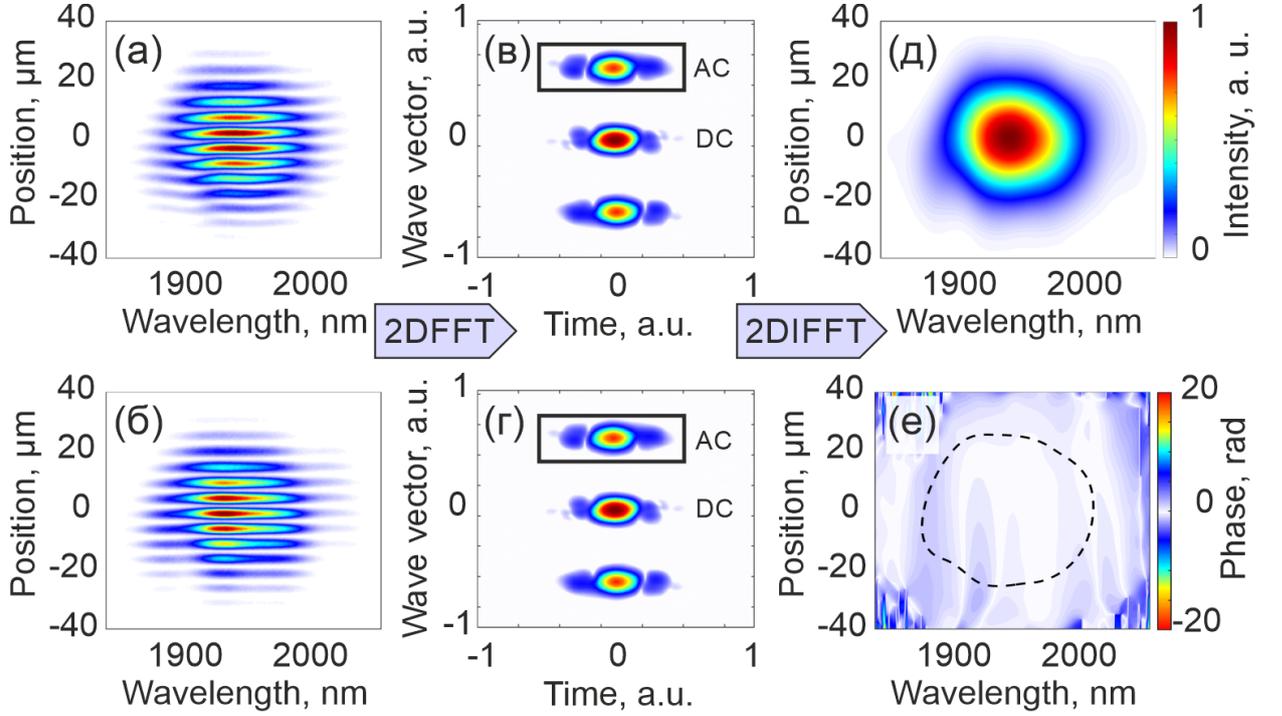


Рис. 23. Схема алгоритма восстановления фазы методом X-SEA-F-SPIDER. Калибровочная (а, в) и сигнальная (б, г) спектрограммы SEA-SPIDER и результат их двумерного преобразования Фурье. (д, е) Восстановленные методом Фурье-фильтрации интенсивность и фаза SPIDER.

Интерферограмма SEA-SPIDER двух сдвинутых по частоте импульсов $E_1(x, \omega)$ и $E_2(x, \omega - \Omega)$ может быть записана следующим образом:

$$S(x, \omega) = |E_1(x, \omega) + E_2(x, \omega - \Omega)e^{\Delta K}|^2 = I_1(x, \omega) + I_2(x, \omega - \Omega) + 2\sqrt{I_1(x, \omega)I_2(x, \omega - \Omega)}\cos(\varphi(x, \omega) - \varphi(x, \omega - \Omega) - \Delta K) \quad (2.4)$$

Здесь ΔK – фазовый набег, получаемый за счёт угла между интерферирующими импульсами. Результат двумерного Фурье-преобразования можно разделить на три компоненты:

$$\tilde{S}(\tilde{k}, \tilde{t}) = \text{FT}\{S(x, \omega)\} = \tilde{E}^{dc}(\tilde{k}, \tilde{t}) + \tilde{E}^{+ac}(\tilde{k} - \Delta K, \tilde{t}) + \tilde{E}^{-ac}(\tilde{k} + \Delta K, \tilde{t}) \quad (2.5)$$

Здесь $\tilde{E}^{dc}(\tilde{k}, \tilde{t}) = \text{FT}\{I_1(x, \omega) + I_2(x, \omega - \Omega)\}$ – постоянная (DC) компонента, а $\tilde{E}^{\pm ac}(\tilde{k} \mp \Delta K, \tilde{t}) = 2\sqrt{I_1(x, \omega)I_2(x, \omega - \Omega)}\exp\{\pm i(\varphi(x, \omega) - \varphi(x, \omega - \Omega) \pm \Delta K)\}$ –

осциллирующая (АС). Такое разделение можно наблюдать на Рис. 23в,г, отображающем результат двумерного преобразования Фурье SEA-SPIDER спектрограммы. На графике можно выделить три пика, центральный из которых соответствует постоянной компоненте, а два боковых пика отвечают за осциллирующие (АС) компоненты. Рассматривая аргументы этого выражения, можно получить информацию о спектральной фазе, содержащуюся в выражении $\Delta\varphi = \varphi(\omega) - \varphi(\omega - \Omega)$. Для восстановления спектральной фазы можно выделить любой из пиков. Для этого был наложен спектрально-временной прямоугольный фильтр (Рис. 23в,г), обнуляющий всю находящуюся за его пределами информацию. Выделенная область перемещается в центр картины, после чего применяется обратное двумерное преобразование Фурье, в результате чего извлекаются зависимость I_{osc} , аргументом которой является выражение $\theta_s(\omega) = \varphi(\omega) - \varphi(\omega - \Omega) - \Delta K$. Калибровочное измерение, для которого сдвиг $\Omega = 0$ (Рис. 23а,в), проводится для того, чтобы избавиться от вклада ΔK , отвечающего за пространственную интерференцию. Восстановление фазы калибровочного измерения дает $\theta_c(\omega) = \Delta K$, а в результате применения метода получаем значение малого изменения спектральной фазы $\Delta\varphi(\omega) = \theta_s(\omega) - \theta_c(\omega) = \varphi(\omega) - \varphi(\omega - \Omega)$.

После получения $\Delta\varphi(\omega)$ из компоненты I_{osc} , можно восстановить спектральную фазу $\varphi(\omega)$ при помощи интегрирования $\varphi(\omega) = 1/\Omega \int \Delta\varphi(\omega) d\omega$. Спектральная интенсивность восстанавливается за счёт обратного преобразования Фурье от постоянной компоненты. Зная спектральную огибающую $I(\omega)$ и фазу $\varphi(\omega)$ можно определить временные характеристики импульса для данной пространственной компоненты. Прodelывая интегрирование для каждой точки вдоль координаты, можно получить зависимость характеристик импульса вдоль одной из осей пучка.

На Рис. 23д,е изображены результаты тестового эксперимента, в котором измерялась форма временной огибающей холостой волны, проходящей сквозь волновод без спектрального уширения. На панели (д) показана восстановленная при помощи DC компоненты спектральная интенсивность импульса в зависимости от пространственной координаты, разрешаемой методом SEA-SPIDER. Панель (е) изображает фазу SPIDER $\Delta\varphi(\omega)$, которая имеет непрерывное значение в области с присутствием спектральной интенсивности, но не определена в тех точках на камере, где отсутствует сигнал. Для получения спектральной фазы для данной координаты вдоль пучка, необходимо

проинтегрировать $\Delta\varphi(\omega)$ по спектральной компоненте. Спектральная интенсивность и фаза позволяют полностью охарактеризовать импульс, соответствующий данному значению разрешаемой пространственной координаты.

Для проверки процедуры восстановления импульса с помощью X-F-SEA-SPIDER, было проведено сравнение полученных спектров с измерениями инфракрасного спектрометра (Рис. 24а), а временных и спектрально-фазовых характеристик восстановленных импульсов с измерениями методом SHG-FROG (Рис. 24б,в). Видно, что полученные двумя методами спектры хорошо совпадают, а отклонения, наблюдаемые при энергии импульсов 29 мкДж объясняются низкой чувствительностью индий-галлий-арсенидовой (InGaAs) матрицы спектрометра. Этот результат также демонстрирует способность X-F-SEA-SPIDER измерять спектр с шириной более оптической октавы. Восстановленные двумя разными методами импульсы (Рис. 24б) также демонстрируют возможность использования SPIDER для характеристики сверхкоротких лазерных импульсов.

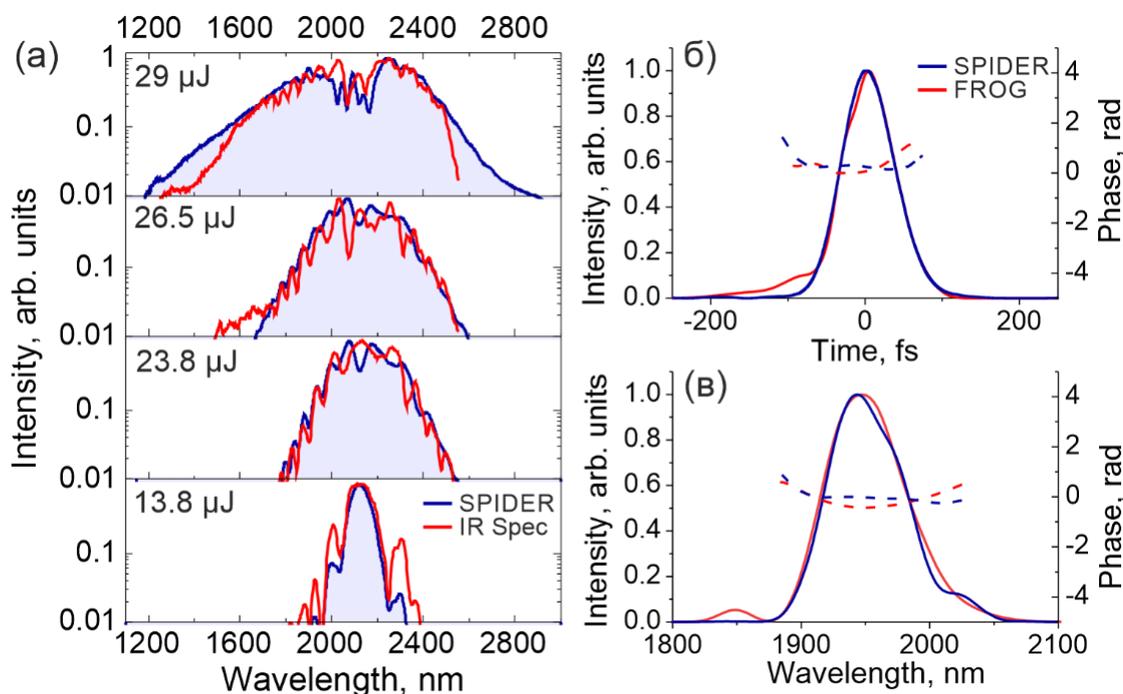


Рис. 24. (а) Спектры, полученные с помощью спектрометра (красные кривые) и с помощью SEA-SPIDER (синие кривые). Временная огибающая и фаза (б) и спектральная огибающая и фаза (в), полученная методом SEA-SPIDER (синие кривые) и SHG-FROG (красные кривые).

Таким образом, в данной главе был описан многофункциональный фемтосекундный лазерный комплекс, включающий титан-сапфировые генератор и регенеративный усилитель чирпированных импульсов, а также на оптический параметрический усилитель на кристаллах ВВО. Данная система позволяет получать сверхкороткие импульсы сигнальной волны с перестраиваемой центральной длиной волны в диапазоне 1250-1500 нм с энергией до 330 мкДж и длительностью 50-70 фс, а также импульсы холостой волны с длиной волны 1700-2200 нм с энергией до 230 мкДж и длительностью 50-70 фс. С помощью нелинейного $f-2f$ интерферометра было показано, что импульсы холостой волны обладают стабильной фазой поля относительно огибающей с точностью до медленных уходов фазы. Такие флуктуации подавлялись системой активной стабилизации, опирающейся на автоматическое варьирование задержки между импульсами сигнальной волны и накачки на последнем каскаде параметрического усилителя, связанной обратной связью с $f-2f$ интерферометром. В случае импульсов холостой волны RMS флуктуаций фазы составило 106 мрад, что является достаточным для исследования фазочувствительных нелинейных процессов. Также в главе демонстрируется метод характеристики импульсов на основе модификации метода SPIDER с использованием кросс-взаимодействия и контролем спектральной фазы с помощью пространственной интерференции (X-F-SEA-SPIDER). Эта техника была оптимизирована для измерения длительности предельно коротких импульсов с октавным спектром в диапазоне длин волн от 1200 до 3200 нм.

Глава 3. Формирование многооктавного суперконтинуума и генерация фазостабильных однопериодных гигаваттных импульсов в полом антирезонансном волноводе

В данной главе демонстрируется применение новых полых антирезонансных волноводов револьверного типа для осуществления высокоэффективных нелинейно-оптических преобразований фемтосекундных лазерных импульсов. Показаны преимущества использования явления солитонной самокомпрессии (ССК) в заполненных газом полых волноводах в качестве удобного метода получения предельно коротких инфракрасных импульсов со стабильной фазой относительно огибающей (СЕР). Рассматриваются основы описания ССК и обсуждаются сопутствующие эффекты, возникающие при распространении мощных сверхкоротких лазерных импульсов в полом волокне. Основным результатом данной части работы связан с получением однопериодного импульса с шириной спектра, превышающей оптическую октаву и стабильной фазой поля относительно огибающей.

3.1 Солитонная самокомпрессия сверхкоротких лазерных импульсов в полом волноводе

Один из наиболее активно развиваемых в последнее время методов получения однопериодных лазерных импульсов основывается на использовании эффекта солитонной самокомпрессии в полых волноводах [86,87]. При распространении импульса в солитонном режиме совместное действие фазовой самомодуляции (ФСМ) и отрицательной дисперсии групповых скоростей (ДГС) приводит одновременно к его спектральному уширению и компрессии вплоть до спектрально ограниченного. Применение такого метода требует использования среды с отрицательной дисперсией, что позволяет избегать необходимости дополнительного компрессирования выходных импульсов, тем самым упрощая схему и уменьшая потери излучения.

Простейшее математическое описание распространения сверхкороткого лазерного импульса в режиме солитонной самокомпрессии может быть представлено с помощью уравнения распространения в форме нелинейного уравнения Шрёдингера:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A, \quad (3.1)$$

где A – комплексная амплитуда поля, T – время в движущейся с групповой скоростью v_g системе отсчёта ($T = t - z/v_g$), β_2 и γ – дисперсия групповых скоростей и нелинейный параметр, определяемые следующим образом:

$$\beta_2 = \frac{\lambda^3}{2\pi c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}, \quad \gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}}, \quad (3.2)$$

где n_2 – нелинейный показатель преломления, A_{eff} – эффективная площадь моды. Для оценки будем использовать гауссовское приближение основной моды: $A_{eff} = \pi w^2$. В этом выражении диаметр гауссовской моды w может быть определен при помощи приближения точного пространственного распределения к гауссовской форме.

Для записи уравнения распространения в форме (3.1) необходимо использование целого ряда ограничений и приближений: пертурбативность и мгновенность отклика нелинейной поляризации, сохранение поляризации света при распространении, квазимонохроматичность импульсов и использование приближения медленно меняющихся амплитуд. Волноводный режим распространения позволяет также исключить поперечную пространственную компоненту, считая, что импульс распространяется в одной (или нескольких) волоконных модах. Кроме того, в данном уравнении исключены волноводные потери, высшие порядки дисперсии и другие нелинейные эффекты помимо фазовой самомодуляции. Данные приближения не позволяют применить уравнение (3.1) для описания распространения фемтосекундных импульсов, однако его рассмотрение может быть полезно для качественного понимания процесса. Более сложная модель, не только позволяющая работать с импульсами длительностью порядка нескольких фемтосекунд, но и обладающая чувствительностью к фазе поля (СЕР), будет представлена в Главе 4.

Уравнение (3.1) имеет аналитические решения, позволяющие отдельно описывать влияние дисперсии групповых скоростей и фазовой самомодуляции на эволюцию импульса. Так, ДГС приводит к набегу линейного чирпа $\delta\omega(T) = -\partial\phi/\partial T$ (здесь $\phi(T)$ – спектральная фаза импульса), знак которого определяется параметром β_2 . Спектральный состав импульса при этом не изменяется, а длительность увеличивается по мере распространения. Для гауссова импульса длительность изменяется как $\tau(z) = \tau_0 [1 + (z/L_D)^2]^{1/2}$, где τ_0 – начальная длительность импульса, а $L_D = \tau_0^2/|\beta_2|$ – дисперсионная

длина, на которой происходит удлинение импульса в $\sqrt{2}$ раз. Эффект фазовой самомодуляции также приводит к возникновению нелинейной фазы, зависящей от интенсивности лазерного импульса. Для гауссова импульса наведенный ФСМ чирп имеет вид $\delta\omega(T) \propto T/\tau_0^2 \exp\{-(T/\tau_0)^2\}$, он положителен и близок к линейному в центре импульса. Кроме того, при отсутствии дисперсии форма импульса не меняется, поэтому добавка к мгновенной частоте приводит к уширению спектра. Характерная длина ФСМ определяется расстоянием, за которое нелинейный набег фазы составляет 1 радиан: $L_{nl} = 1/\gamma P_0$, где P_0 – пиковая мощность импульса.

При учете дисперсии и нелинейности уравнение (3.1) решается численно и задает разные режимы распространения импульса в зависимости от знака β_2 . Если $\beta_2 > 0$, то импульс уширяется во временном и спектральном представлениях и приобретает суммарную положительную нелинейную добавку к фазе. Если же $\beta_2 < 0$, то отрицательный дисперсионный чирп может компенсироваться положительным чирпом, полученным за счёт ФСМ. Такой режим распространения называется солитонным.

Для качественного описания распространения импульсов с учётом совместного действия эффектов фазовой самомодуляции и дисперсии групповых скоростей удобно ввести параметр N , называемый солитонным числом и задаваемый следующим образом:

$$N^2 = \frac{L_d}{L_{nl}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad (3.3)$$

Если характерные длины равны и $N^2 = 1$, то импульс образует фундаментальный солитон, способный распространяться в среде без изменения его временной формы. Если солитонное число $N^2 \ll 1$, то дисперсия преобладает и распространение импульса можно описывать с учётом только её влияния. При $N^2 \gg 1$, в простейшей модели можно ограничиться рассмотрением только нелинейных эффектов. Как будет показано ниже, в работе осуществлена компрессия импульсов в режиме солитонного распространения при $N^2 \approx 5$, однако теоретическое описание этого результата не может основываться на выражении (3.1). Более полная и современная модель распространения импульса включает в себя учёт дисперсии групповых скоростей и дисперсии высших порядков, волноводных потерь, керровскую нелинейность и генерацию третьей гармоники, самоукручение заднего фронта импульса, а также эффекты, связанные с образованием плазмы. Уравнение, учитывающее высшие порядки дисперсии, принято называть обобщённым нелинейным уравнением Шрёдингера (ОНУШ) [45,173].

Важность учёта дополнительных эффектов демонстрирует Рис. 25 [45]. На Рис. 25а,д изображена спектральная и временная динамика импульса, распространяющегося в полом волноводе в случае идеального солитона. Учёт высших порядков дисперсии приводит к нарушению симметрии солитона, дополнительному уширению спектра и уменьшению длины самокомпрессии импульса (расстояние, на котором достигается максимальная компрессия импульса). Самоукручение заднего фронта импульса происходит из-за зависимости групповой скорости от интенсивности, что приводит к изменению формы и запаздыванию импульса и сопровождается уширением спектра в коротковолновую область. Как видно из Рис. 25в,ж, учёт этого эффекта позволяет предсказать сжатие импульса в режиме солитонной самокомпрессии вплоть до субпериодных значений длительности.

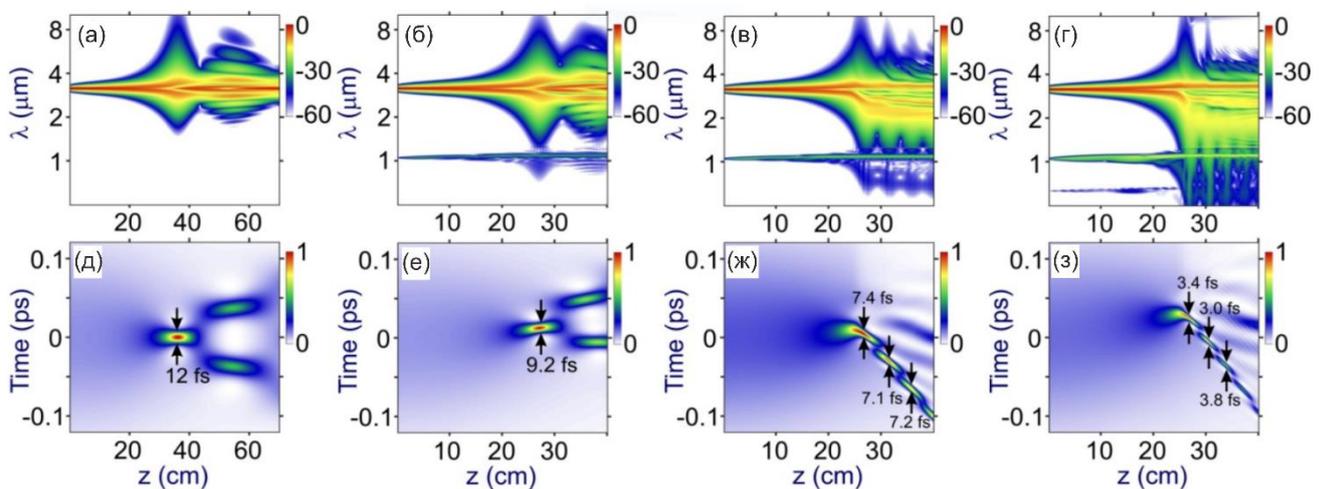


Рис. 25. Спектральная (а-г) и временная (д-з) динамика импульса при распространении в полом антирезонансном волноводе. (а, д) – динамика идеального солитона, (б, е) – решение ОНУШ без учета плазменных эффектов и самоукручения, (в, ж) – решение ОНУШ без учета плазменных эффектов, (г, з) – решение полного обобщённого нелинейного уравнения Шрёдингера. Взято из работы [45].

Уменьшение длительности импульса за счёт описанных выше эффектов приводит к увеличению пиковой интенсивности излучения в волноводе. Это влечет за собой образование плазмы и возникновение ионизационных эффектов: плазменной дисперсии, нелинейности и потерь. Для учета ионизационных потерь необходимо решать ОНУШ совместно с уравнением для электронной плотности. Нарастающая электронная плотность приводит к появлению добавки к показателю преломления, а возникающий в результате этого фазовый сдвиг приводит к сдвигу частот. Таким образом, плазменная нелинейность приводит к уширению спектра суперконтинуума в синюю область, а если новые спектральные компоненты генерируются в фазе с импульсом, то это приводит к

уменьшению длительности импульса, что показано на Рис. 25г, з. Стоит также отметить, что ионизационные эффекты сильно изменяют солитонную динамику распространения, а плазменные потери приводят к существенному ограничению пиковой интенсивности излучения, способного распространяться в полном волноводе.

3.2 Полый антирезонансный волновод для временной компрессии фемтосекундных инфракрасных импульсов

Возможность реализации солитонной самокомпрессии сверхкоротких лазерных импульсов определяется знаком дисперсии групповых скоростей нелинейной среды. Для импульсов холостой волны ОПУ (≈ 2000 нм) условие $\beta_2 < 0$ выполняется для многих распространённых твердотельных материалов, однако их применение в случае сверхкоротких импульсов с высокой пиковой мощностью может быть затруднено из-за невысокого порога пробоя материала, а также из-за дифракции и самофокусировки. При распространении импульса в полном волноводе, его пространственная структура остается неизменной на протяжении всей длины нелинейного взаимодействия (при одномодовом распространении), при этом порог ионизации газа значительно выше, чем у твердотельного вещества. Кроме того, управляя свойствами структуры волновода, можно подобрать нужный профиль дисперсии групповых скоростей.

В работе используется полый антирезонансный световод револьверного типа, предоставленный в рамках научного сотрудничества группой из Тяньцзиньского университета (Китай). Такая волоконная структура была предложена относительно недавно [41,76], но уже успела найти широкое применение в различных областях. На Рис. 26а изображено поперечное сечение используемого в работе волновода. Структура волокна состоит из шести тонкостенных капилляров, окружающих полую сердцевину, в которой распространяется излучение. Диаметр сердцевины используемого в работе волокна составляет $D = 70$ мкм, диаметры капилляров $d = 36$ мкм, а толщина стенки капилляра $t \approx 590$ нм. Условия волноводного распространения света в сердцевине можно качественно описать в терминах многолучевой интерференции на тонких стенках капилляров.

Рассмотрим компоненту излучения, падающую на капилляр ортогонально со стороны сердцевины и отражающую величину волноводных потерь (Рис. 26б). Прошедший через тонкую стенку свет складывается из прошедшего насквозь излучения и излучения,

претерпевшего четное число отражений на границе раздела. Разность фаз между прошедшей волной φ_0 и дважды отразившейся φ_1 определяет резонансные условия и зависит от толщины стенки t , длины волны излучения λ и коэффициента преломления капилляра n .

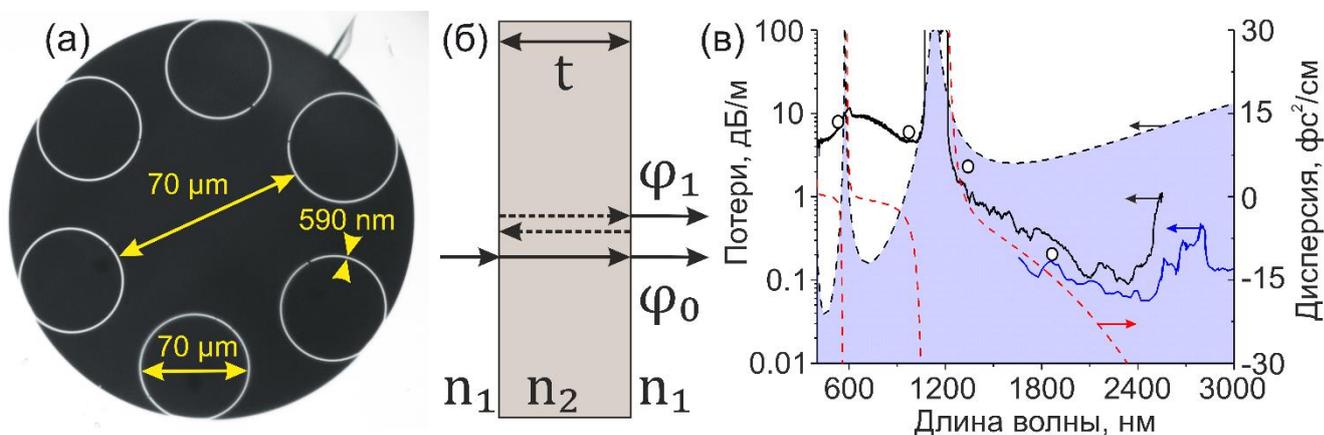


Рис. 26. (а) Изображение поперечного сечения полого антирезонансного световода; (б) Схема многолучевой интерференции на тонкой стенке капилляра; (в) Зависимость потерь и дисперсии групповых скоростей от длины волны.

Резонансное условие выполняется при разности фаз $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_0 = 2\pi k$, где k – целое число, нечетное число π приводит к выполнению антррезонансного условия $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_0 = (2k + 1)\pi$. Тогда выражения для резонансных длин волн λ_k^r и антирезонансных длин волн λ_k^a будут иметь вид:

$$\lambda_k^r = \frac{2t\sqrt{n^2 - 1}}{k}, \quad \lambda_k^a = \frac{4t\sqrt{n^2 - 1}}{2k + 1}. \quad (3.4)$$

Выполнение резонансного условия приводит к конструктивной интерференции прошедших через капилляр волн, поэтому излучение будет эффективно вытекать из сердцевины волновода. В спектре потерь световода это выражается в сильном увеличении потерь на резонансных длинах волн (Рис. 26в). Поддержание излучения в волноводе осуществляется при выполнении антирезонансного условия, следствием которого является деструктивная интерференция прошедших волн и антирезонансное отражение излучение от капилляра. Таким образом, свет оказывается локализован в области сердцевины. На Рис. 26в антирезонансным длинам волн соответствуют минимумы потерь излучения в полном волноводе. Учитывая толщину стенки капилляра $t \approx 590$ нм, получим значения резонансных длин волн $\lambda_1^r = 1.23$ мкм и $\lambda_2^r = 0.61$ мкм, и эти значения совпадают с экспериментальным спектром потерь (черная линия на Рис. 26в). Однако для

более глубокого анализа потерь и дисперсионных свойств волновода необходимо применить модель, способную дать информацию о комплексном эффективном показателе преломления $n(\omega)$ подобной структуры. Для этого была использована аналитическая модель Цейсбергера-Шмидта [174], которая дает хорошую оценку дисперсии антирезонансных структур. Согласно данной модели, показатель преломления основной волоконной моды (гибридной HE_{11} , соответствующей линейно поляризованной LP_{01} моде) задается следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}(n_{eff}) &= n - \frac{2.405^2}{2k_0^2 n a^2} - \frac{2.405^2}{k_0^3 n^2 a^3} \frac{\cot \varphi}{\sqrt{\varepsilon - 1}} \frac{\varepsilon + 1}{2}, \\ \operatorname{Im}(n_{eff}) &= \frac{1 + \cot \varphi}{\varepsilon - 1} \frac{2.405^3}{k_0 n a^4} \frac{\varepsilon^2 + 1}{2}, \quad \varphi = k_0 t \sqrt{n_g^2 - n^2}, \quad \varepsilon = n_g^2/n^2, \end{aligned} \quad (3.5)$$

где a – радиус сердцевинки световода, t – толщина стенок его капилляров, $k_0 = \omega/c$ – волновое число в вакууме, n_g – показатель преломления кварца, n – показатель преломления заполняющего сердцевину волновода аргона, который зависит от давления газа p : $n(\omega) = 1 + p/p_0(n_0(\omega) - 1)$. Здесь p_0 – атмосферное давление, $n_0(\omega)$ – дисперсия аргона в нормальных условиях [175].

На Рис. 26в изображены спектр потерь и дисперсия групповых скоростей моды LP_{01} описываемого антирезонансного волокна. При помощи широкополосного источника на основе галогенной лампы с вольфрамовой спиралью и четырех узкополосных лазерных источников на длинах волн 532, 975, 1342 и 1900 нм, обладающих пространственной модой высокого качества, был экспериментально получен спектр потерь световода (черная сплошная линия и белые кружки на Рис. 26в). На измеренном спектре отчетливо видны полосы резонансных потерь на длинах волн ≈ 600 нм и ≈ 1200 нм, которые предсказываются и в рассчитанном по формуле (3.5) спектре, обозначенным синим затенением.

Ключевыми особенностями антирезонансных волноводов, определяющими возможность их использования в задаче солитонной самокомпрессии сверхкоротких лазерных импульсов, являются низкий уровень потерь и аномальная дисперсия групповых скоростей в широком диапазоне длин волн. Используемое в экспериментах волокно имеет рабочий диапазон (основную зону низких потерь) при $\lambda > 1300$ нм, что очень удобно для компрессии импульсов холостой волны с длиной волны ≈ 2000 нм.

Торцы полого антирезонансного волновода помещены в газовые ячейки, герметично соединённые стеклянным капилляром, внутри которого располагается волновод. Система заполняется обладающим большой нелинейностью инертным аргоном под давлением до 16 атмосфер. В качестве входного окна использовалась пластинка сапфира толщиной 2 мм, выходным окном служила пластинки фторида кальция (CaF_2) толщиной 2 мм. Учитывая, что полная эффективность прохождения излучением ячеек с волноводом составляла $\approx 60\%$, эффективность заведения импульсов в волновод достигает $\approx 75\%$, а потери возникают из-за эллиптичности пучка на выходе из оптического параметрического усилителя. При увеличении интенсивности излучения на выходном торце волновода происходит ионизация газа, приводящая к дополнительным потерям за счёт отражения и рефракции на плазме.

Для восстановления временной формы импульса был использован интерференционный метод X-SEA-F-SPIDER, позволяющий охарактеризовать однопериодные импульсы с октавным спектром в диапазоне длин волн 1.1-3 мкм. Для контроля спектра был также использован инфракрасный спектрометр с InGaAs линейной матрицей. В процессе солитонной самокомпрессии небольшая часть энергии преобразуется также в видимое и ближнее инфракрасное излучение, которое анализируется с помощью кремниевого спектрометра. Наблюдение поперечного сечения пучка на выходе из волновода осуществлялось с помощью пироэлектрической камеры и набора спектральных фильтров. Стабильность фазы поля относительно огибающей определялась с помощью нелинейного f-2f интерферометра как на входе, так и на выходе из полого волновода.

Ниже представлены результаты экспериментов, направленных на исследование динамики солитонного режима распространения сверхкоротких лазерных импульсов в полых заполненных газом антирезонансных световодах. На Рис. 28 изображены типичные спектры (а) и временные огибающие (б) фемтосекундных импульсов, прошедших через полый заполненный аргоном волновод при разных значениях входной энергии излучения. В выполненной серии экспериментов длина волновода составляла $L \approx 21$ см, давление аргона $p \approx 10$ бар, длина волны входных импульсов $\lambda_0 \approx 2.1$ мкм, длительность $\tau_0 \approx 55$ фс, а энергия импульса варьировалась от $E_0 \approx 2.2$ мкДж до 17.5 мкДж. На примере данной серии экспериментов можно описать общую динамику распространения импульса в световоде, которая сохраняется и для других значений давления аргона Рис. 29.

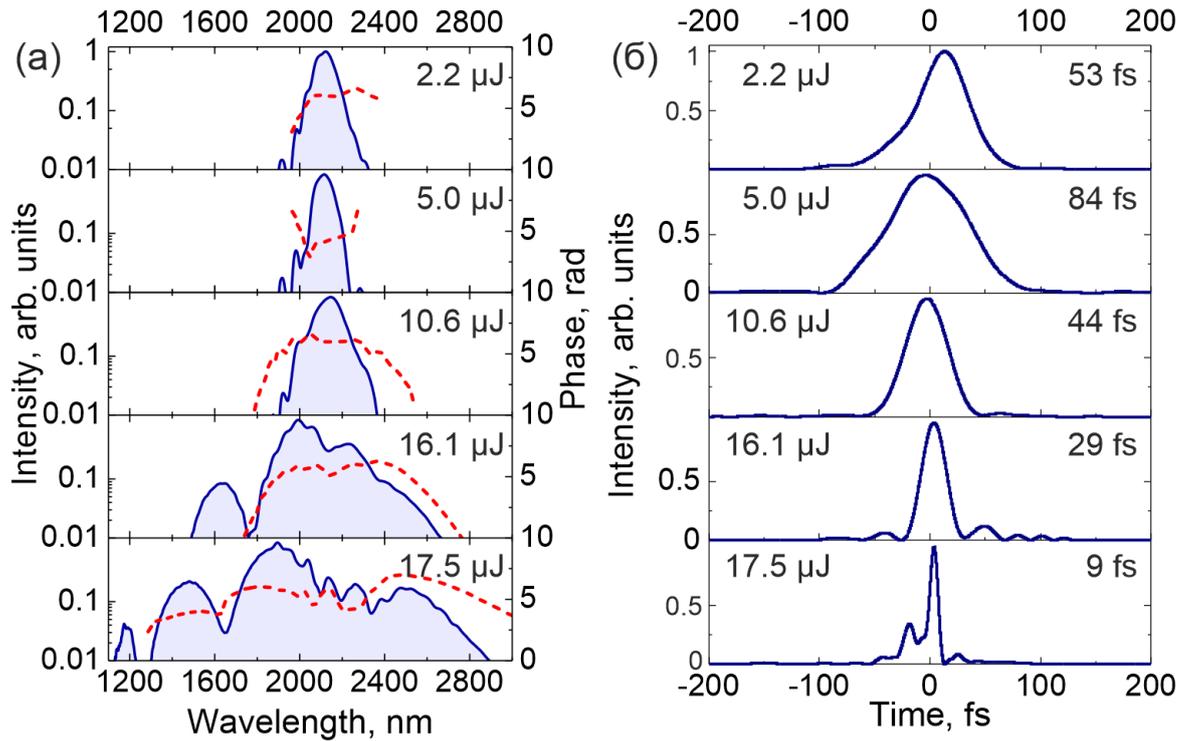


Рис. 28. (а) Спектральная интенсивность (синие сплошные линии с затенением) и спектральная фаза (красные пунктирные линии) и (б) временные огибающие импульсов на выходе полого волокна с $L \approx 21$ см и $p \approx 10$ бар аргона, при входных импульсах $\lambda_0 \approx 2,1$ мкм, $\tau_0 \approx 55$ фс с энергией импульса, указанной на панелях.

Как видно из Рис. 28 и Рис. 29, в области низких значений E_0 и p (приблизительно при $E_0 < 3$ мкДж и $p \leq 2$ бар) нелинейность газа, заполняющего сердцевину волокна, слишком мала, чтобы вызвать заметное уширение спектра. При повышении энергии и давления, импульсы в волноводе испытывают значительное уширение спектра при прохождении через волокно за счёт солитонной самокомпрессии, что, при правильно подобранных параметрах, приводит к генерации однопериодного импульса с сверхширокополосным спектром, простирающимся от ≈ 250 нм до ≈ 3000 нм. В то же время, дальнейшее увеличение E_0 или p ($E_0 \geq 20$ мкДж и $p \geq 10$ бар) приводит к лазерно-индуцированной ионизации, которая вызывает значительное увеличение нестабильности сигнала на выходе их волновода и приводит к резкому падению пропускания волновода и к его повреждению.

На Рис. 29 видно, что на начальной стадии (при небольших значениях E_0 и p) спектр импульса претерпевает обужение, соответствующее увеличению длительности импульсов. В серии экспериментов, изображенной на Рис. 28, ширина спектра уменьшается от 191 нм до 150 нм (по уровню $1/e^2$), при этом длительность его

увеличивается от 52.5 фс до 84.2 фс (по полуширине). Только при дальнейшем увеличении энергии, ширина спектра начинает расти за счёт фазовой самомодуляции. Сужение спектра, возникающее при небольших энергиях входного импульса, происходит за счёт эффекта спектральной компрессии [176,177]. Этот эффект можно качественно объяснить в терминах фазовой самомодуляции. Нелинейный сдвиг фазы φ_{NL} , возникающий за счёт фазовой самомодуляции, приводит к сдвигу длинноволновой части спектра ($\Delta\omega < 0$) к переднему фронту импульса, а коротковолновой части ($\Delta\omega > 0$) – к заднему фронту.

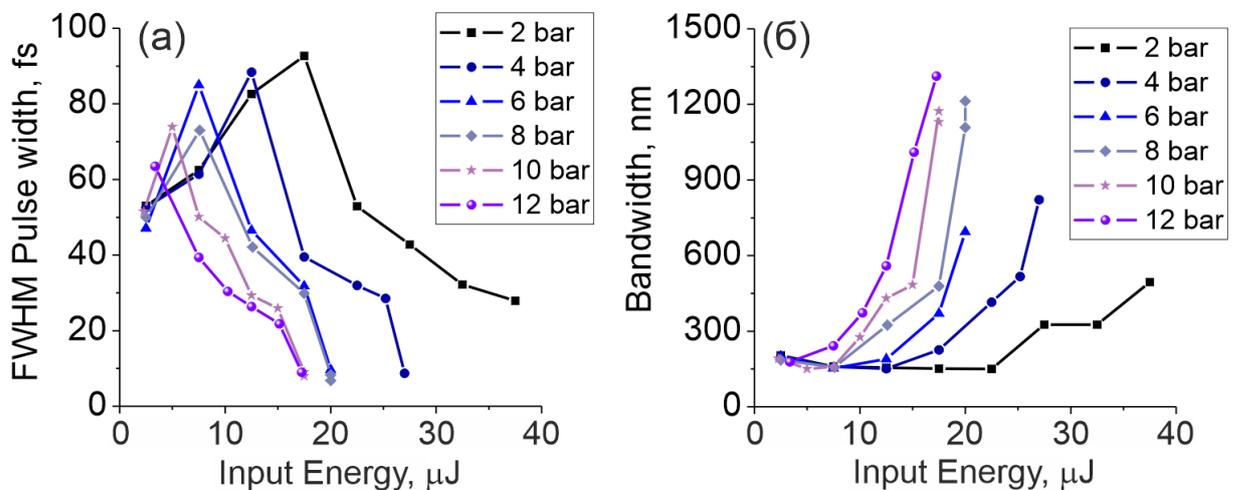


Рис. 29. Длительность (а) и ширина спектра (б) импульса на выходе полого антирезонансного волновода с $L \approx 21$ см в зависимости от энергии входного импульса с $\lambda_0 \approx 2\mu\text{m}$, $\tau_0 \approx 55$ фс при давлении аргона, указанном на панелях.

Если на вход нелинейной среды подаётся импульс с отрицательным чирпом, то есть такой, у которого к переднему фронту сдвинута коротковолновая часть спектра, а к заднему длинноволновая, то действие ФСМ будет компенсировать чирп импульса, а длинноволновые и коротковолновые компоненты сдвигаться к центральной длине волны. В результате можно получить спектрально ограниченный импульс с большей длительностью [176]. После полной компенсации нелинейной фазы входного импульса, фазовая самомодуляция продолжает действовать, но теперь уже уширяет спектр. Учитывая дисперсию элементов в оптическом пути импульсов холостой волны, общий чирп составляет ≈ -950 фс². При энергии импульсов в волноводе ≈ 2.2 мкДж эффект ФСМ незначителен, и не влияет на ширину спектра, но уже импульсы с энергией 5 мкДж индуцируют сужение спектра и уширение импульса. Действие фазовой самомодуляции при распространении импульсов с энергией 10.6 мкДж полностью компенсирует входной

чирп, после чего приводит к уширению спектра и компрессии импульсов в режиме солитонной самокомпрессии (Рис. 28).

На Рис. 29 изображены результаты всех серий экспериментов, сделанных при различных давлениях аргона в волноводе, которые демонстрируют зависимости измеренной длительности скомпрессированных импульсов по полувысоте (а) и ширину их спектра по уровню $1/e^2$ (б) от энергии входных импульсов. Видно, что для большей части значений давления компрессия импульсов идет по описанному выше сценарию: при небольшой энергии наблюдается спектральная компрессия, после чего импульс начинает расширяться. Так как нелинейность среды прямо пропорциональна давлению газа, эффект фазовой самомодуляции, приводящий к спектральной компрессии при малых E_0 и уменьшению длительности при больших E_0 , с ростом давления начинает проявляться при меньших значениях энергии. Так, минимальная длительность импульса была достигнута при $E_0 \approx 17$ мкДж в случае давления в 12 бар и при $E_0 \approx 29$ мкДж при давлении 4 бар. При давлении аргона в 2 бара не удалось наблюдать компрессии импульса до предельно малой длительности и настолько значительного уширения спектра, поскольку при $E_0 \geq 40$ мкДж доля энергии, рассеиваемая на переднем торце волокна, оказывалась достаточной для повреждения тонких стенок капилляров. При всех остальных значениях p наблюдалось характерное для солитонной самокомпрессии резкое уменьшение длительности импульса до предельно малых значений.

Рассмотрим два предельных случая, в которых удалось достичь компрессии импульсов до длительностей менее полутора оптических периодов: распространение импульсов в волноводе с давлением аргона 4 атм и 12 атм. Как отмечалось в параграфе 3.1, солитонная самокомпрессия описывается значением солитонного числа $N = \sqrt{L_d/L_{nl}}$, где дисперсионная длина $L_d = (T_0/1.665)^2 / |\beta_2|$ зависит от дисперсии волновода с газом $\beta_2 \approx -15$ фс²/см (Рис. 26), а нелинейная длина $L_{nl} = 1/\gamma P_0$ – от коэффициента нелинейности $\gamma = 2\pi n_2/\lambda_0 A_{eff}$. Нелинейный показатель преломления аргона зависит от давления $n_2 = 7.14 (p/p_0) * 10^{-20}$ см²/Вт [178], центральная длина волны входных импульсов $\lambda_0 = 2100$ нм, их длительность $T_0 = 55$ фс по полувысоте, эффективная площадь моды оценивается выражением $A_{eff} = \pi r_0^2$, где радиус моды положим равным $r_0 = 60$ мкм.

Если $N = 1$, то реализуется случай распространения фундаментального солитона без изменения формы импульса. Для наблюдения солитонной самокомпрессии, солитонное число должно быть больше 1. В этом случае нелинейные эффекты на первом этапе распространения преобладают, приводя к уширению спектра, а когда ширина спектра значительно увеличивается, начинают проявляться дисперсионные эффекты. Небольшие значения солитонного числа ($N \lesssim 5$) позволяют реализовывать компрессию излучения с сохранением хорошего качества импульсов [43], а увеличение N приводит к росту энергии, уходящей в пьедестал. В нашем эксперименте солитонное число приняло значение $N = 4.3$ в случае $p = 4$ бар, $E_0 \approx 29$ мкДж и $N = 5.4$ в случае $p = 12$ бар, $E_0 \approx 15.5$ мкДж. Эти значения соответствуют режиму «мягкой» самокомпрессии, в которой уменьшение длительности импульса обуславливается прежде всего отрицательной дисперсией групповых скоростей. При сильном уменьшении длительности также начинает действовать эффект самоукручения фронта, приводящий к формированию синего крыла суперконтинуума.

Следует отметить, что в режиме «жесткой» самокомпрессии ($N > 10$) также возможно получение однопериодных импульсов. В работе [42] экспериментально продемонстрирована генерация излучения предельно короткой длительностью в полем волноводе при солитонном числе $N \approx 17$. В этом случае нелинейная длина в ~ 290 раз превышает дисперсионную, поэтому дисперсия среды начинает оказывать существенное влияние только когда спектр достигает октавной ширины. При этом в работе отмечено, что при уменьшении энергии излучения возрастает количество энергии в основном пике (от 50% до 70%), но его длительность увеличивается.

На динамику распространения импульса при образовании предельно короткого импульса может оказывать фотоионизация газа в волноводе, которая наблюдается при высоких значениях энергии входных импульсов и давления аргона (например, $E_0 > 20$ мкДж при $p \geq 6$ бар), и приводит к качественным изменениям выходного излучения. Во-первых, ионизация является дополнительным источником оптической нелинейности, которая может усиливать синее крыло уширенного спектра сверхкоротких лазерных импульсов [68,173,179]. В определенных условиях этот эффект может способствовать самокомпрессии солитонов в полых волокнах, помогая достигать более коротких импульсов на выходе волокна [180–182], однако значительная ионизация газа приводит к

ряду нежелательных эффектов, таких как уменьшение пропускания волновода, развитие нестабильности выходного излучения и распад предельно короткого лазерного импульса. Поэтому в рассматриваемой задаче развитие фотоионизации является фактором, ограничивающим возможность увеличения энергии импульсов.

На Рис. 30а изображены экспериментальные зависимости пропускания волновода от давления аргона (синяя линия) при заданной энергии 15 мкДж и от входной энергии (красная линия) при заданном давлении 10 бар. Видно, что зависимости качественно схожи наличием порогового значения, после которого начинается спад пропускания. Это происходит в силу особенностей солитонной самокомпрессии импульсов. Увеличение давления в волокне приводит к росту нелинейности, способствующей сжатию импульса. Уменьшение длительности импульса, как и увеличение энергии импульсов, приводит к росту пиковой интенсивности. Если длина компрессии меньше длины волновода, то сжатие импульса на порядок приводит к фотоионизации в точке максимальной компрессии вблизи выходного торца волокна. Уменьшение коэффициента пропускания волновода при увеличении энергии входных импульсов объясняется отражением излучения от образовавшейся плазмы и плазменной рефракцией.

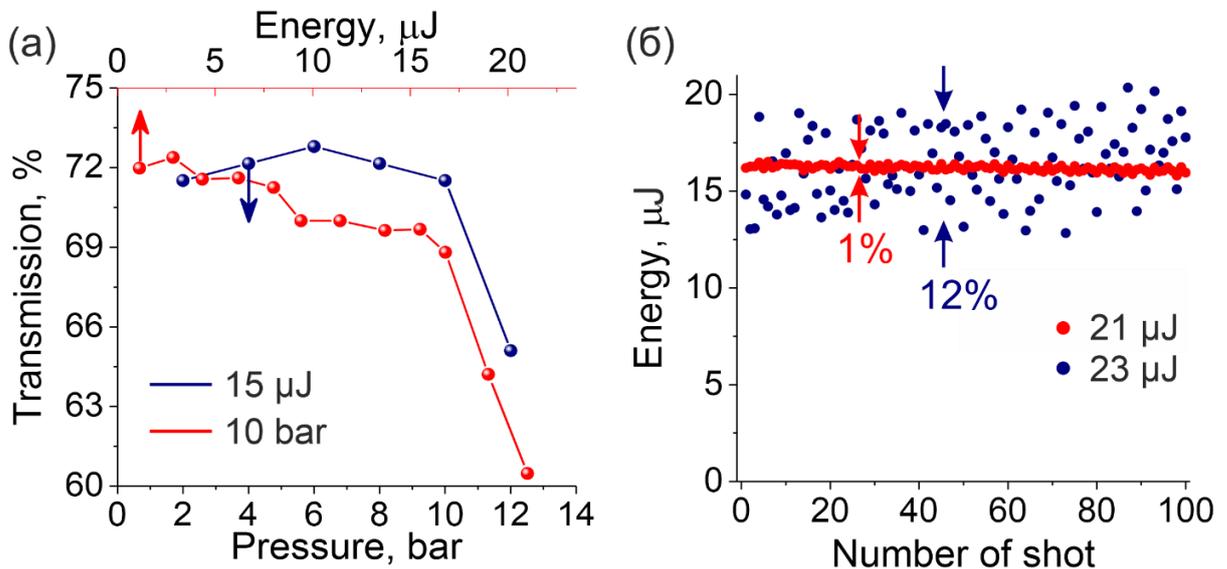


Рис. 30. (а) Пропускание полого антирезонансного волновода как функция давления аргона p (нижняя ось) для $E_0 \approx 15$ мкДж (синие круги) и как функция входной энергии импульса E_0 (верхняя ось) для $p \approx 10$ бар. (б) Флуктуации энергии импульса на выходе из волновода при входной энергии импульса $E_0 \approx 21$ мкДж (красные круги) и 23 мкДж (синие круги).

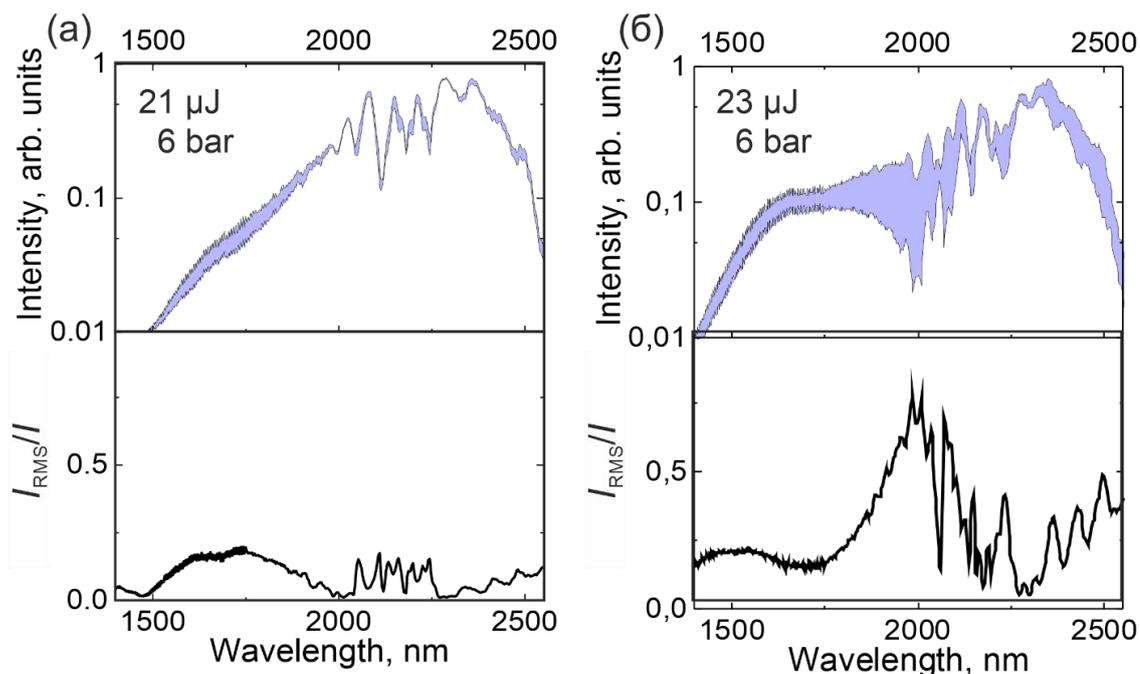


Рис. 31. Спектры интенсивности импульса на выходе полого антирезонансного волокна с $L \approx 21$ см и $p \approx 6$ бар аргона, накачиваемого импульсами $\lambda_0 \approx 2,1$ мкм, $\tau_0 \approx 55$ фс с энергией импульса $E_0 \approx 21$ мкДж (а) и 23 мкДж (б).

Эффект фотоионизации аргона предельно короткими импульсами приводит также к увеличению флуктуаций мощности выходного излучения, что продемонстрировано на Рис. 30б и Рис. 31, на которых показаны результаты измерения флуктуаций δE энергии импульса E_s на выходе антирезонансного волокна. Выходная энергия E_s остается стабильной в широком диапазоне значений E_0 и p (красные точки на Рис. 30б). Например, при давлении $p \approx 10$ бар, флуктуации энергии держатся в пределах $\delta E \approx 1\%$ при повышении входной энергии импульсов вплоть до $E_0 \approx 21$ мкДж. Однако, небольшое дальнейшее увеличение энергии импульсов накачки до $E_0 \approx 23$ мкДж приводит к быстрому нарастанию флуктуации энергии импульса на выходе волокна до $\delta E \approx 12\%$ (синие точки на Рис. 30б). Как показывает анализ ИК спектра суперконтинуума на выходе из волокна (Рис. 31), нестабильность начинает проявляться в высокочастотной части спектра при $E_0 \approx 21$ мкДж (Рис. 31а), и быстро распространяется посредством параметрических процессов по всему широкому спектру при увеличении энергии (Рис. 31б). Такие резкие изменения свойств выходного излучения являются признаком быстрого нарастания ионизации под действием предельно коротких лазерных импульсов. Это подтверждается тем, что в этом диапазоне E_0 , рост нестабильности E_s сопровождается резким падением пропускания волокна.

3.4 Генерация однопериодного фазостабильного инфракрасного импульса гигаваттной мощности

Как видно из анализа представленных выше экспериментов (Рис. 29), существует широкий диапазон энергий входных импульсов и давлений аргона в волноводе, при которых возможна компрессия импульса до предельно малых значений длительности $\tau < 10$ фс. Эти значения составляют менее полутора периодов колебаний поля для центральных длин волн импульсов в диапазоне ≈ 1850 - 2000 нм, рассчитывающихся как центр масс спектра в частотном представлении. Полная энергия импульса, измеряемая на выходе из волновода, состоит из пика малой длительности и пьедестала, в котором может быть до 65% энергии. Энергия в интересующем нас однопериодном пике рассчитывается на основе восстановленной при помощи метода SEA-SPIDER временной огибающей интенсивности импульса.

Одно из важных преимуществ использования волокон для генерации суперконтинуума и компрессии импульсов – возможность протекания нелинейного процесса в фундаментальной гауссовой моде волновода. На Рис. 32 изображены результаты спектрально-разрешенного анализа профиля пучка многооктавного суперконтинуума на выходе из полого волокна. Анализ показывает, что структура пучка остается однородно одномодовой в пределах всей многооктавной полосы пропускания волокна, что указывает на то, что все спектральные и временные преобразования, приводящие к сжатию импульсов, реализуются в рамках основной моды волновода.

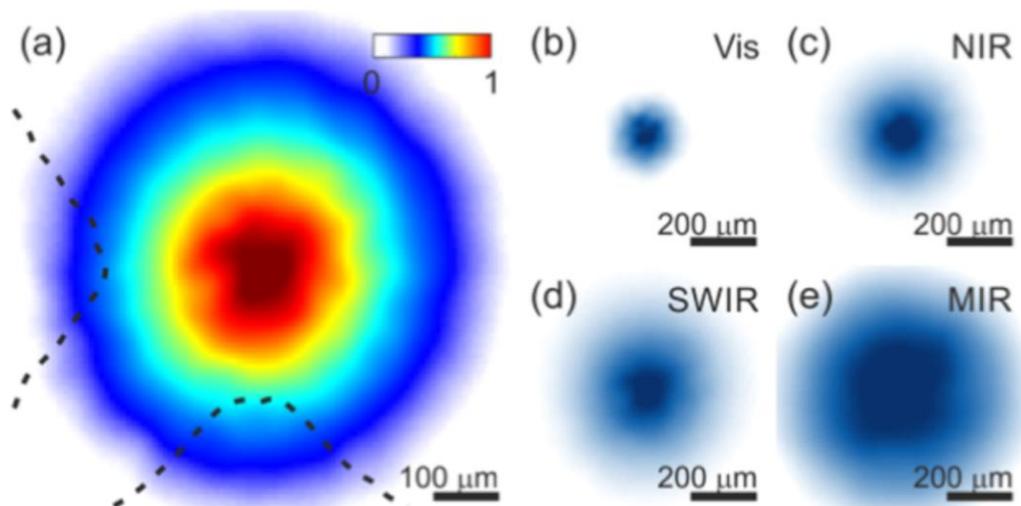


Рис. 32. Мультиспектральная съемка профиля пучка суперконтинуума на выходе из полого антирезонансного волновода (а) во всем спектральном диапазоне и (б-д) в различных узких частях спектра, выделенных набором спектральных фильтров.

Самая малая длительность импульса была достигнута в экспериментах с полым антирезонансным волокном длиной $L \approx 21$ см, заполненным аргоном при давлении газа $p \approx 8$ бар и накачиваемым лазерными импульсами с центральной длиной волны $\lambda_0 \approx 2.1$ мкм, длительностью $\tau_0 \approx 55$ фс и с энергией импульса $E_0 \approx 21$ мкДж. На Рис. 33 изображены результаты измерений для восстановления спектральных и временных характеристик предельно короткого импульса, длительность которого составила $\tau_s \approx 6.6$ фс (FWHM). Измеренная для реализации метода X-SEA-F-SPIDER интерферограмма изображена на Рис. 33а, и она не только дает информацию о спектральной фазе, но и показывает однородность спектральной фазы вдоль одной из пространственных осей пучка. Данный метод позволил восстановить спектр и спектральную фазу импульса в диапазоне длин волн от ≈ 1000 нм до ≈ 3200 нм.

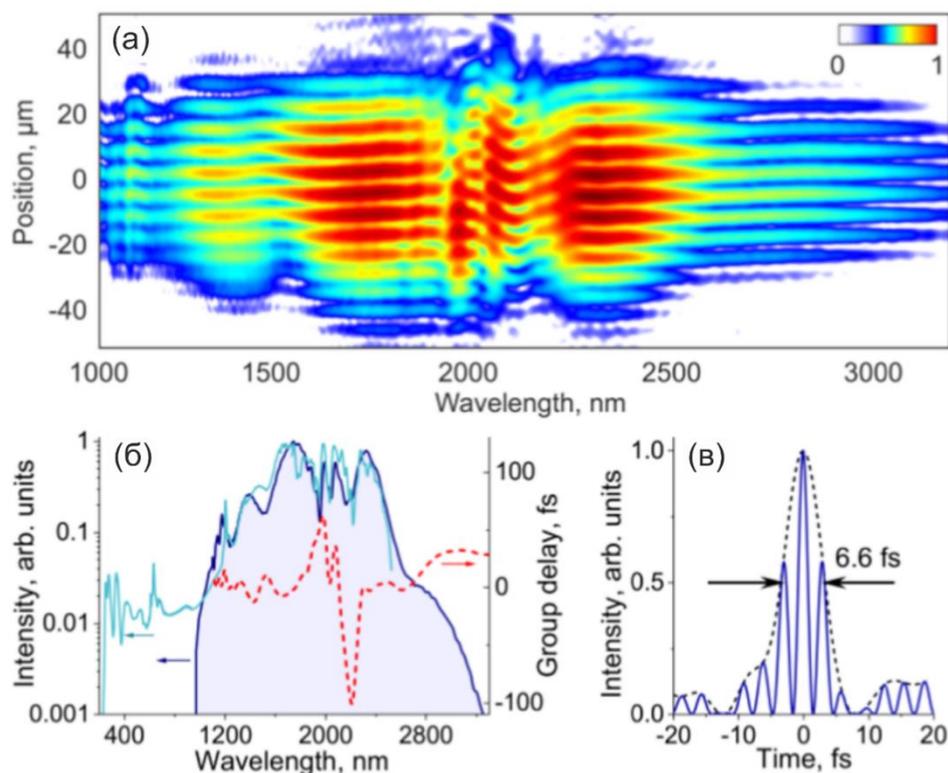


Рис. 33. Характеризация импульса на выходе из полого волокна с $L \approx 21$ см и $p \approx 8$ бар, накачиваемого импульсами с $\lambda_0 \approx 2,1$ мкм, $\tau_0 \approx 55$ фс и $E_0 \approx 21$ мкДж. (а) Интерферограмма X-SEA-F-SPIDER выходного сигнала суперконтинуума в ИК диапазоне; (б) Спектральная интенсивность, измеренная с помощью спектрометров (голубая линия) и полученная из измерений X-SEA-SPIDER (синяя линия с затенением), вместе со спектральной фазой (красная линия) и (в) поле импульса (синяя линия) вместе с его огибающей (черная линия).

На Рис. 33б изображены результаты спектральной характеристики однопериодного импульса. Голубой линией на Рис. 33б изображен спектр, покрывающий практически

весь спектральный диапазон многооктавного суперконтинуума (от ≈ 200 нм до ≈ 2500 нм) и измеренный с помощью коммерческих спектрометров. Синей линией с затенением показан спектр, полученный с помощью X-SEA-F-SPIDER вместе с восстановленной спектральной фазой. Данный метод не позволяет исследовать спектральный диапазон 200-1100 нм, в который преобразуется $\approx 3\%$ энергии в результате солитонной самокомпрессии, зато дает информацию о суперконтинууме в диапазоне > 2500 нм, недоступном спектрометру с InGaAs матрицей. Свойства части спектра излучения суперконтинуума в видимом и ближнем ИК диапазоне будут представлены в главе 4, в то время как демонстрация однопериодного импульса опирается на спектр и спектральную фазу, получаемую с помощью интерференционного метода SPIDER. Фурье-преобразование этих данных дает информацию о временной огибающей однопериодного лазерного импульса Рис. 33в.

Центральная длина волны охарактеризованного импульса, определяемая как $\lambda_s = 2\pi c/\omega_s$, где $\omega_s = \int \omega S(\omega) d\omega / \int S(\omega) d\omega$, а $S(\omega)$ — спектральная интенсивность выходного сигнала волокна, смещена в синюю сторону $\lambda_s \approx 1.9$ мкм, относительно центральной длины волны импульса холостой волны $\lambda_0 \approx 2.1$ мкм. Период поля несущей на этой длине волны составляет $T_s = \lambda_s/c \approx 6.3$ фс. Таким образом, даже с учетом синего сдвига $\lambda_0 \rightarrow \lambda_s$, длительность импульса $\tau_s \approx 6.6$ фс соответствует $1.04T_s$, т. е. всего на 4% длиннее периода поля несущей. Полная энергия импульса составила ≈ 20 мкДж, энергия центрального однопериодного пика можно оценить в $E_s \approx 9.8$ мкДж, при этом его пиковая мощность составляет $P_s \approx 1.5$ ГВт.

Дальнейшее увеличение энергии солитона, приводящего к формированию однопериодного лазерного импульса на выходе волокна, является сложной, но осуществимой задачей. В приближении, где пренебрегаются дисперсия и нелинейность высшего порядка, динамика солитонной самокомпрессии масштабируется до больших значений E_s за счёт увеличения входной пиковой мощности P_0 таким образом, чтобы нелинейная длина l_{nl} оставалась постоянной [39,183]. Этого можно достичь путем снижения давления газа p , заполняющего сердцевину волновода. Кроме того, меньшие значения p могут снизить влияние эффекта фотоионизации газа под действием мощных лазерных импульсов. Чтобы дополнительно уменьшить нестабильности, вызванные фотоионизацией, можно использовать полое волокно с большим диаметром сердцевины

D_c для снижения интенсивности импульса $I_0 \approx P_0/D_c$. Поскольку изменение D_c повлияет на профиль дисперсии групповых скоростей волновода, требуется тонкая настройка структуры оболочки антирезонансного световода для обеспечения высокого пропускания и аномальной дисперсии во всем спектральном диапазоне, в котором происходит генерация однопериодного лазерного импульса. Другим важным масштабируемым параметром является частота повторения лазерных импульсов. Используемая в экспериментальной работе частота ($f_0 = 1$ кГц), оказывается значительно ниже критического уровня f_0 , при котором эффективность антирезонансного волновода как источника однопериодных импульсов становится чувствительной к f_0 . При $f_0 = 1$ кГц интервал между лазерными импульсами, $\tau_l = 1/f_0 = 1$ мс, на порядки больше типичного времени жизни лазерно-индуцированной плазмы [173,179], которую сверхкороткие импульсы возбуждают в заполняющем полое волокно газе. Поскольку поглощение лазерного излучения как нейтральным газом, так и плазмой в наших экспериментах очень слабое, а тепловые эффекты незначительны, можно безопасно увеличить частоту повторения импульсов по крайней мере на порядок.

При достижении длительности импульса порядка одного периода поля, значительную роль начинает играть СЕР, определяющая распределение поля под огибающей импульса, поэтому в работе было проведено исследование флуктуаций фазы в процессе генерации однопериодных импульсов. Стабильность фазы от импульса к импульсу достигается с помощью пассивной стабилизации холостой волны, сгенерированной в оптическом параметрическом усилителе (глава 2). Импульсы холостой волны с $\lambda_0 \approx 2.1$ мкм, $\tau_0 \approx 55$ фс используются в качестве накачки для реализации солитонной самокомпрессии. Поскольку эффект фазовой самомодуляции, приводящий к генерации суперконтинуума, не влияет на СЕР, излучение на выходе из волокна также должно быть фазостабилизированно. Исследование флуктуаций фазы предельно коротких импульсов опирается на однопроходную схему нелинейного f-2f интерферометра (Рис. 17б), на вход которой подается суперконтинуум с выхода из волновода, что позволяет избежать необходимости использовать кристалл YAG.

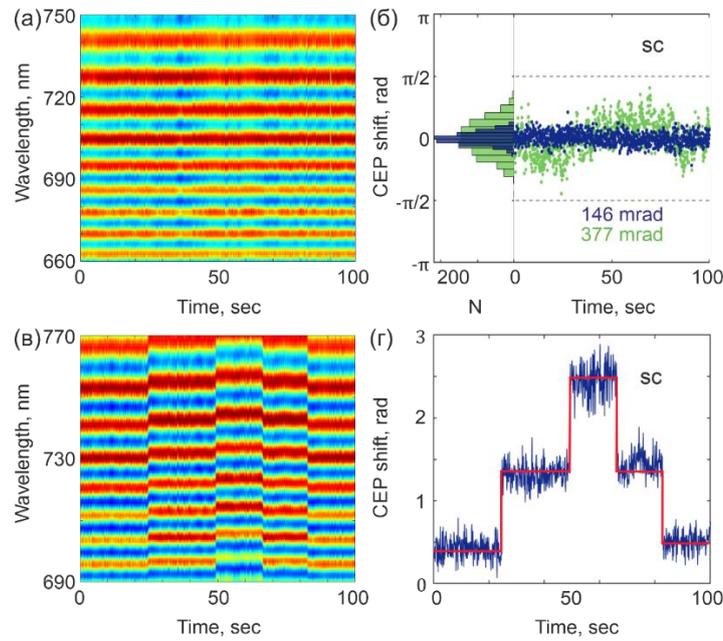


Рис. 34. (а, в) Карты спектральной интерференции фазостабилизированного суперконтинуума на выходе из волновода в случае (а) активной стабилизации и (в) ступенчатого изменения фазы. (б, г) Восстановленное значение флуктуаций CEP суперконтинуума от импульса к импульсу в случае (б) активной стабилизации и (г) ступенчатого изменения фазы.

На Рис. 34 представлены результаты анализа флуктуаций CEP суперконтинуума на выходе из полого антирезонансного волновода. Диаграмма колебаний CEP (Рис. 34б) от импульса к импульсу, полученная при обработке $f-2f$ интерферограммы (Рис. 34а), демонстрирует сохранение высокочастотной стабильности фазы импульсов при распространении в волокне. Среднее квадратичное отклонение скачков фазы на масштабе 100 секунд ставило ≈ 380 мрад без применения активной стабилизации (зеленые точки на Рис. 34б), а в случае применения обратной связи для подстройки медленного ухода фазы, RMS флуктуаций можно уменьшить до ≈ 146 мрад. Это значение больше, чем в случае холостой волны на выходе из ОПУ (RMS ≈ 106 мрад, Рис. 18б) из-за увеличенного оптического пути, приводящего к пространственным колебаниям пучка, а значит к флуктуации мощности излучения, заводимого в полый волновод. Кроме того, с помощью системы подстройки с обратной связью можно управлять абсолютным значением CEP, что показано на Рис. 34в,г. Продемонстрированная стабильность фазы поля относительно огибающей однопериодного импульса в пределах ≈ 146 мрад вместе с возможностью управления абсолютным значением фазы открывает широкие возможности для исследования CEP-чувствительных сверхбыстрых процессов в газах, жидкостях и твердых телах.

3.5 Модовый состав излучения суперконтинуума предельно короткого импульса в видимой области

Представленный ранее анализ дисперсии и пропускания волновода был проделан для фундаментальной волноводной моды LP_{01} , поскольку, как показано на Рис. 32, предельно короткий импульс в широком спектральном диапазоне генерируется преимущественно в пределах основной моды волновода. Однако, более подробный анализ с использованием набора узкополосных спектральных фильтров выявил особенности модового состава видимой и ультрафиолетовой части суперконтинуума (Рис. 35).

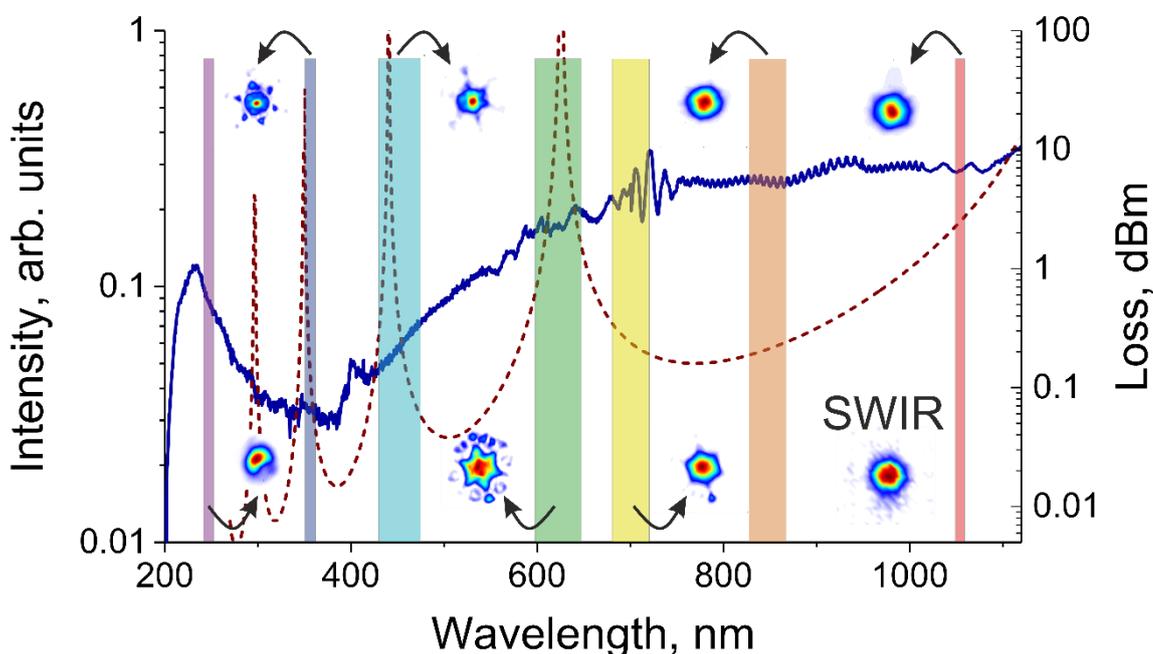


Рис. 35. Спектр видимой и ближней инфракрасной части многооктавного суперконтинуума на выходе из волновода (синяя линия) и рассчитанные с помощью аналитической модели потери волновода в фундаментальной моде (красная пунктирная линия). Во вставках, поперечные моды, соответствующие выделенным спектральным диапазонам.

При исследовании видимой и ближней инфракрасной части спектра суперконтинуума (СК) были обнаружены отличительные особенности модового состава выходного излучения. Схема регистрации пространственной структуры излучения состояла из изображающей $4f$ системы, перестраивающей выходной торец волокна на камеру. Для того чтобы избежать хроматические aberrации, использовались коллимирующее параболическое и фокусирующее сферическое зеркала. Фокусные расстояния зеркал составляли 10 см и 50 см соответственно, что приводило к увеличению

изображения на камере в пять раз. Различные спектральные области были выделены с помощью узкополосных фильтров на длинах волн 245 нм, 355 нм, 445 нм, 620 нм, 700 нм, 850 нм и 1064 нм. Такой набор фильтров позволил выделить спектральные области, в которых проявляются различные пространственные свойства излучения: области дисперсионной волны (Рис. 35, фиолетовая область), резонансов волновода (Рис. 35, синяя, голубая и зеленая области), спектральной интерференции с высокой видимостью (Рис. 35, желтая область), малых потерь волновода (Рис. 35, оранжевая и красная области). Каждому из диапазонов поставлено в соответствие изображение поперечного сечения излучения на выходе из волновода.

Пространственное распределение излучения СК в ближнем инфракрасном (800 – 1100 нм) и коротковолновом инфракрасном (1300 – 3000 нм) спектральных диапазонах соответствуют фундаментальной моде LP_{01} полой сердцевины, так как в этих диапазонах не возникает условий возбуждения высших мод. В высокочастотной спектральной области на длине волны 245 нм генерируется дисперсионная волна также преимущественно в основной моде волновода. С другой стороны, в видимой области спектра от 350 нм до 650 нм изображение излучения СК на выходе из волновода обладает особенностями из-за возбуждения высших мод сердцевины и мод капилляров, что особенно сильно проявляется на длине волны 620 нм.

Общий ход эволюции спектра при увеличении энергии входных импульсов (Рис. 36а) соответствует режиму солитонной самокомпрессии излучения для видимого диапазона. При малой энергии импульсов (до ≈ 7 мкДж) наблюдается компонента на длине волны в окрестности третьей гармоники ≈ 670 нм от импульса накачки на ≈ 2000 нм, а при увеличении энергии разделяется на две части, одна из которых сдвигается в красную область (до ≈ 700 нм), а другая в синюю область (до ≈ 20 нм). Для анализа свойств этих частей были использованы два узкополосных фильтра FВН620-52 и FВН700-40 (Thorlabs). При небольших энергиях импульса накачки до 15 мкДж в обеих областях наблюдается сложная модовая структура (Рис. 36б), различающаяся только более эффективным возбуждением мод капилляров на длине волны 620 нм. При увеличении энергии синее крыло суперконтинуума перетекает в видимую область, а также формируется мощная дисперсионная волна в окрестности длины волны ≈ 250 нм. Так как спектральные компоненты этого крыла генерируются на последнем этапе

распространения излучения в волноводе, а также вследствие того, что антирезонансная структура удерживает большую часть этого излучения в основной волноводной моде, в структуре поперечного сечения излучения проявляется LP_{01} мода, которая при дальнейшем увеличении энергии становится подавляющей.

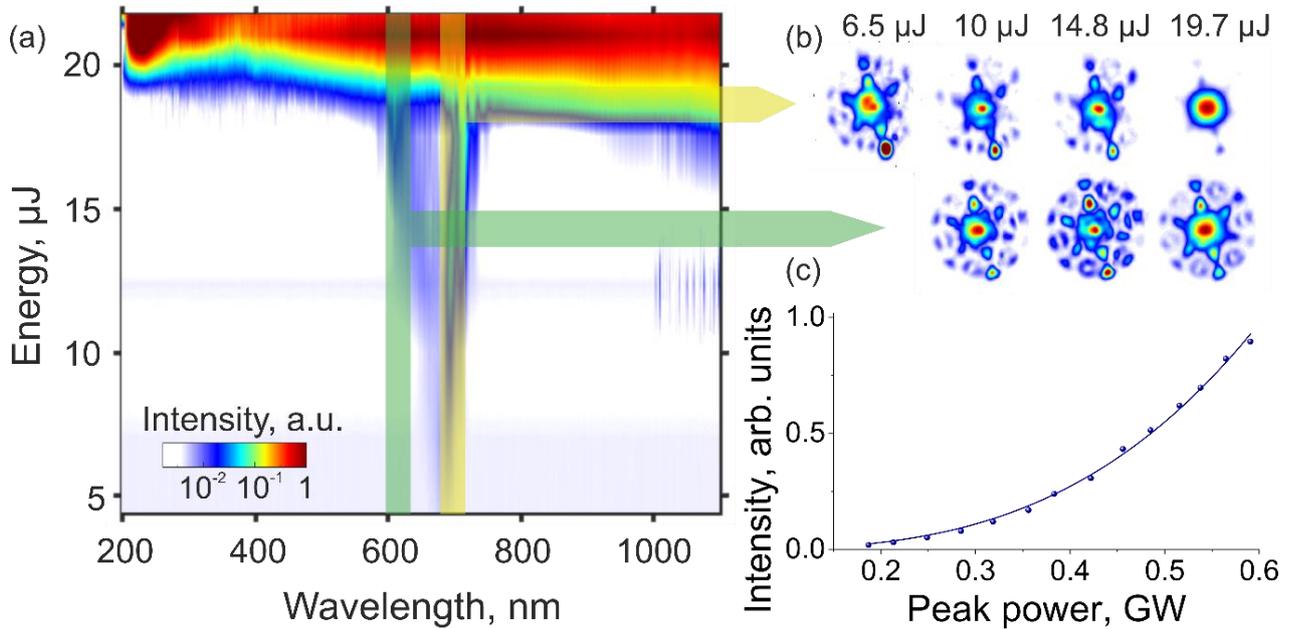


Рис. 36. (а) Генерация видимой части суперконтинуума в волноводе в зависимости от энергии входных импульсов. (б) Поперечные моды выходного излучения в узких спектральных диапазонах вблизи длин волн 620 нм (зеленая заливка) и 700 нм (желтая заливка) для различных энергий излучения, распространяющегося в волноводе. (в) Зависимость энергии сигнала третьей гармоники от пиковой мощности входного излучения измеренная (точки) и аппроксимированная функцией ax^b , где $b = 3.15$ (синяя кривая).

Рассмотрим коротковолновую часть описываемого сигнала вблизи 620 нм (Рис. 36а). Сигнал появляется при энергии $E_0 \approx 10$ мкДж, после чего начинает быстро нарастать, за счет спектрального уширения накачки до ~ 1900 нм, где условия фазового согласования генерации третьей гармоники (ГТГ) реализуются наиболее полно (Рис. 37б). Фазовая расстройка процесса ГТГ $\Delta k = 3k_0(n^{3\omega} - n^\omega)$ определяется величиной $\Delta n_{3\omega} = (n_{nm}^{3\omega} - n_{01}^\omega)$, где n_{nm} , эффективный показатель преломления моды сердцевинки LP_{nm} [174]. Наиболее близки к выполнению фазового синхронизма в области длин волн 400 – 700 нм моды LP_{12} и LP_{41} , причем их пространственная структура хорошо узнаваема в эксперименте (Рис. 37а). Однако, проявляющиеся в эксперименте кольцевые моды капилляров не удается описать в рамках данной модели. Они возникают в результате перетекания излучения из высших мод, эффективность которого зависит от расстройки $\Delta n_{\text{tube}} = (n_{nm}^{\text{core}} - n_{11}^{\text{tube}})$, где

n^{core} , n^{tube} показатели преломления для мод сердцевины и капилляра, соответственно. Наибольшая длина синхронизма такой межмодовой перекачки энергии в области ~ 600 нм возникает у мод LP_{12} и LP_{41} сердцевины, в которых условия фазового согласования ГТГ благоприятствует. Длинноволновой пик излучения в области 670 – 700 нм (Рис. 36а, желтая заливка) становится заметным при достижении энергии накачки ~ 6.5 мкДж (при давлении аргона 4 атм) и интерпретируется нами как третья гармоника от центральной длины волны накачки. Анализ зависимости яркости сигнала, генерируемого при пониженном давлении аргона во избежание развития сложной нелинейной временной динамики, от энергии накачки показал кубический закон, что ожидаемо для процесса ГТГ. Здесь было важно учесть проявляющийся эффект спектральной компрессии накачки при увеличении энергии на входе в волновод, отражающийся в увеличении длительности импульса в 1.5 раза.

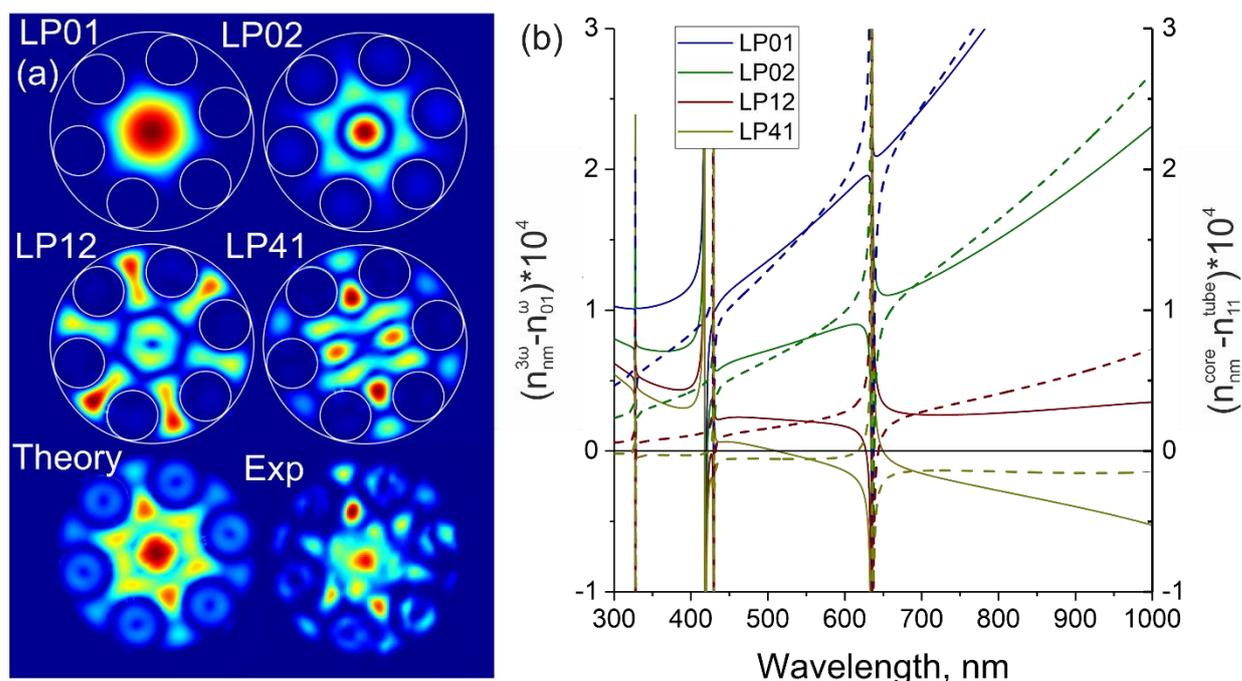


Рис. 37. (а) Рассчитанные LP_{nm} моды полого антирезонансного волновода и сравнение комбинации этих мод с экспериментально полученным пространственным распределением излучения на длине волны 620 нм на торце световода. (б) Спектральная зависимость отстроек показателя преломления $\Delta n_{3\omega}$ и Δn_{tube} для процесса генерации третьей гармоники в высшие моды и перетекания излучения из высших мод сердцевины.

В области длин волн 700 нм из-за слабой связи между модами третья гармоника генерируется как в высших модах, так и в фундаментальной моде LP_{01} сжатым по длительности импульсом на конце световода. Отличное качество пучка на утроенной частоте (Рис. 36б) позволило наблюдать явление $f-3f$ интерференции широкополосного

импульса и его гармоники при вариации фазы поля относительно огибающей интенсивности ϕ_{CEP} . Регистрируемая разность фаз между сдвинутым в синюю область фундаментальным излучением и N -гармоникой $\phi^{f-Nf} = N\phi^f - \phi^{Nf}$, где $\phi^{Nf} = 2\pi Nft + \phi_{CEP}$, фаза спектральных компонент суперконтинуума вблизи N -гармоники, а $N\phi^f = 2\pi Nft + N\phi_{CEP}$, фаза генерируемой N -ой гармоники, несет информацию о стабильности фазы поля СК относительно огибающей $\phi^{f-Nf} = (N-1)\phi_{CEP}$. Используемый в качестве накачки импульс холостой волны обладает пассивной стабилизацией ϕ_{CEP} от импульса к импульсу, что позволяет измерить ϕ^{f-Nf} в эксперименте. Была подтверждена удвоенная скорость смещения фазы ϕ^{f-3f} сигнала из световода (Рис. 38б) по отношению к ϕ^{f-2f} (Рис. 38а) за счет анализа $f-3f$ интерференции излучения на выходе из волокна и независимого наблюдения $f-2f$ интерференции. На Рис. 38в видно хорошее соответствие между устанавливаемой фазой и измеренной двумя независимыми методами. Отклонение измеряемой фазы от устанавливаемой показано на Рис. 38г, дисперсия которого равна $\sigma^{f-2f} = 190$ мрад и $\sigma^{f-3f} = 0.22$ мрад в диапазоне изменения фазы 6π в зависимости от метода. Таким образом, $f-3f$ интерференцию, возникающую в результате солитонной самокомпрессии, можно использовать для контроля скачков ϕ_{CEP} предельно коротких импульсов на выходе из волновода.

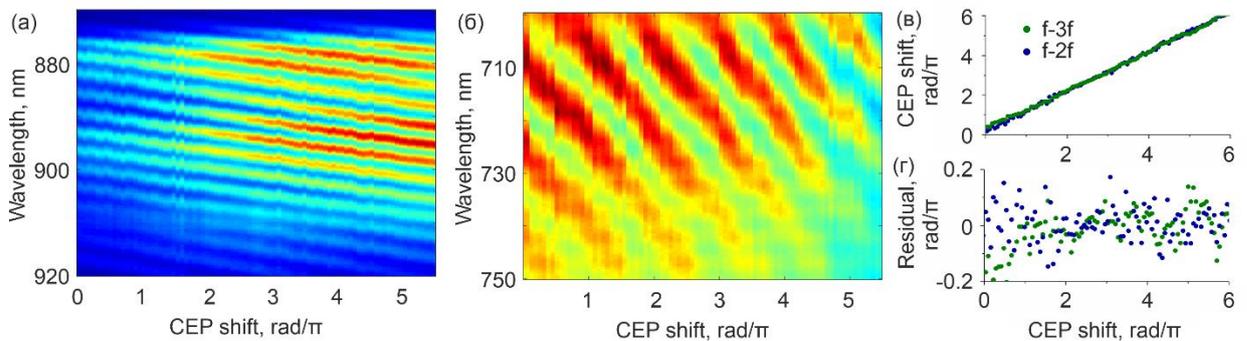


Рис. 38. (а,б) Спектрограммы $f-2f$ (а) и $f-3f$ (б) интерферометрии суперконтинуума на выходе из антирезонансного световода. Скорость смещения пиков в случае $f-3f$ интерферометрии в 2 раза быстрее при изменении фазы накачки. (в) Восстановленные ϕ_{CEP} по $f-2f$ (синие квадраты) и $f-3f$ (зеленые точки) интерферометрии при вариации ϕ_{CEP} от 0 до 6π и (г) отклонения измеренных и установленных значений фазы.

Подводя итоги настоящей главы, отметим, что был продемонстрирован метод генерации предельно коротких лазерных импульсов со стабильной фазой на основе солитонной самокомпрессии импульсов холостой волны с $\lambda_0 \approx 2.1$ мкм, $\tau_0 \approx 55$ фс в полых антирезонансных волноводах. Было продемонстрировано преимущество данного типа волокон для задачи компрессии сверхкоротких лазерных импульсов, а также

экспериментально исследована солитонная динамика распространения излучения в световоде. Была показана возможность генерации в таких волокнах многооктавного суперконтинуума со спектром, простирающимся от ≈ 200 нм до ≈ 3200 нм. С помощью интерференционного метода характеристики импульсов X-SEA-F-SPIDER была восстановлена спектральная фаза инфракрасной части импульса, содержащая большую часть его энергии, что позволило определить длительность импульса на выходе из волновода величиной $\tau_s \approx 6.6$ фс. С учетом центральной длины волны, оцениваемой как $\lambda_s \approx 1.9$ мкм, длительность импульса соответствует приблизительно одному периоду колебания поля $T_s \approx 6.3$ фс. Учитывая, что энергия центрального предельно короткого пика составила $E_s \approx 9,8$ мкДж, его пиковая мощность достигает гигаваттного значения $P_s \approx 1,5$ ГВт. Флуктуации CEP, измеренные с помощью f-2f интерферометра на выходе из волновода, ограничиваются значением $\text{RMS} \approx 146$ мрад, а абсолютное значение фазы может управляться с помощью системы обратной связи.

Таким образом, в главе продемонстрирована возможность получения однопериодных гигаваттных инфракрасных импульсов со стабильной фазой относительно огибающей, которые могут быть использованы для исследования фазочувствительных сверхбыстрых процессов в газах, жидкостях и твердых телах. Кроме того, был проведен анализ модового состава широкополосного излучения со спектром, простирающимся в диапазоне от 200 до 3200 нм, полученного в процессе солитонной самокомпрессии в полом волноводе. Было подтверждено, что большая часть излучения, формирующая предельно короткий импульс (1300-3200 нм), локализована в основной пространственной моде LP_{01} . Было обнаружено, что в видимой части суперконтинуума выполняются условия фазового согласования, приводящие к генерации третьей гармоники в высших волноводных модах и модах тонкостенных капилляров вблизи длины волны 620 нм. Кроме того, было показано, что излучение третьей гармоники, генерирующееся в условиях фазового синхронизма на длине волны 700 нм может быть использовано для измерения флуктуаций фазы поля относительно огибающей импульсов на выходе из волновода.

Глава 4. Фемтосекундная спектроскопия фазочувствительных сверхбыстрых процессов в газе и твердотельных материалах

В главе 4 представлены результаты экспериментальных и численных исследований эффектов, чувствительных к фазе поля относительно огибающей импульса. Проведен анализ преобразований, за счет которых в видимой части многооктавного суперконтинуума возникает чувствительность спектра к фазе импульса на входе в волновод. Численный анализ на основе обобщенного нелинейного уравнения Шрёдингера применяется для описания экспериментальных результатов и определения природы зависимости спектра от CEP. Кроме этого, в главе показаны результаты фемтосекундной спектроскопии фотоионизации селенида цинка в схеме накачка-зондирование. Было показано, что образование плазмы мощным инфракрасным импульсом накачки в толстых образцах ($l \geq 200$ мкм) ZnSe приводит к подавлению спектра пробного импульса в видимом диапазоне на $\approx 95\%$ за счёт плазменного поглощения и рефракции. Также было показано, что ионизация тонкой пленки ZnSe толщиной 1 мкм приводит к спектральному уширению, чувствительному к CEP импульса накачки. Численный анализ показывает, что новые фазочувствительные спектральные компоненты генерируются за счёт плазменной нелинейной добавки к показателю преломления и нелинейного плазменного поглощения, что демонстрирует возможность управления электронной динамикой в твердом с помощью фазы поля однопериодных импульсов.

4.1 Моделирование распространения предельно короткого импульса в нелинейной среде с учетом фазы.

Теоретическое моделирование распространения сверхкоротких лазерных импульсов в среде с нелинейностью, описываемой пертурбативным подходом (в рамках теории возмущений), может быть сделано на основе решения уравнения распространения в форме обобщенного нелинейного уравнения Шрёдингера [39,173]. Простейшая численная модель, рассмотренная в Главе 3 и описываемая уравнением (3.1), ограничена случаем относительно длительных импульсов $\tau_0 > 1$ пс и не учитывает множество эффектов, играющих важную роль при распространении импульса. Учет дисперсии высших порядков, эффекта самоукручения заднего фронта импульса и плазменных эффектов может расширить область применения до длительностей порядка 10 фс, однако

даже в этом случае комплексная амплитуда заведомо не несет информацию о фазе поля относительно огибающей, что делает невозможным описание чувствительных к СЕР процессов, возникающих при распространении импульса в волноводе. Для моделирования самокомпрессии импульсов до длительностей $\tau_0 < 10$ фс и учета фазы необходимо решать уравнение распространения, записанное для электрического поля $E(\eta, z)$, где $\eta = t - z/v_g$, v_g – групповая скорость. В частотном представлении уравнение имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}(\omega, z) = & i\tilde{D}(\omega)\tilde{E}(\omega, z) - \alpha(\omega)\tilde{E}(\omega, z) + \frac{i\omega}{2cn_0} \tilde{F}[\chi^{(3)}E^3(\eta, z)] - \\ & - \tilde{F}\left[\frac{U_i W(I)(\rho_0 - \rho(\eta, z))}{2I} E(\eta, z)\right] - \left(\frac{i\omega_0^2 \omega}{2cn_0 \rho_c(\omega^2 + \tau_c^{-2})} + \frac{\sigma(\omega)}{2}\right) \tilde{F}[\rho(\eta, z)E(\eta, z)] \end{aligned} \quad (4.1)$$

Здесь $\tilde{E}(\omega, z)$ – Фурье-образ поля, $\tilde{D} = \beta(\omega) - 1/v_g$ – дисперсионный оператор, $\beta(\omega) = \omega n(\omega)/c$ – постоянная распространения, $n(\omega)$ и $\alpha(\omega)$ – эффективный показатель преломления и коэффициент потерь полого антирезонансного волновода, n_0 – показатель преломления на центральной частоте ω_0 , \tilde{F} – оператор преобразования Фурье, n_2 – нелинейный показатель преломления. В данном выражении учитываются керровская нелинейность, генерация третьей гармоники и другие четырехволновые взаимодействия, самоукручения заднего фронта импульса, а также высшие порядки дисперсии и волноводные потери.

Кроме того, в данной модели учитывается мгновенная ионизация газа сверхкороткими лазерными импульсами, со следующими параметрами: ρ – электронная плотность, $U_i = U_0 + U_{osc}$, U_0 – потенциал ионизации аргона, U_{osc} – пондеромоторная энергия электрона, $W(I)$ – скорость фотоионизации, вычисляемая с помощью модели Переломова-Попова-Терентьева, представляющей модифицированный формализм теории Келдыша [184,185], $\rho_c = \omega_0^2 m_e \epsilon_0 / e^2$ – критическая плотность плазмы, ρ_0 – плотность нейтральных частиц газа, ω_0 – центральная частота лазерного импульса, m_e – масса электрона, e – заряд электрона, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума. Для расчёта скорости ионизации $W(I)$ в работе использовалась мгновенная интенсивность $I(\eta, z) = \epsilon_0 c n_0 E^2(\eta, z)/2$. Электронная плотность рассчитывается совместно с уравнением (4.1) с помощью выражения:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \eta} = W(I) + \sigma(\omega_0) U_i^{-1} \rho I, \quad (4.2)$$

где сечение лавинной ионизации $\sigma(\omega)$ включено в модель по формуле Друде $\sigma(\omega) = e^2\tau_c[m_c\varepsilon_0n_0c(1 + \omega^2\tau_c^2)]^{-1}$, где τ_c – время столкновений. Параметры аргона как нелинейной среды взяты из работ [173,179]: восприимчивость третьего порядка $\chi^{(3)} = 1.8 \cdot 10^{-21}(p/p_{\text{atm}})$ см²/В², соответствующая нелинейному показателю преломления $n_2 = 3\chi^{(3)}/(4c\varepsilon_0n_0^2) = 1.7 \cdot 10^{-19}(p/p_{\text{atm}})$ см²/Вт, потенциал ионизации $U_0 = 15.76$ эВ, время столкновений $\tau_c = 190(p_{\text{atm}}/p)$ фс, где p – давление аргона, а p_{atm} – атмосферное давление.

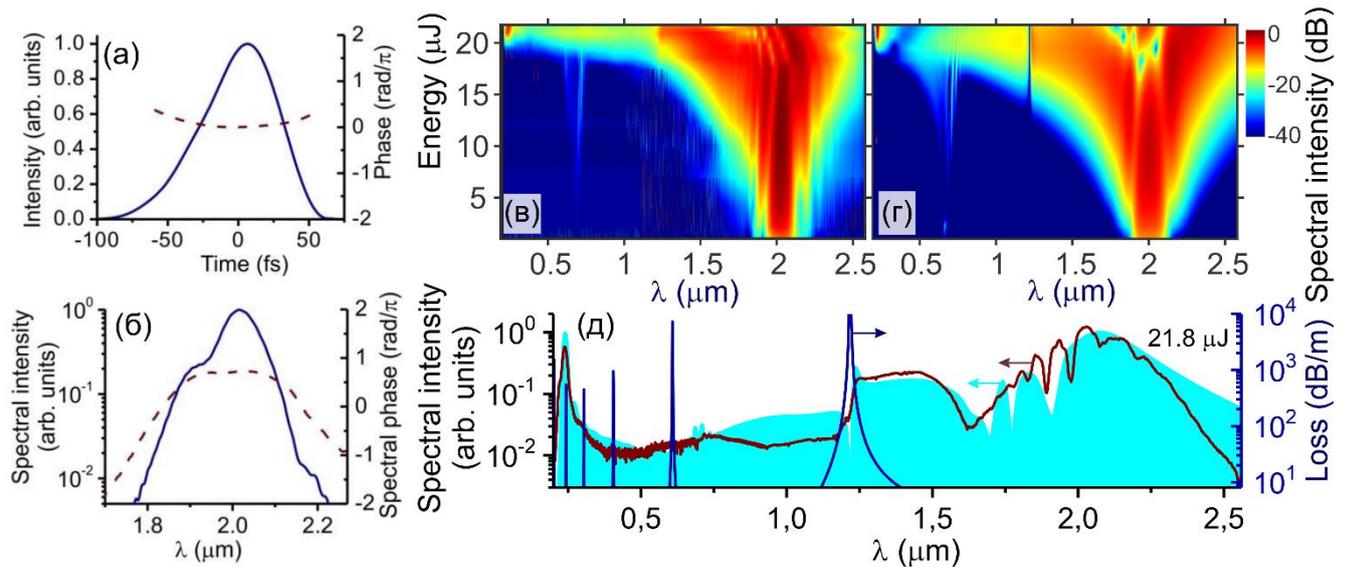


Рис. 39. (а) Временная огибающая (синяя линия) и фаза (красная линия); (б) спектр (синяя линия) и спектральная фаза (красная линия) импульса на входе в волновод. (в, г) Генерация суперконтинуума в полном антирезонансном волноводе как функция энергии входного излучения, полученная (в) экспериментально и (г) с помощью решения уравнения распространения (4.1). (д) Экспериментальный (красная линия) и полученный численно (голубое затенение) спектр суперконтинуума на выходе из волновода при входной энергии импульса равной 21.8 мкДж. Синие линии показывают потери волновода вблизи резонансных длин волн.

Сравнение результатов численного моделирования с экспериментальными данными производится с помощью спектрального анализа нелинейного преобразования сверхкоротких импульсов в полном волноводе Рис. 39в-д. Для этого был измерен спектр излучения на выходе из волновода в зависимости от входной энергии импульса при давлении аргона в волноводе равном 4 бар. В данном эксперименте импульсы холостой волны на входе в волновод имели длительность $\tau_0 \approx 62$ фс на центральной длине волны $\lambda_0 \approx 2$ мкм (Рис. 39а,б). Такие характеристики импульсов также использовались в качестве начальных в численном моделировании. Экспериментальные (Рис. 39в) и численные (Рис. 39г) результаты демонстрируют динамику спектрального уширения импульса в режиме солитонной самокомпрессии, дополненной эффектом самоукручения заднего

фронта импульса и параметрической генерацией четырехволновых компонент на синем крыле спектра сжимающегося солитона.

Минимальная длительность импульса достигается при энергиях $E_0 \approx 19.5$ мкДж, причем спектр в этом случае покрывает весь диапазон измерительных приборов: от 200 нм до 2600 нм. При дальнейшем увеличении энергии синее крыло спектра солитона достигает длины волны фазового согласования черенковского излучения, в результате чего солитон начинает отдавать свою энергию дисперсионной волне, лежащей в ультрафиолетовом диапазоне. На Рис. 39д изображены выходные спектры при энергии импульсов холостой волны ≈ 21.8 мкДж, полученные в эксперименте (красная линия) и с помощью численного моделирования (голубое затенение). Как можно заметить, полученный численно спектр повторяет основные особенности формы экспериментального многооктавного суперконтинуума, а также предсказывает усиление ультрафиолетовой дисперсионной волны.

Временные характеристики выходного излучения в эксперименте исследуются с помощью системы характеристики импульса X-SEA-F-SPIDER, которая позволяет восстанавливать спектральную фазу в диапазоне от ≈ 1000 нм до ≈ 3200 нм. На Рис. 40а сплошными линиями изображены результаты восстановления формы импульса с экспериментально полученным спектром, показанным на Рис. 39д. Длительность огибающей импульса составляет ≈ 8 фс, и при такой длительности пиковая интенсивность косинус-импульса (розовые линии) примерно на 10% больше пиковой интенсивности синус-импульса (синие линии). При исследовании высоконелинейных процессов, возникающих при взаимодействии предельно коротких импульсов с веществом, эта разница в интенсивности может привести к флуктуациям нелинейного отклика в зависимости от CEP с периодом π .

Теоретический численный анализ, проведенный с помощью уравнений (4.1) и (4.2), предсказывает компрессию импульсов до субпериодной длительности ≈ 2.4 фс (Рис. 40б) со спектром, простирающимся от ≈ 200 нм до ≈ 3000 нм. В этом случае пиковая интенсивность косинус-импульса составляет приблизительно $I_{max} \approx 50$ ТВт/см², что приводит к образованию плазмы с электронной плотностью $\rho \approx 5 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Пиковая интенсивность синус-импульса $I_{max} \approx 36$ ТВт/см² приводит к на порядок меньшей величине ионизации аргона в волноводе. Таким образом, управление фазой поля относительно огибающей субпериодного импульса может давать возможность сверхбыстрого контроля фотоионизацией вещества.

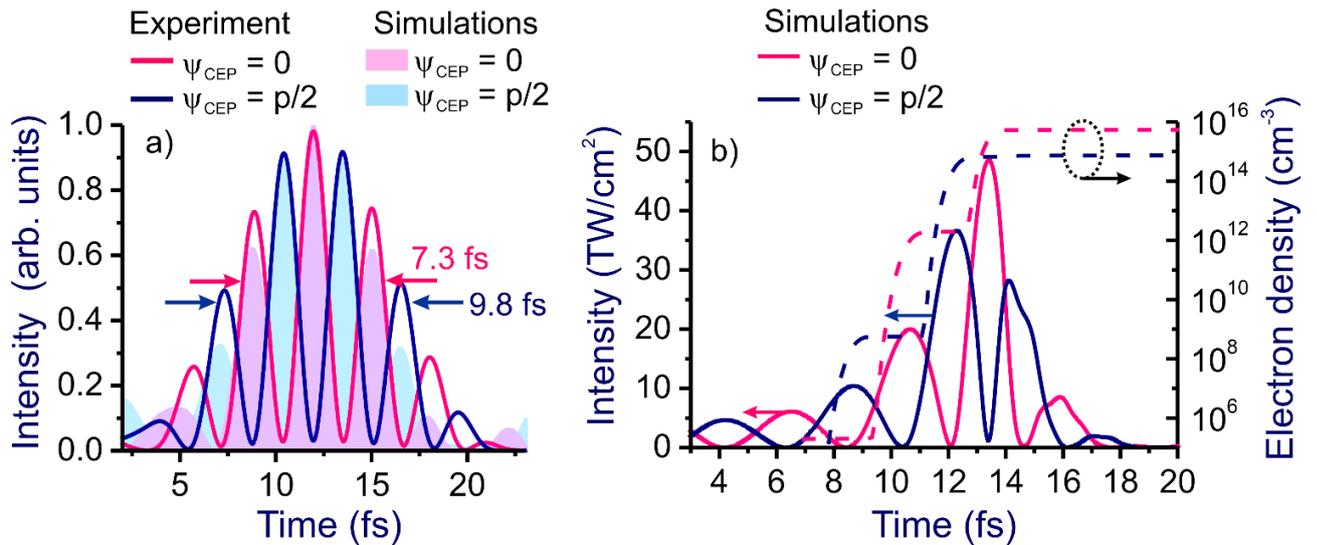


Рис. 40. (а) Измеренная форма поля импульса на выходе из волновода с помощью системы X-SEA-F-SPIDER (сплошные линии) при двух значениях CEP. Затенением показан временной профиль расчётного импульса при $z = 20.3$ см, обработанного после расчёта фурье-фильтром с полосой пропускания 1.0–2.5 мкм. (б) Временной профиль расчётного импульса без применения фильтрации (по левой шкале) и временной профиль генерируемой им электронной плотности (по правой шкале) при разных фазах CEP.

Для того, чтобы сравнить экспериментально полученный импульс на выходе из волновода с результатом численного моделирования, спектр последнего был обработан с помощью супергауссова фильтра с полосой пропускания, совпадающей с диапазоном измерения спектра методом X-SEA-F-SPIDER (1.0–2.5 мкм). Форма импульса изображена на Рис. 40а с помощью затенения, и длительность его огибающей составляет ≈ 7.8 фс. Таким образом, с учетом ограниченности методов измерения, численный результат находится в хорошем совпадении с экспериментальными данными, поэтому важным вопросом остается возможность получения в режиме солитонной самокомпрессии импульса с длительностью менее одного периода поля, как предсказывает решение уравнения распространения (4.1). Экспериментальная характеристика такого субпериодного импульса с многооктавным спектром является сложной задачей, однако в следующем параграфе будет показано использование особенностей получаемого в волноводе суперконтинуума для восстановления спектральной фазы в видимом диапазоне и подтверждения возможности генерации импульсов субпериодной длительности в полном антирезонансном волноводе.

Несмотря на то, что обобщенное нелинейное уравнение Шредингера (4.1) связывает упрощенные модели распространения импульса в нелинейной среде и фотоионизации, оно позволяет с хорошей точностью описывать распространение сверхкороткого

импульса в волноводе, и, как будет показано позднее, дает возможность описывать некоторые чувствительные к CEP эффекты.

4.2 Широкополосная фазочувствительная спектральная интерференция в видимой области многооктавного суперконтинуума

Солитонная самокомпрессия фемтосекундного ИК импульса в полном антирезонансном волноводе приводит к генерации предельно короткого импульса с многооктавным спектром. Большая часть энергии содержится в спектральном диапазоне > 1200 нм, лежащем в основном в первой антирезонансной зоне низких потерь структуры волновода, однако часть излучения преобразуется в ходе нелинейных преобразований в сигнал, лежащий в диапазоне 200-1200 нм. Как видно из Рис. 39в,г, излучение в данном диапазоне формируется за счёт генерации третьей гармоники на начальной стадии развития солитонной самокомпрессии и резко усиливается за счёт самоукручения заднего фронта импульса и ионизационных эффектов при высокой энергии входных импульсов. В данном параграфе показаны результаты исследования свойств излучения суперконтинуума в данном спектральном диапазоне.

Максимальная компрессия импульса сопровождается резким уширением спектра в высокочастотную область, при этом синее крыло суперконтинуума достигает 250 нм, однако ещё не наблюдается интенсивного преобразования излучения в дисперсионную волну. В ходе проведения экспериментов было обнаружено, что в этом режиме, при входной энергии $E_0 \approx 19.5$ мкДж, спектр видимой части суперконтинуума приобретает явно выраженную зависимость от фазы поля относительно огибающей импульсов холостой волны на входе в волновод (Рис. 41). Как видно из экспериментальной спектрально-фазовой диаграммы (Рис. 41а), осцилляции с периодом π спектральной интенсивности при изменении CEP наблюдаются в диапазоне ≈ 400 - 800 нм. Полученная с помощью решения уравнения (4.1) фазовая диаграмма (Рис. 41б) воспроизводит общий вид спектра, его зависимость от CEP, а также наличие спектральной f - $3f$ интерференции вблизи 740 нм. Основные несоответствия между численными и экспериментальными спектрами на Рис. 41 могут быть объяснены влиянием пространственных мод высшего порядка и их связью с основной волоконной модой, а также утечкой излучения высших порядков в моды тонкостенных капилляров, что не учитывается в одномодовой модели (4.1). В частности, в экспериментах не наблюдалась фазовая модуляция при длинах волн меньших ≈ 400 нм, что соответствует длине волны третьего резонанса, а видность

картины осцилляций во всем диапазоне была меньше, чем у теоретической зависимости. Тем не менее, численный расчёт позволяет сделать выводы о природе данного эффекта.

Описание подобного эффекта в научных публикациях ограничивается несколькими работами. Так, в [186] с помощью численного моделирования показано влияние CEP на спектр суперконтинуума, генерирующегося при филаментации сверхкоротких лазерных импульсов в инертном газе. В данном исследовании показано, что зависимость спектральных компонент от фазы определяется, прежде всего, эффектом $f-3f$ интерференции. Экспериментально влияние фазы наблюдалось в работах [187,188] в условиях филаментации излучения в твердом теле. В этих случаях авторы утверждали, что природа данной зависимости лежит в CEP-чувствительной сверхбыстрой фотоионизации. Кроме того, флуктуации синей части спектра суперконтинуума были теоретически продемонстрированы в работе [93] при образовании световой пули в диэлектрическом материале. В диссертационной работе дается полное описание данного эффекта с численной и экспериментальной точек зрения.

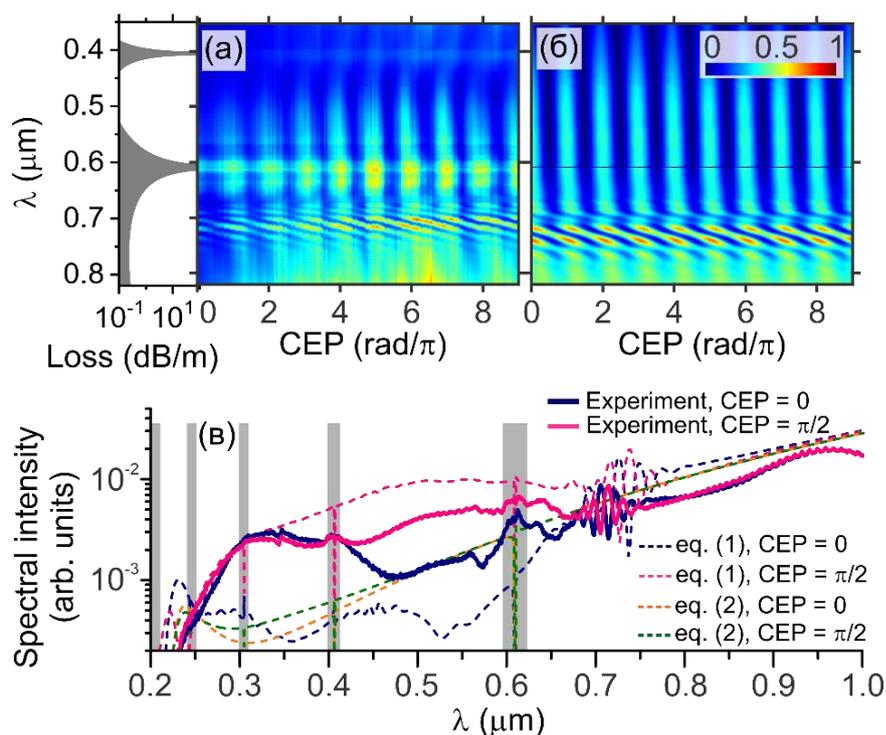


Рис. 41. (а) Экспериментальные и (б) расчётные спектрально-фазовые диаграммы для импульсов с входной энергией 19,5 мкДж, при давлении аргона 4 бар; расчётные потери волновода показаны слева. (с) Экспериментальные (сплошные линии) и численные (штриховые линии) спектры видимого и ближнего ИК-излучения суперконтинуума с CEP импульса накачки, равным нулю (синие и оранжевая линии) и $\pi/2$ (розовые и зеленая линии). Спектры, рассчитанные без учета третьей гармоники, показаны зеленой и оранжевой линиями. Резонансные длины волн волокна обозначены вертикальными серыми линиями.

С помощью уравнения распространения (4.1) можно получить теоретическое понимание наблюдаемого СЕР-чувствительного явления. На Рис. 42 и Рис. 43 изображены результаты численного анализа распространения фемтосекундного лазерного импульса с энергией 19,5 мкДж (Рис. 39а,б) в полном антирезонансном волноводе длиной 24 см, заполненном аргоном под давлением 4 бар. Решение уравнения позволяет следить за спектральной и временной эволюцией импульса по длине волновода. Как видно из Рис. 42а на начальной стадии распространения ($l < 15$ см), наблюдается постепенное уширение спектра и генерация излучения третьей гармоники одновременно с уменьшением длительности импульса (Рис. 42б). По мере компрессии импульса эффект фазовой самомодуляции усиливается, и в точке $l \approx 20$ см происходит резкое уширение спектра в высокочастотную область за счёт самоукручения волнового фронта. Полученные спектральные компоненты в диапазоне от 0,4 до 0,9 ПГц обладают чувствительностью к фазе поля относительно огибающей входных импульсов.

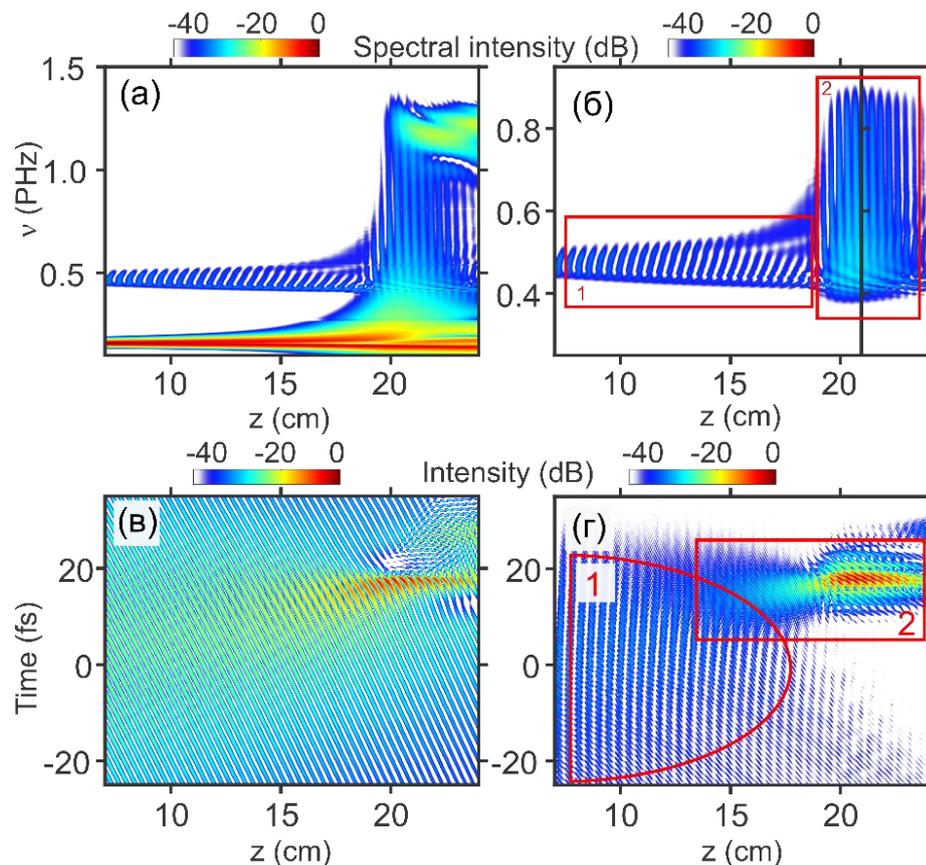


Рис. 42. (а, б) Спектральные и (в, г) временные карты преобразования лазерного импульса 19,5 мкДж в полном антирезонансном волноводе длиной 24 см, заполненном аргоном при давлении 4 атм. (а, в) Полное поле и (б, г) поле с наложенным супергауссовым фильтром с полосой пропускания от 0,4 до 0,9 ПГц.

Для определения источника фазовой чувствительности спектра от ультрафиолетового до ближнего инфракрасного диапазона, было проведено сравнение решения уравнения (4.1) с решением уравнения распространения в отсутствие члена, отвечающего за генерацию третьей гармоники. При этом данная модель включает в себя фотоионизацию, которая может приводить к непертурбативной генерации нечетных гармоник за счёт туннельных фотоионизационных токов:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{A}(\omega, z) = & i\tilde{D}(\omega)\tilde{A}(\omega, z) - \alpha(\omega)\tilde{A}(\omega, z) + i\frac{\omega}{c}\tilde{F} [n_2|A(\eta, z)|^2A(\eta, z)] \\ & - \tilde{F} \left[\frac{U_i W(I)(\rho_0 - \rho(\eta, z))}{2I} A(\eta, z) \right] - \left(\frac{i\omega_0^2 \omega}{2cn_0\rho_c(\omega^2 + \tau_c^{-2})} + \frac{\sigma(\omega)}{2} \right) \tilde{F} [\rho(\eta, z)A(\eta, z)] \end{aligned} \quad (4.3)$$

Здесь $A(\eta, z)$ — комплексная форма электрического поля, $\tilde{A}(\omega, z)$ — её Фурье-образ. Для расчёта скорости ионизации $W(I)$, мгновенная интенсивность определяется через действительную часть комплексного поля как $I(\eta, z) = 2\text{Re}[A(\eta, z)]^2$.

Результаты сравнения моделей (4.1) и (4.3) показаны на Рис. 43, на котором демонстрируется последний этап распространения излучения в волноводе. Видно, что при использовании модели (4.3) без учета вклада ионизационных эффектов ($\rho = 0$, Рис. 43а) не возникает особенностей, связываемых с СЕР, что и ожидается при учете в модели только дисперсии, фазовой самомодуляции и самоукручения волнового фронта. Учет фотоионизации может привести к осцилляциям спектра в зависимости от СЕР с периодом π , поскольку пиковая интенсивность предельно короткого импульса меняется с изменением фазы от максимума (косинус-импульс, $\varphi_{\text{сер}} = 0$) до минимума (синус-импульс, $\varphi_{\text{сер}} = \pi/2$) с периодом π . Учет образования плазмы в модели (4.3) действительно приводит к чувствительности спектра к фазе (Рис. 43в), однако видность осцилляций мала по сравнению с СЕР-зависимостью, получаемой при учете генерации третьей гармоники (Рис. 43б,г). В этом случае флуктуации спектра с периодом π возникают за счёт спектральной f - $3f$ интерференции, которая и вносит основной вклад в наблюдаемую в эксперименте зависимость.

Для качественного анализа вклада фотоионизации, оценим значение плазменной добавки к показателю преломления δn_p в случае максимальной пиковой интенсивности $I_{\text{max}} \approx 50 \text{ ТВт/см}^2$ импульса с учетом его временной формы (Рис. 40а). При максимальной электронной плотности, достигающей $\rho \approx 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, добавка $\delta n_p = \rho/\rho_c \approx 1.3 \cdot 10^{-5}$, где $\rho_c \approx 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ - критическая электронная плотность на длине волны 2 мкм. При этом

керровская добавка к показателю преломления δn_k оценивается как $\delta n_k = n_2 I_{max} \approx 3.5 \cdot 10^{-5}$. Таким образом, керровская добавка δn_k преобладает над плазменной δn_p даже при максимальной интенсивности импульса на выходе из волокна, что объясняет незначительную роль плазменных эффектов в представленных экспериментах.

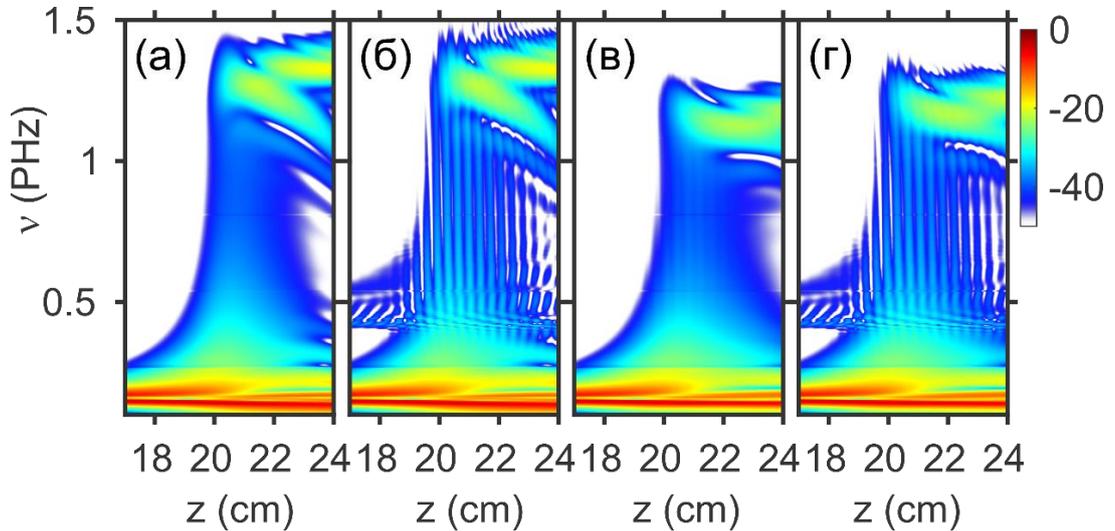


Рис. 43. Спектральные карты распространения лазерного импульса с энергией 19,5 мкДж в волноводе длиной 24 см, заполненном аргоном при давлении 4 бар. (а, в) Моделирование с использованием уравнения (4.3) (а) без учета и (б) с учетом ионизационных членов; (б, г) Моделирование с использованием уравнения (4.1) (б) без учета и (г) с учетом ионизационных членов.

Для того, чтобы глубже понять процесс генерации третьей гармоники в волноводе, к смоделированной картине распространения импульса был применен супергауссовый фильтр, который выделяет спектральную полосу от 0,4 до 0,9 ПГц (Рис. 42б), а преобразование Фурье позволяет получить информацию о динамике временных характеристик импульса третьей гармоники (Рис. 42г). На начальном этапе распространения [область 1 на Рис. 42б,г)] генерация третьей гармоники происходит в отсутствие фазового синхронизма с длиной когерентности процесса $L_{THG} = \pi/|\Delta\beta_1(\omega_p)|$, где $\Delta\beta_1(\omega_p) = 3\beta(\omega_p) + 3n_2I\omega/c - \beta(3\omega_p)$, ω_p – основная частота, β – волновое число. Для малых значений интенсивности $L_{THG} \approx 2.4$ мм при длине волны накачки $\lambda_p = 2\pi c/\omega_p = 2$ мкм. Из-за дисперсии волновода разные спектральные компоненты имеют разные длины когерентности, из-за чего образуется «наклон» полос, соответствующий временному разбеганию спектральных компонент генерирующейся третьей гармоники.

Конечный этап распространения (область 1 на Рис. 42б,г) характеризуется резким уширением спектра солитона в высокочастотную область, а кроме этого, генерацией

широкополосной третьей гармоники, согласованной по фазе во всем спектральном диапазоне 250 нм до 800 нм. Из-за эффекта самоукручения образуется предельно короткий импульс с резким задним фронтом и временной задержкой относительно входного импульса (Рис. 42в,г). Широкополосная генерация третьей гармоники происходит в момент образования импульса субпериодной длительности, что подтверждается локализацией энергии импульса третьей гармоники в том же временном интервале, что и основной импульс (Рис. 42г). В результате, предельно короткий ИК импульс генерирует широкополосную третью гармонику в видимом диапазоне, спектральная фаза которой определяется фазой инфракрасной части субпериодного импульса и оказывается близкой к постоянной в октавном спектральном диапазоне.

Сфазированность третьей гармоники в широком диапазоне (в эксперименте от 400 до 800 нм) является следствием и индикатором малой длительности импульса, получаемого в результате самокомпрессии солитона в волноводе. Она не только свидетельствует о близкой к постоянной спектральной фазе солитона на основной частоте, но также и позволяет оценить спектральную фазу излучения в диапазоне третьей гармоники с помощью анализа фазовой картины из Рис. 41а,б. Действительно, если спектральную амплитуду и спектральную фазу солитона обозначить A_s и $\varphi_s(\omega)$, а спектральную амплитуду и спектральную фазу третьей гармоники обозначить A_{TH} и $\varphi_{TH}(\omega)$ соответственно, то наблюдаемая спектральная интерференция полей будет иметь вид:

$$S(\omega) = |A_s(\omega)e^{i\varphi_s(\omega)} + A_{TH}(\omega)e^{i\varphi_{TH}(\omega)}|^2 = |A_s(\omega)|^2 + |A_{TH}(\omega)|^2 + 2A_s A_{TH}^* e^{i\varphi_s(\omega) - i\varphi_{TH}(\omega)} + A_s^* A_{TH} e^{i\varphi_{TH}(\omega) - i\varphi_s(\omega)}. \quad (4.4)$$

Учтем, что в выражениях для спектральной фазы, есть постоянная компонента фазы $\phi_{СЕР}$, которая контролируемо изменяется от импульса к импульсу в эксперименте. Тогда, если фаза солитона $\varphi_s(\omega) = \phi_s(\omega) + \phi_{СЕР}$, то фаза импульса третьей гармоники будет иметь вид $\varphi_{TH}(\omega) = \phi_{TH}(\omega) + 3\phi_{СЕР}$. Введя также интенсивности солитона $I_s = |A_s(\omega)|^2$ и его третьей гармоники $I_{TH} = |A_{TH}(\omega)|^2$, получим выражение:

$$S(\omega, \phi_{СЕР}) = I_s(\omega) + I_{TH}(\omega) + 2\sqrt{I_s(\omega)I_{TH}(\omega)}\cos(\phi_s(\omega) - \phi_{TH}(\omega) - 2\phi_{СЕР}) \quad (4.5)$$

Уравнение (4.5) подтверждает осциллирующую с периодом π зависимость спектральной интенсивности от фазы поля относительно огибающей, которая показана на Рис. 41. Для того, чтобы извлечь значение $\phi_{dif}(\omega) = \phi_s(\omega) - \phi_{TH}(\omega)$ из спектрально-фазовых диаграмм, экспериментальные карты в чувствительном к фазе диапазоне (Рис. 44а) были аппроксимированы с помощью выражения (4.5) (Рис. 44б). Пунктирными кривыми показаны линии интерференционных максимумов, соответствующих значениям аргумента $\phi_{dif}(\omega) - 2\phi_{CEP} = 2\pi l$, где l – целое число.

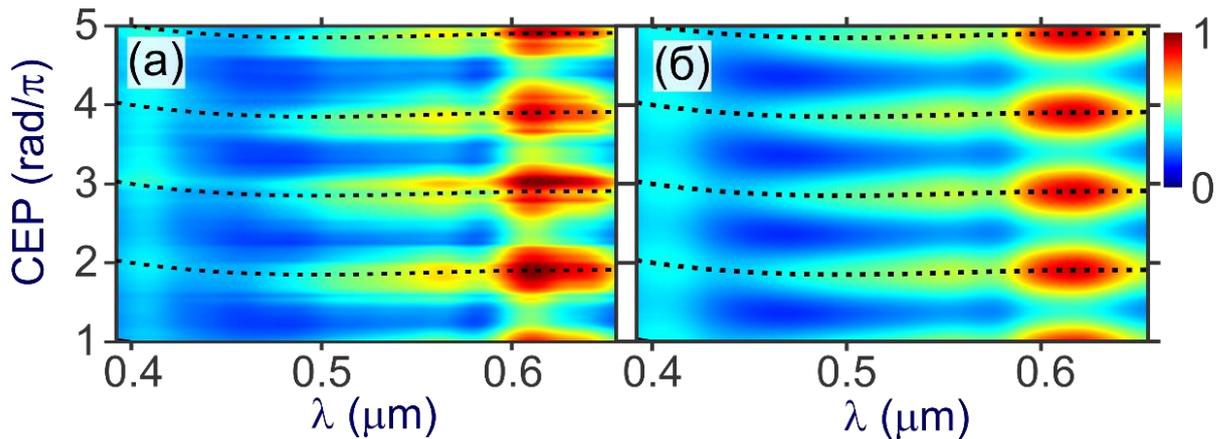


Рис. 44. Экспериментальная спектрально-фазовая диаграмма для импульсов с входной энергией 19,5 мкДж. (b) Результат аппроксимации экспериментальной диаграммы с помощью выражения (4.5). Пунктирные кривые показывают линии интерференционных максимумов.

Поскольку разность фаз видимого крыла солитона и третьей гармоники от его инфракрасной части $\phi_{dif}(\omega)$ меньше π для всего рассматриваемого диапазона, каждому значению частоты ω можно однозначно поставить в соответствие величину фазы ϕ_{CEP} , что позволяет восстановить значение $\phi_{dif}(\omega)$ (кривая 7 на Рис. 45а). Чтобы получить значение фазы солитона $\phi_s(\omega)$ в данном диапазоне, нужно найти спектральную фазу третьей гармоники $\phi_{TH}(\omega)$. Значение $\phi_{TH}(\omega)$ можно оценить с помощью известной фазы солитона в инфракрасной области, полученной экспериментально методом X-SEA-F-SPIDER (кривая 1 на Рис. 45а). Фаза третьей гармоники, оцениваемая с помощью выражения $A_{TH}(\omega) \cdot \exp\{i\phi_{TH}(\omega)\} \approx F[\{F^{-1}[A_s(\omega) \cdot \exp(i\phi_s(\omega))]\}^3]$, где F и F^{-1} – операторы прямого и обратного преобразования Фурье соответственно, показана кривой 5 на Рис. 45а. Таким образом, используя экспериментально полученные значения $\phi_{dif}(\omega)$ и $\phi_{TH}(\omega)$, можно вычислить $\phi_s(\omega) = \phi_{dif}(\omega) + \phi_{TH}(\omega)$ (линии 2 и 6 на Рис. 45а) в почти октавном

спектральном диапазоне от 390 нм до 670 нм. Спектральная фаза в диапазоне 670-1050 нм берется из численного расчёта, ввиду хорошего совпадения эксперимента с теорией.

Используя восстановленную описанным выше методом спектральную фазу и измеренную спектральную интенсивность (Рис. 45б), можно получить временные характеристики импульса со многооктавным спектром (от ≈ 390 нм до ≈ 2600 нм). На Рис. 45в изображен временной профиль интенсивности полученного субпериодного импульса. Его длительность составляет около ≈ 2.5 фс, что соответствует ≈ 0.42 периодам поля на его центральной длине волны ≈ 1.8 мкм. Полная энергия импульса на выходе из антирезонансного волновода составила ≈ 17.5 мкДж, а энергия, содержащаяся в основном пике длительностью ≈ 2.5 фс можно оценить в ≈ 10 мкДж, что соответствует пиковой мощности ≈ 2.1 ГВт.

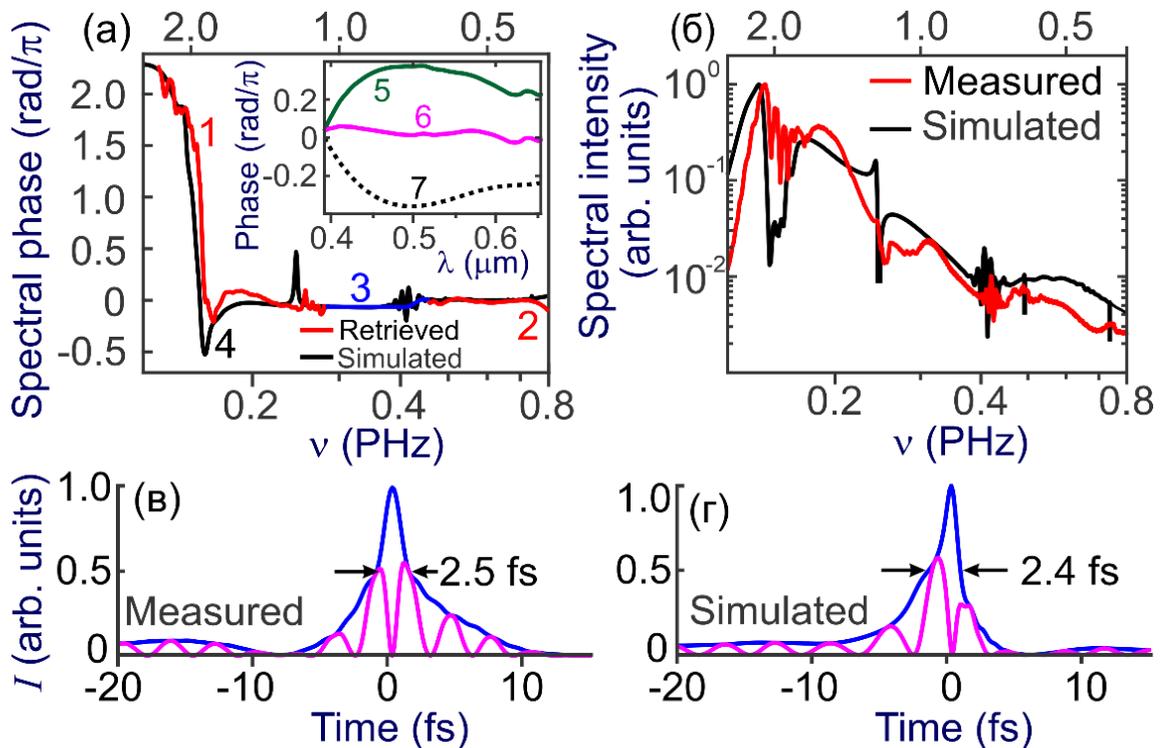


Рис. 45. (а) Спектральная фаза импульса на выходе из волновода, восстановленная с помощью X-SEA-F-SPIDER (кривая 1), с помощью карт Рис. 44 (кривая 2), экстраполированная (кривая 3) и смоделированная (кривая 4). На вставке показана спектральная фаза третьей гармоники $\varphi_{TH}(\omega)$ (кривая 5), полученная спектральная фаза солитона (кривая 6) и разность фаз $\varphi_{diff}(\omega)$ (кривая 7). (б) Экспериментальный (красная линия) и смоделированный (черная линия) спектр импульса. (в) Экспериментально и (г) численно полученная интенсивность субпериодного импульса и его огибающая интенсивности.

Для определения условий образования чувствительных к фазе особенностей спектра, были получены зависимости спектра от CEP при различной энергии входных импульсов. На Рис. 46 представлены результаты измерений и расчётов с помощью моделей (4.1) для нескольких характерных значений энергии: 18.4 мкДж, 19.5 мкДж, 21.0 мкДж, 21.9 мкДж. При энергии ≈ 18.4 мкДж (Рис. 46а,д) в эксперименте становится заметной фазовая зависимость вблизи ≈ 800 нм, поскольку высокочастотная часть суперконтинуума достигает ближнего ИК диапазона. Увеличение энергии до ≈ 19.5 мкДж приводит к уширению спектра в видимую область, где наблюдается CEP-чувствительная картина $f-3f$ интерференции с высокой видностью Рис. 46б,е. Кроме того, наблюдается падение пропускания волновода, объясняемое потерями в спектральных областях резонансов волокна и плазменными потерями. Дальнейшее увеличение входной энергии Рис. 46в,ж приводит к росту ионизационных процессов, при этом значительно усиливается энергия дисперсионной волны и наблюдается снижение пропускание волновода (**Ошибка! Источник ссылки не найден.б**).

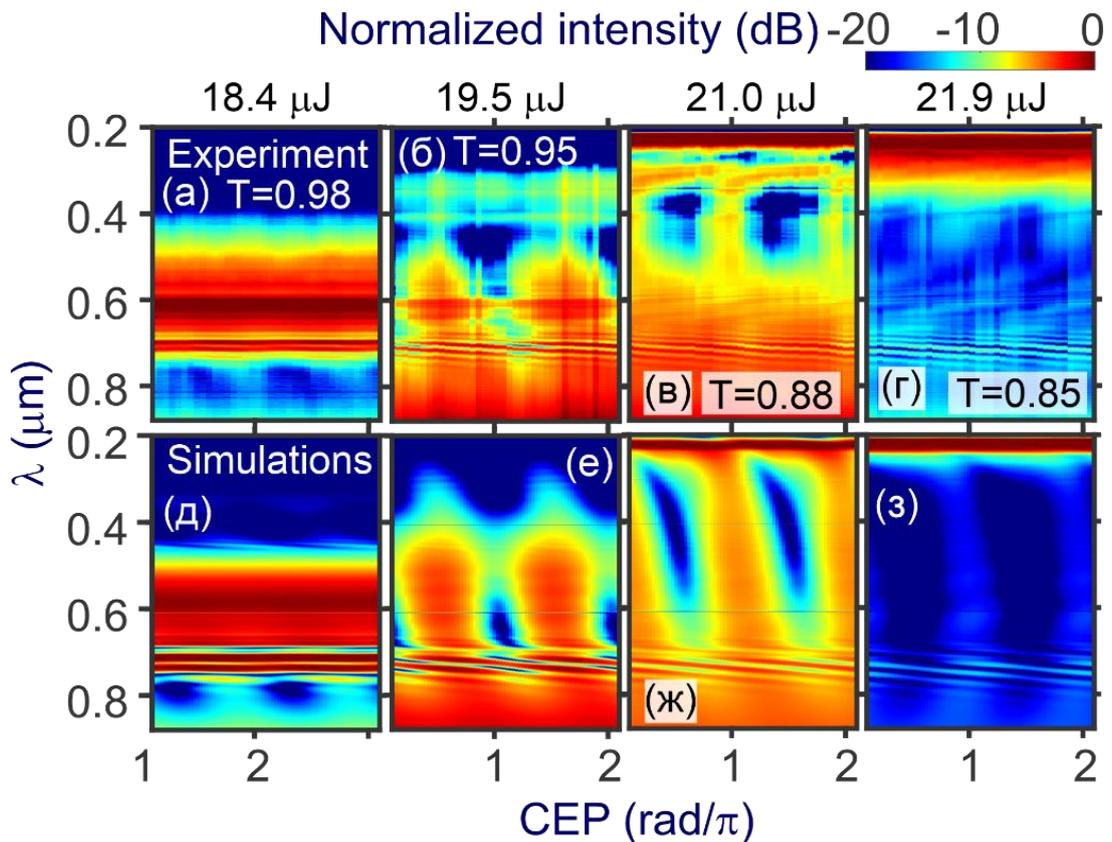


Рис. 46. (а)–(г) Экспериментальные и (д)–(з) смоделированные зависимости спектра суперконтинуума от CEP импульса накачки при различных входных энергиях: 18.4 мкДж [(а), (д)], 19.5 мкДж [(б), (е)], 21.0 мкДж [(в), (ж)] и 21.9 мкДж [(г), (з)]. T — измеренное пропускание волокна без учета потерь на заведение излучения в волновод.

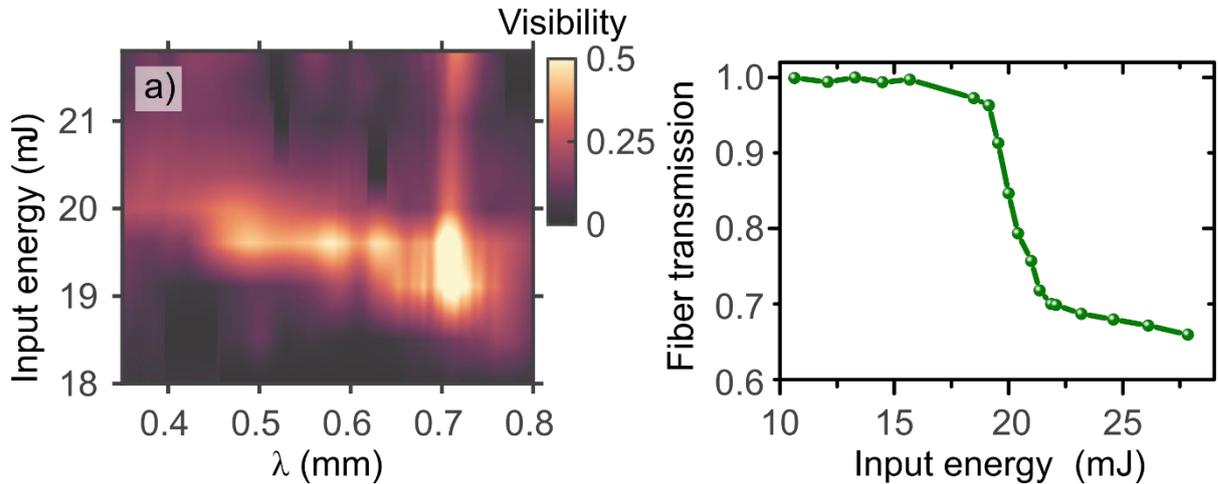


Рис. 47. (а) Зависимости видности измеренных интерференционных карт, часть которых показана на Рис. 46, от входной энергии импульса. (б) Зависимость коэффициента пропускания волокна от входной энергии импульса.

Чувствительная к фазе картина наблюдается и в условиях значительной ионизации, однако видность картины осцилляций уменьшается. Этот параметр, задаваемый формулой $V = (I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min})$, показан в зависимости от длины волны и входной энергии импульсов на **Ошибка! Источник ссылки не найден.** Рис. 47. Стоит отметить, что при всех значениях энергии, при которых спектр солитона уширяется до видимой области, наблюдается $f-3f$ интерференция вблизи 710 нм, возникающая в результате генерации третьей гармоники на начальном этапе солитонной самокомпрессии. Кроме того, как было упомянуто ранее, максимальная видность картины, достигающая 50% в широком спектральном диапазоне, наблюдалась при входной энергии ≈ 19.5 мкДж. Это свидетельствует об образовании многооктавного суперконтинуума с «плоской» спектральной фазой во всем диапазоне, свидетельствующей о формировании субпериодного импульса. При увеличении энергии видность интерференции снижается, и появляется наклон полос (Рис. 46в,г), свидетельствующий о набеге спектральной фазы и увеличении длительности импульса. Корреляция между энергиями, при которых наблюдается резкое уменьшение пропускания волновода и падение видности интерференции, позволяет сделать вывод о том, что увеличение длительности импульсов связано с влиянием ионизационных эффектов на распространение импульса в волноводе.

4.3 Фазочувствительная спектроскопия сверхбыстрой фотоионизации диэлектрика под действием однопериодного лазерного импульса.

Использование импульсов предельно малой длительности со стабильной фазой поля относительно огибающей открывает уникальные возможности для исследования нелинейных сверхбыстрых процессов и управления такими явлениями. В работе

представлены результаты исследования взаимодействия однопериодных инфракрасных импульсов с веществом на примере селенида цинка (ZnSe) с помощью нестационарной и фазочувствительной спектроскопии. Селенид цинка представляет собой распространённый широкозонный полупроводник с большим окном прозрачности от 0.46 мкм до 21 мкм.

Общая схема экспериментальной установки изображена на Рис. 48. Источником фемтосекундных лазерных импульсов являлся Ti:S лазерный комплекс и оптический параметрический усилитель, подробно описанные в Главе 2, а компрессия импульсов достигалась в полном антирезонансном волноводе (Глава 3). В описываемых ниже экспериментах импульсы на выходе из волновода имели длительность ≈ 8.3 фс, что при центральной длине волны ≈ 1720 нм составляет ≈ 1.45 периода электромагнитного поля, при этом спектр импульса лежал в диапазоне от ≈ 1100 до ≈ 2300 нм (Рис. 49). Энергия импульса составляла ≈ 20 мкДж, при этом в основном предельно коротком пике содержится ≈ 10 мкДж, что соответствует пиковой мощности ≈ 1.15 ГВт.

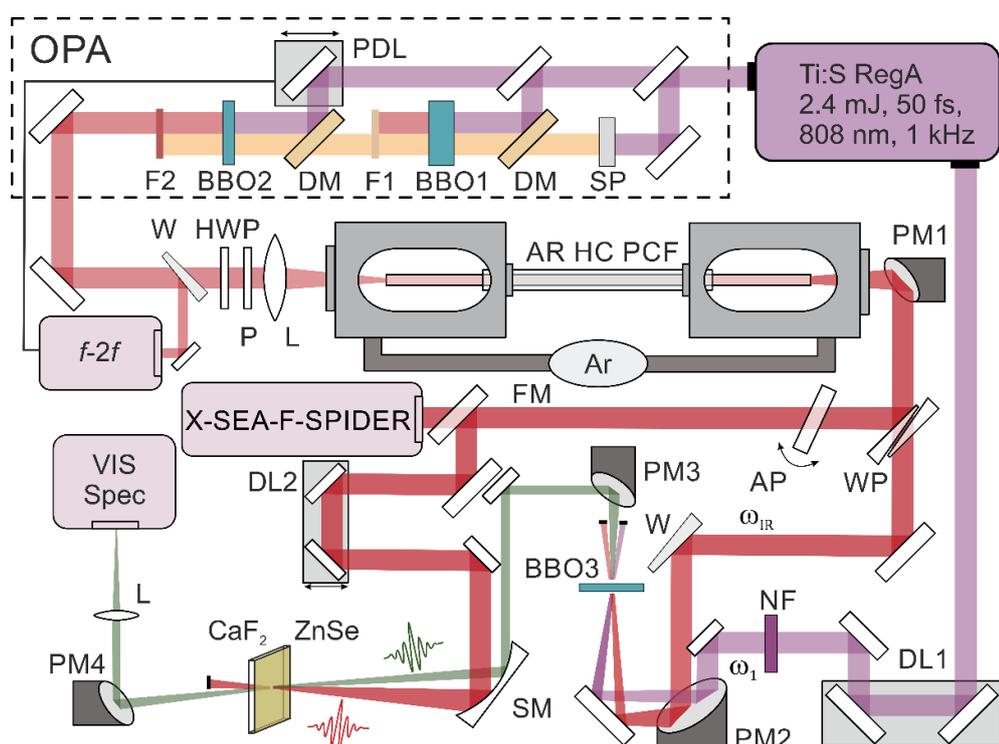


Рис. 48. Схема экспериментальной установки для реализации нестационарной спектроскопии ZnSe. Ti:S – титан-сапфировая лазерная система, OPA – оптический параметрический усилитель, AR HC PCF – полный антирезонансный волновод, $f-2f$ – нелинейный интерферометры, X-SEA-F-SPIDER – система характеристики импульса.

Предельно короткие импульсы (Рис. 49) на выходе из волновода используются, во-первых, в качестве излучения накачки в задаче нестационарной спектроскопии твердого тела, а во-вторых, применяются для генерации зондирующего импульса со спектром в видимом диапазоне. Импульсы накачки перестраиваются с торца волновода на исследуемый образец с помощью серебряных параболического (PM1) и сферического (SM) зеркал без увеличения. Интенсивность излучения на выходном торце волновода может быть оценена с помощью выражения для гауссовского распределения $I_0 = E_0 / (\tau_0 \pi w^2)$, где E_0 – энергия импульса, w – диаметр пучка, τ_0 – длительность импульса. Пространственное распределение поперечной LP₀₁ моды используемых в работе волноводов диаметром 70 мкм, полученное с помощью метода конечных элементов в среде COMSOL, позволяет оценить эффективный диаметр пучка на выходном торце $w \approx 46$ мкм, что дает интенсивность $I_0 \approx 70$ ТВт/см².

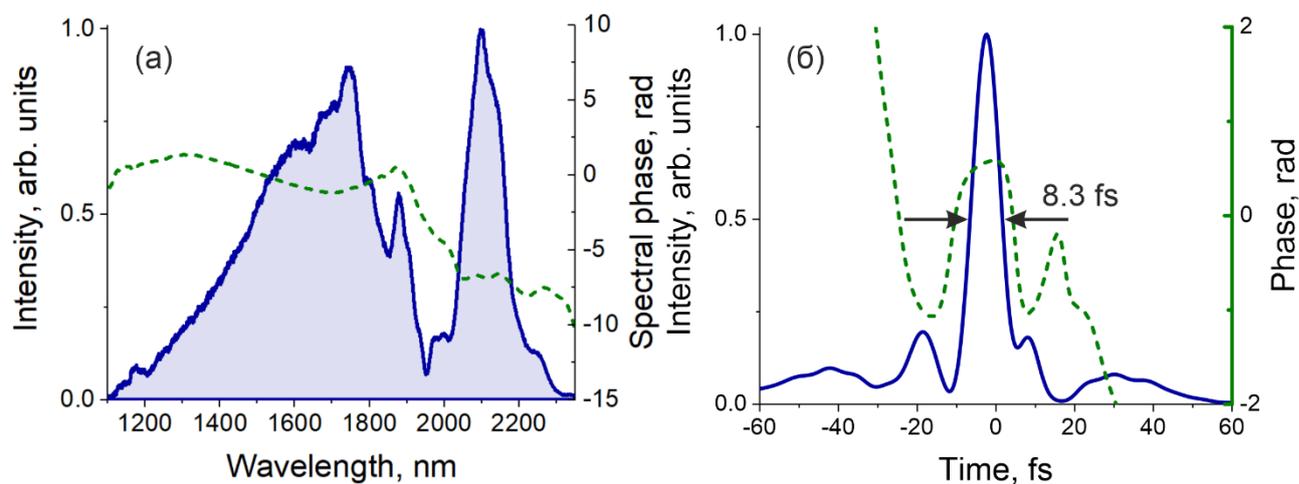


Рис. 49. (а) Спектр (сплошная кривая с затенением), спектральная фаза (штриховая кривая), (б) временной профиль огибающей интенсивности (сплошная кривая) и фаза (штриховая кривая) импульса на выходе из волновода.

В качестве образцов использовались поликристаллические пластины из ZnSe толщиной 1 и 2 мм, монокристалл ZnSe толщиной 200 мкм и пленка из ZnSe толщиной 1 мкм. Во избежание их пробоя в качестве импульса накачки бралось излучение, отраженное от клина из фторида кальция (CaF₂), а для дополнительного контролируемого ослабления импульс накачки был пропущен через пластину из CaF₂ толщиной 1 мм (AP). В представленных экспериментах отражение от клина под углом 45 градусов составляло ≈ 7.4 %, а отражение от пластинки ослабляло пучок ещё на ≈ 15 %, в результате чего основной пик импульса накачки имел энергию $E_I \approx 0.65$ мкДж. Таким образом,

интенсивность излучения в фокусе на образце достигала $I_1 = E_1 / (\tau_0 \pi w^2) \approx 4$ ТВт/см². Такая интенсивность достаточна для возбуждения непертурбативных процессов в образце, но еще не приводит к необратимым повреждениям твердого тела. Материалом выходного окна камеры и пластинки AP является CaF₂, у которого ноль дисперсии групповых скоростей лежит на длине волны ≈ 1550 нм, благодаря чему вносимая тонкими пластинками из CaF₂ спектральная фаза оказывает малое влияние на длительность импульса.

Для получения зондирующего импульса используется часть излучения, прошедшая через систему из двух клиньев, компенсирующих угловую дисперсию друг друга (WP на Рис. 48). Энергия основного пика прошедшего импульса составляет $E_2 \approx 7.3$ мкДж. Это излучение с широким спектром (Рис. 49а) преобразуется в видимый диапазон в результате процесса генерации суммарной частоты (ГСЧ) с помощью нелинейного кристалла β -бората бария (ВВОЗ на Рис. 48). В кристалле смешиваются два импульса — часть, отделенная от описанного предельно короткого импульса с широким спектром, и квазимонохроматический импульс, получаемый из выходного излучения регенеративного усилителя, прошедшего сквозь оптический параметрический усилитель. Квазимонохроматичность этого импульса обеспечивалась с помощью узкополосного спектрального фильтра с центральной длиной волны $\lambda_2 \approx 794$ нм и шириной 1 нм. Спектральная ширина процесса генерации суммарной частоты в тонком кристалле ВВО определяется аналогично нелинейному взаимодействию в задаче характеристики импульса методом X-SEA-F-SPIDER (Рис. 20) и позволяет преобразовать весь спектр (Рис. 49а) в видимый диапазон. При этом, за счёт квазимонохроматичности одного из взаимодействующих импульсов, спектр излучения суммарной частоты повторяет форму спектра широкополосного импульса Рис. 49а в частотном представлении со смещением на частоту $\omega_2 = 2\pi c/\lambda_2$ и лежит в диапазоне от ≈ 460 нм до ≈ 600 нм, при этом сохраняется длительность импульса ≈ 8.3 фс. Синяя часть спектрального диапазона, охватываемого пробным импульсом, лежит вблизи запрещенной зоны ZnSe $E_g \approx 465$ нм.

Зондирующий импульс и импульс накачки фокусируются на образец с помощью сферического зеркала (SM), при этом временной задержкой между импульсами можно управлять с помощью автоматизированной линии задержки (DL), а фаза поля относительно огибающей импульса накачки управлялась с помощью описанной в второй

главе системы с обратной связью. Стоит отметить, что зондирующее излучение не обладает стабильной фазой, поскольку ей не обладает один из взаимодействующих в процессе генерации суммарной частоты импульсов.

На Рис. 50 представлена зависимость спектра зондирующего импульса, прошедшего через пластинку из селенида цинка толщиной 2 мм от задержки между ним и импульсом накачки. Во вставке к Рис. 50 показана реализация эксперимента в отсутствие образца, демонстрирующая, что в этом случае спектр пробного импульса не имеет особенностей. Положение нулевой задержки между импульсами (отметка T_4) соответствует пересечению импульсов на передней грани образца, а увеличение задержки обозначает отставание накачки от зондирующего импульса. Качественное объяснение изменений спектра между отметками T_1 и T_4 в зависимости от задержки можно сделать, учитывая, что групповая скорость ИК импульса накачки больше, чем видимого пробного импульса. При задержке, соответствующей отметке T_1 , импульс накачки достигает кристалла значительно позже зондирующего, и не влияет на спектр пробного излучения. При задержке T_3 импульс накачки, приходящий после пробного, успевает его полностью обогнать при распространении в ZnSe, при этом спектральные компоненты в видимом диапазоне подавляются более чем на 95% в результате воздействия импульса накачки на вещество. Если накачка действует на среду до прихода пробного импульса, подавление спектра происходит в среднем на 50% (положительные значения задержки на Рис. 50). Это свидетельствует о существовании быстрого процесса (на масштабах времени ≤ 200 фс), который приводит к практически полному подавлению спектра, и более долгоживущего возмущения вещества, которое ответственно за частичное уменьшение спектральных компонент. В диапазоне задержек от T_1 до T_3 происходит постепенное подавление высокочастотных спектральных компонент по мере уменьшения задержки между импульсами. Такая картина обуславливается тем, что длительность пробного импульса увеличивается от ≈ 8.3 фс до нескольких пикосекунд за счёт дисперсии ZnSe, и инфракрасный импульс накачки, претерпевший меньшее увеличение длительности (< 200 фс на выходе из пластинки ZnSe толщиной 2 мм), успевает воздействовать только на коротковолновую часть спектра с наименьшей групповой скоростью распространения в веществе.

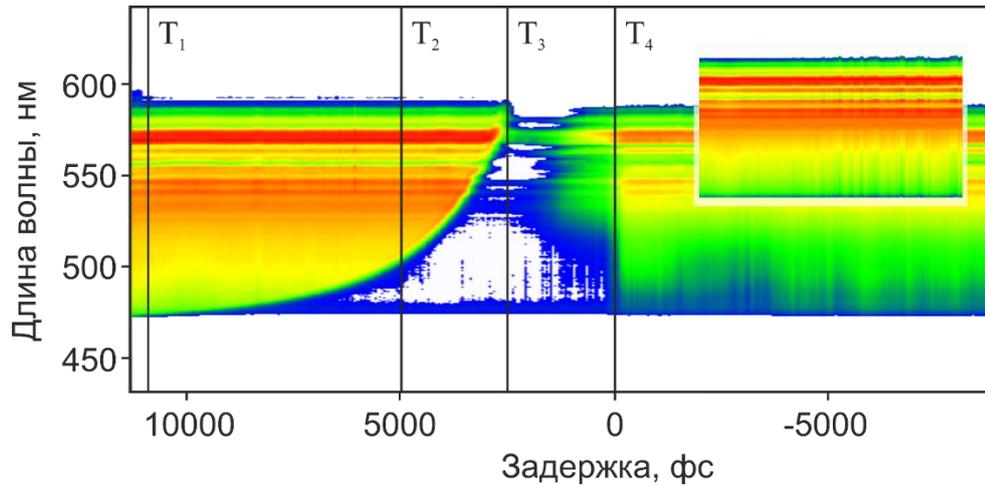


Рис. 50. Зависимость спектра пробного импульса от задержки между ним и импульсом накачки при прохождении пластинки из ZnSe толщиной 2 мм. Во вставке та же зависимость в отсутствие образца.

Для количественного анализа наблюдаемого эффекта было использовано численное решение уравнения распространения зондирующего импульса:

$$\frac{\partial}{\partial z} A(\omega, z) = i \frac{\omega}{c} \left[n(\omega) - \frac{c}{v_0} \right] A(\omega, z) - F[\alpha(t, z)A(t, z)], \quad (4.6)$$

где $A(t, z)$ – комплексная форма поля зондирующего импульса, $A(\omega, z)$ – его Фурье-образ, t — запаздывающее время в сопровождающей пробный импульс системе координат, z — координата, $F[\cdot]$ — оператор преобразования Фурье, ω — частота, v_0 — скорость сопровождающей импульс системы координат, выбранной в соответствии с групповой скоростью зондирующего импульса на его центральной частоте $v_0 = v_g(\omega_{pr})$, $n(\omega)$ — показатель преломления ZnSe, описываемый формулой Селлмейера ниже, $\alpha(t, z)$ — ступенчатый профиль поглощения, выбранный так, что $\alpha(t, z) = \infty$ в области импульса накачки $t_{pu}(z) - \tau_{pu}(z) < t < t_{pu}(z) + \tau_{pu}(z)$, где $t_{pu}(z)$ — центральное положение, а $\tau_{pu}(z)$ — длительность догоняющего импульса накачки при его распространении в кристалле ZnSe. Распространение импульса накачки описывается с помощью уравнения, аналогичного (4.6), но без последнего члена.

Решение уравнения (4.6) предлагает упрощенную модель процесса, но оно позволяет с высокой точностью описать характерные изменения спектра пробного импульса в зависимости от задержки. Важным приближением модели является искусственно введенный коэффициент поглощения $\alpha(t, z)$, не позволяющий исследовать физическую причину подавления спектра. Такой коэффициент был использован в предположении, что ослабление спектральных компонент происходит в результате

образования плазмы в веществе под действием мощного ИК импульса, однако физический смысл $\alpha(t, z)$ сводится не только к плазменному поглощению, учет которого может быть осуществлен по аналогии с моделью (4.1). Расчёты показали, что плазменное поглощение при заданной интенсивности ≈ 3 ТВт/см² на входе в образец составляет не более 15%. Наблюдаемое подавление спектра, достигающее 95%, объясняется плазменной рефракцией, возникающей за счёт образования градиента показателя преломления, который рассеивает зондирующий пучок.

Результаты экспериментальных и теоретических исследований эффекта подавления спектра изображены на Рис. 51. Динамика распространения импульсов в поликристалле ZnSe изображена на Рис. 51ж,з, полученная при начальной задержке между зондирующим импульсом и импульсом накачки равной 8 пс. Видно, что пробный импульс претерпевает сильное дисперсионное расплывание. Так как отношение дисперсии групповых скоростей $\beta_2(\omega) = \partial(n_g(\omega)/c)/\partial\omega$ на центральных частотах импульсов ω_{pu} и ω_{pr} $\beta_2(\omega_{pu})/\beta_2(\omega_{pr}) \approx 0.09$, поэтому импульс накачки испытывает небольшое дисперсионное расплывание, и его можно отобразить изменением центрального положения $t_{pu}(z)$, показанной штриховой линией на Рис. 51з. По мере того, как импульс накачки догоняет расплывающийся пробный, коротковолновые компоненты спектра начинают подавляться, причем длина волны отсечки этого эффекта будет определяться влиянием дисперсии материала на зондирующий импульс. Таким образом, в зависимости спектра от задержки между импульсами (Рис. 50 и Рис. 51а-е), содержится информация о дисперсии вещества в диапазоне длин волн зондирующего излучения.

Дисперсия $n(\omega)$ для однородных материалов обычно задается с помощью эмпирических формул Селлмейера. Существует несколько вариантов этого выражения для ZnSe [189–191], однако все они дают различные результаты в спектральной области вблизи границы прозрачности. Расчёты распространения импульсов с использованием этих формул не могут точно описать высокочастотную границу подавления спектра на Рис. 51г-е. Для примера, штриховой коричневой линией на Рис. 51г-е показана эта граница в случае расчёта $n(\omega)$ по формуле [190]. Видно, что в широкой зоне прозрачности кристалла на длинах волн $\lambda \gg \lambda_g \approx 465$ нм расчёт по формуле [190] даёт хороший результат, однако по мере приближения к границе запрещенной зоны совпадение штриховой кривой с экспериментом (розовая пунктирная кривая) пропадает.

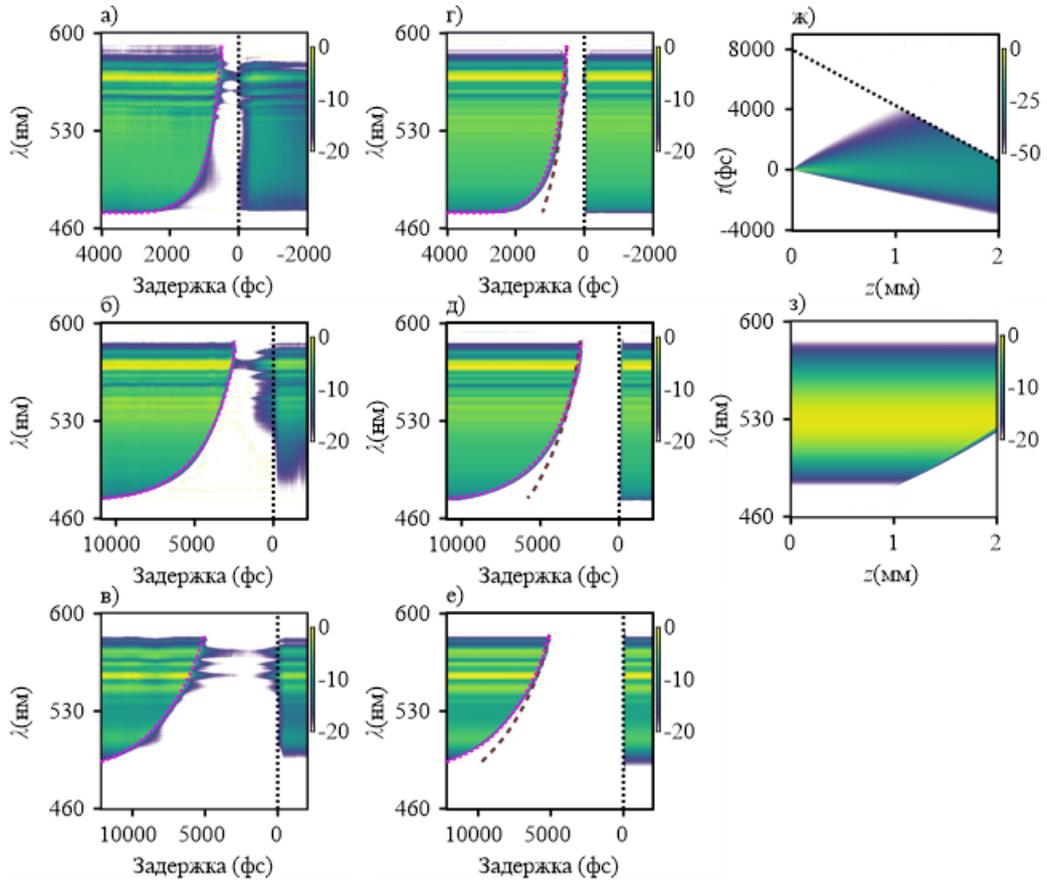


Рис. 51. (а–в) Экспериментальные зависимости спектра зондирующего импульса от задержки ИК импульса накачки с интенсивностью $\approx 3 \text{ ТВ/см}^2$ и длительностью $\approx 8.3 \text{ фс}$ в образцах ZnSe толщиной 200 мкм (а), 1 мм (б) и 2 мм (в). (г–е) Соответствующие панелям (а–в) расчётные зависимости спектра зондирующего импульса от задержки импульса накачки. (ж, з) Расчётная динамика временного профиля (ж) и спектра (з) зондирующего импульса при начальной задержке импульса накачки 8 пс. Штриховой кривой показана динамика положения центра импульса накачки $t_{pu}(z)$. Цветовая шкала выражена в дБ.

Анализ решения уравнения (4.6) позволяет восстановить групповой индекс $n_g(\omega) = \partial(\omega n(\omega))/\partial\omega$ и из него дисперсию групповых скоростей $k_2(\omega) = \partial(n_g(\omega)/c)/\partial\omega$ с помощью аппроксимации высокочастотной границы спектра из экспериментальных карт Рис. 51а–в. Для этого в качестве основы была взята формула Селлмейера для $n(\omega)$ из работы [190], но в неё было добавлено четвертое слагаемое:

$$n^2(\lambda) - 1 = \sum_{i=1}^4 \frac{B_i \lambda^2}{\lambda^2 - C_i^2}, \quad (4.7)$$

где постоянные где постоянные $B_1 = 4.45813734$, $B_2 = 0.467216334$, $B_3 = 2.89566290$, $C_1 = 0.200859853 \text{ мкм}$, $C_2 = 0.391371166 \text{ мкм}$, $C_3 = 47.1362108 \text{ мкм}$ были взяты из работы [24], а постоянные $B_4 = 0.03$, $C_4 = 0.45 \text{ мкм}$ были определены с помощью аппроксимации

экспериментальных карт Рис. 51а-в. Использование введенного значения дисперсии позволяет более точно описать границу прозрачности для различных образцов ZnSe, отличающихся толщиной и кристаллической структурой. Восстановленный описанным образом групповой индекс и дисперсия групповых скоростей ZnSe показаны на Рис. 52, вместе с моделированием с использованием упомянутых ранее моделей [189–191]. Видно, что на больших длинах волн значения $n_g(\omega)$ и $k_2(\omega)$ сходятся во всех работах, однако вблизи границы зоны прозрачности $\lambda_g \approx 465$ нм аппроксимация экспериментальных данных показывает резкий рост дисперсии и группового индекса.

Предложенный метод восстановления группового индекса даёт точные результаты при условии сильного дисперсионного расплывания зондирующего импульса и слабого дисперсионного расплывания импульса накачки, что выполняется в двухчастотной схеме, когда центральная частота импульса накачки лежит глубоко в зоне прозрачности материала, а центральная частота зондирующего импульса близка к краю этой зоны. Кроме того, в нашей работе предполагалось, что чирп зондирующего импульса на входе в образец мал по сравнению с набегавшей в кристалле нелинейной фазой, это условие обеспечивает резкую границу поглощения спектра зондирующего импульса.

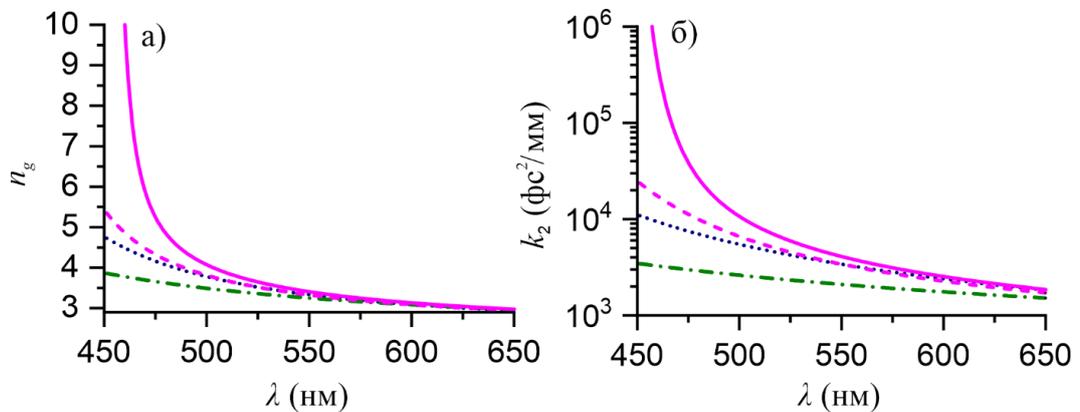


Рис. 52. Групповой показатель преломления ZnSe (а) и его дисперсия второго порядка (б), восстановленная из аппроксимации карт Рис. 51а-в моделью (1) (сплошные розовые кривые). Для сравнения показаны $n_g(\omega)$ и $k_2(\omega)$ из работ [190] (штриховые розовые кривые), [191] (зеленые штрихпунктирные кривые), [189] (синие пунктирные кривые).

Стоит отдельно рассмотреть эксперименты, проводимые с помощью схемы накачка-зондирование, в которых образцом является пленка ZnSe толщиной 1 мкм, напыленная на подложку из CaF₂. В этом случае дисперсия материала вносит пренебрежимо малый вклад в спектральную фазу импульса, поэтому становится возможным исследовать нелинейный отклик вещества на воздействие инфракрасного импульса накачки

предельно малой длительности. Импульс на выходе из волновода длительностью ≈ 8.3 фс (≈ 1.45 периодов поля на длине волны 1720 нм) позволяет исследовать влияние фазы поля относительно огибающей на сверхбыстрые процессы, возбуждаемые такими импульсами.

Эксперимент, результаты которого изображены на Рис. 53, основан на описанной выше схеме при фиксированной задержке между импульсами, настроенной на максимальное пересечение импульсов в образце. Управление СЕР импульса накачки осуществляется с помощью контроля фазы холостой волны на входе в полый волновод. Как уже было отмечено, СЕР зондирующего импульса не является стабильной, поскольку он генерируется в результате процесса ГСЧ между фазостабилизированным импульсом на выходе из волокна и спектральной компоненты, полученной из не обладающего стабильной СЕР импульса на выходе Ti:S усилителя.

На Рис. 53 показаны длинноволновый и коротковолновый края спектра зондирующего импульса после прохождения сквозь образец. При большой задержке между импульсами, такой что они не пересекаются в пленке ZnSe (Рис. 53а,б), изменение фазы несущей относительно огибающей $\phi_{СЕР}$ импульса накачки, не приводит к изменениям спектра. С другой стороны, в случае максимального пересечения импульсов в образце (Рис. 53в, д) отчетливо наблюдается генерация новых спектральных компонент, как на длинноволновом, так и на коротковолновом краях спектра зондирующего импульса, причем наблюдается осцилляция спектральной интенсивности новых компонент с периодом π при изменении фазы $\phi_{СЕР}$.

Анализ наблюдаемого эффекта был проведен с помощью численного решения нелинейного уравнения Шредингера для распространения лазерного излучения совместно с кинетическим уравнением для описания динамики электронной плотности в веществе:

$$\frac{\partial}{\partial z} A(z, \omega) = \frac{-i\omega_{pr}^2}{2n_{pr}c\rho_c\omega(1 + v_e^2/\omega^2)} F[\rho(z, t)A(z, t)] - \frac{\sigma(\omega_{pr})}{2} F[\rho(z, t)A(z, t)], \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial \rho(z, t)}{\partial t} = W(I_{pu}(z, t, \phi_{СЕР})) + \sigma(\omega_{pu})\rho(z, t)I_{pu}(z, t, \phi_{СЕР})/E_g - \rho(z, t)/\tau_r \quad (4.9)$$

Здесь $\rho(z, t)$ – электронная плотность, z – координата, t – время в сопровождающей импульс системе координат, $\sigma(\omega) = e^2[m_e\epsilon_0 n_{pu} c v_e (1 + \omega^2/v_e^2)]^{-1}$ – сечение ударной ионизации в модели Друде, $v_e = 1/\tau_e$ – частота электронных столкновений, $\tau_e = 3$ фс [192],

ω_{pu} и ω_{pr} – центральные частоты импульсов накачки и зондирующего, $E_g = 2.65$ эВ – ширина запрещенной зоны в отсутствие поля, $n_{pu} = n(\omega_{pu})$ и $n_{pr} = n(\omega_{pr})$ – показатель преломления ZnSe, m_e – масса электрона, ϵ_0 – диэлектрическая постоянная, A – комплексный вид поля зондирующего импульса, I_{pu} – интенсивность импульса накачки, $F[\cdot]$ – преобразование Фурье. Скорость ионизации в туннельном режиме $W(I_{pu})$ рассчитана по модели Аммосова–Делоне–Крайнова [193], в рамках которой она вычисляется от каждого пика поля без усреднения по оптическому периоду. В качестве начального зондирующего поля взят спектрально ограниченный импульс с измеренным спектром в отсутствие импульса накачки, а в качестве начального поля накачки взят однопериодный ИК импульс (Рис. 49) с варьируемой ϕ_{CEP} . Модель учитывает эффекты туннельной и лавинной ионизации, вызванной мощным сверхкоротким импульсом накачки, а также рассеяние зондирующего импульса на плазменной нелинейности. Не включенный в модель керровский эффект не может приводить к фазочувствительному спектральному уширению, так как фазовая само- и кроссмодуляция зависят только от огибающей интенсивности и не зависят от фазы импульса накачки.

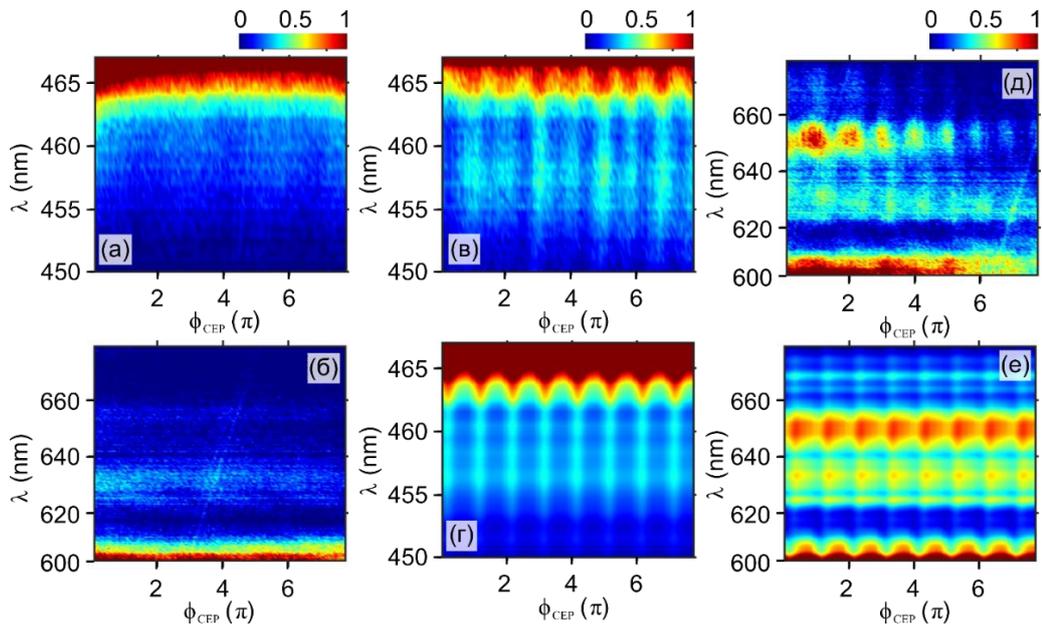


Рис. 53. Зависимости выходного спектра зондирующего импульса от фазы несущей относительно огибающей импульса накачки после прохождения тонкой пленки ZnSe толщиной 1 мкм. Задержка была настроена на большое отставание импульса накачки без его пересечения с зондирующим импульсом (а, б) и на максимальное пересечение импульсов в образце (в - е). На панелях (г, е) показаны результаты моделирования.

Полученный с помощью численного моделирования выходной спектр зондирующего импульса показан на Рис. 53г,е. Результаты численного моделирования

точно воспроизводят особенности экспериментально полученного уширения спектра (Рис. 53в,д), что подтверждает адекватность выбранной модели и позволяет определить физический механизм генерации новых спектральных компонент. Мгновенная интенсивность импульса накачки зависит от фазы поля относительно огибающей ϕ_{CEP} и достигает максимума при $\phi_{\text{CEP}} = 0.4$, составляя $\approx 4 \text{ ТВт/см}^2$, и минимума при $\phi_{\text{CEP}} = 2.4$, составляя $\approx 1.5 \text{ ТВт/см}^2$. Соответствующие этим значениям фазы временные профили поля показаны на Рис. 54а. Интенсивный импульс накачки индуцирует фотоионизацию и рост электронной плотности $\rho(z, t)$, максимальное значение которой зависит от фазы ϕ_{CEP} , как показано на Рис. 54б, и варьируется от $0.1 \cdot 10^{20}$ до $1.5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ при изменении ϕ_{CEP} от 0.4 до 2.4 радиан. Для сравнения, критическая плотность плазмы на длине волны 1.7 мкм составляет $\rho_c = \omega_{pr}^2 m_e \epsilon_0 / e^2 \approx 3.8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, где e – заряд электрона. Таким образом, отношение ρ/ρ_c колеблется от 0.03 до 0.4. Временной профиль электронной плотности приводит к зависимым от ϕ_{CEP} нелинейной плазменной добавке к показателю преломления $\delta n_{pl}(z, t, \phi_{\text{CEP}}) \approx -\rho(z, t, \phi_{\text{CEP}})/(2n_{pr}\rho_c)$ и нелинейному плазменному поглощению $\alpha_{pl}(z, t, \phi_{\text{CEP}}) \approx \sigma(\omega_{pr})\rho(z, t, \phi_{\text{CEP}})/2$, на которых рассеивается поле зондирующего импульса, генерируя по бокам спектра новые, чувствительные к фазе компоненты. Зависимость фотоиндуцированной ионизации от абсолютного значения CEP однопериодного импульса позволяет в эксперименте получить информацию о значении фазы поля относительно огибающей импульса накачки в момент прохождения через образец.

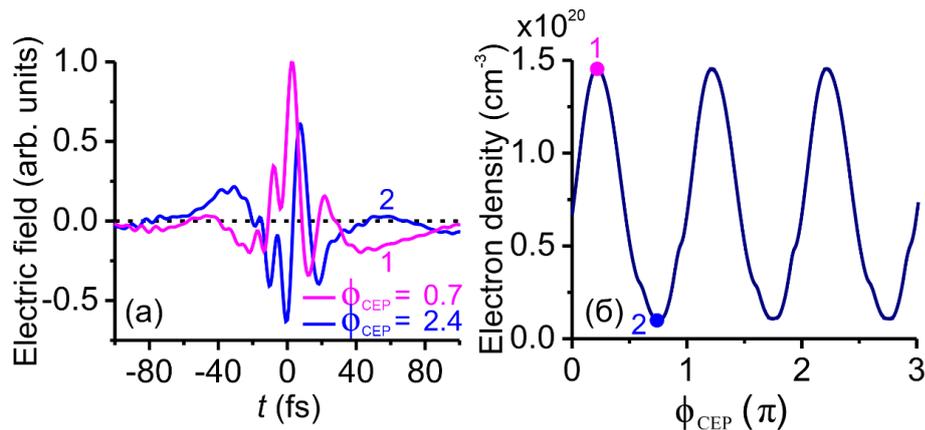


Рис. 54. (а) Поле импульса накачки при двух значениях фазы несущей относительно огибающей $\phi_{\text{CEP}} = 0.78$ рад (1) и $\phi_{\text{CEP}} = 2.4$ рад (2). (б) Расчётная зависимость электронной плотности на заднем фронте импульса накачки от фазы ϕ_{CEP} несущей относительно огибающей импульса накачки.

Следует отметить, что плазменная нелинейность в аргоне на выходном торце волновода, формирующего импульс накачки, где пиковая интенсивность достигает около 70 ТВт/см^2 , также может приводить к осцилляциям с периодом π в зависимости спектра зондирующего импульса от $\phi_{\text{СЕР}}$. Однако, такая зависимость от фазы наблюдалась бы и в отсутствии импульса накачки на образце. На Рис. 53а,б демонстрируется отсутствие осцилляций с периодом π в спектре зондирующего импульса, тем самым подтверждая, что фазочувствительные спектральные компоненты генерируются в образце ZnSe. Это также исключает возможность наблюдения спектральной f - $3f$ интерференции импульса накачки, спектрально уширившегося в видимую область, а любая зависимость спектральной интерференции зондирующего импульса с импульсом накачки от $\phi_{\text{СЕР}}$ исключается фактом нестабильности фазы пробного излучения.

Таким образом, в данной главе представлены результаты экспериментальных и численных исследований эффектов, чувствительных к фазе поля относительно огибающей импульса. Было показано, что спектр суперконтинуума, получаемый в результате солитонной самокомпрессии имеет чувствительные к СЕР особенности в диапазоне от ≈ 400 до ≈ 800 нм, объясняемые генерацией широкополосной третьей гармоникой и её спектральной f - $3f$ интерференцией с синем крылом суперконтинуума. С помощью данного эффекта была получена спектральная фаза видимой части суперконтинуума, что экспериментально показало генерацию субпериодного импульса в волокне. Аппроксимация экспериментальных данных позволяет оценить длительность импульса в ≈ 2.5 фс, что соответствует ≈ 0.42 периодам поля на длине волны ≈ 1.8 мкм. Энергия импульса, содержащаяся в основном пике, составляет ≈ 10 мкДж, что соответствует пиковой мощности ≈ 2.1 ГВт. Контроль СЕР, приводящий к широкополосной интерференционной картине, может быть использован в задаче управления формой предельно коротких лазерных импульсов. Видность картины, достигающая 50% в почти октавном диапазоне, демонстрирует возможность эффективного управления свойствами видимой части суперконтинуума. Совмещая эту возможность с многообразием нелинейных процессов, способных привести к широкополосной спектральной интерференции, можно получить новые результаты в области синтеза сложных оптических волновых форм [194].

Кроме этого, в главе показаны результаты нестационарной спектроскопии фотоионизации селенида цинка в схеме накачка-зондирование. Было показано, что образование плазмы мощным инфракрасным импульсом накачки в толстых образцах ($l \geq 200$ мкм) ZnSe приводит к подавлению спектра пробного импульса в видимом диапазоне на $\approx 95\%$ за счёт плазменного поглощения и рефракции, что было использовано для восстановления профиля дисперсии $n(\omega)$ селенида цинка вблизи края запрещенной зоны. Полученный результат уточняет имеющиеся в литературе данные, которые не позволяют точно воспроизвести результаты эксперимента в диапазоне от ≈ 460 нм до ≈ 600 нм. Также было показано, что ионизация тонкой пленки ZnSe толщиной 1 мкм приводит к спектральному уширению, чувствительному к CEP импульса накачки. Численный анализ показывает, что новые фазочувствительные спектральные компоненты генерируются за счёт плазменной нелинейной добавки к показателю преломления и нелинейного плазменного поглощения, что позволяет извлекать информацию об абсолютном значении фазы, а также демонстрирует возможность управления электронной динамикой в твердом с помощью контроля CEP. Эта возможность активно исследуется в современных исследованиях, связанных с генерацией гармоник высокого порядка и аттосекундных импульсов в твердых телах, а также в задаче петагерцовой электроники.

Заключение

В работе продемонстрирована генерация многооктавного суперконтинуума в полом антирезонансном волноводе револьверного типа, заполненным аргоном под давлением. В результате нелинейно-оптических преобразований, возникающих при распространении импульса с длительностью 55 фс, длиной волны 2.1 мкм и энергией порядка 20 мкДж, формируется излучение со спектром, лежащим в диапазоне от 0.2 до 3.2 мкм. Показано, что инфракрасная часть излучения формируется в основной LP_{01} волноводной моде, а в видимом диапазоне часть излучения преобразуется в высшие моды сердцевины и моды капилляров за счет резонансов структуры или выполнения условий синхронизма генерации третьей гармоники в высших модах.

Показана возможность формирования фазостабильных однопериодных лазерных импульсов в режиме солитонной самокомпрессии в полых антирезонансных световодах. Восстановленная с помощью техники X-SEA-F-SPIDER спектральная фаза инфракрасной части импульса (> 1.0 мкм), демонстрирует компрессию импульса до длительности 6.6 фс, что соответствует одному периоду колебания поля на центральной длине волны импульса 1.9 мкм. Энергия центрального предельно короткого пика составила $E_s \approx 9.8$ мкДж, при этом его пиковая мощность достигает ≈ 1.5 ГВт. Показано, что фаза поля относительно огибающей однопериодного импульса стабильна ($RMS = 146$ мрад) и управляется с помощью обратной связи в системе подстройки задержки в оптическом параметрическом усилителе.

В видимой части спектра суперконтинуума, формируемого в полом волноводе, продемонстрирована чувствительная к фазе входного импульса широкополосная спектральная f - $3f$ интерференция синего крыла суперконтинуума и третьей гармоники инфракрасной части излучения. Анализ интерференционной картины позволяет восстановить спектральную фазу импульса на выходе из волновода в видимой области, что, совместно с использованием техники X-F-SEA-SPIDER, дало возможность впервые экспериментально подтвердить самокомпрессию импульса до субпериодной длительности в полом антирезонансном световоде и развить метод измерения спектральной фазы. Предложенный оригинальный метод позволил оценить длительность импульса с многооктавным спектром значением 2.5 фс (0.4 периода поля на длине волны 1.8 мкм), что при энергии 10 мкДж в основном пике соответствует мощности 2.1 ГВт.

Реализован метод нестационарной спектроскопии в схеме накачка-зондирование широкозонного полупроводника (селенида цинка) с применением однопериодных импульсов. Показано, что образование плазмы интенсивным инфракрасным импульсом накачки в объемных образцах (толщина $l \geq 200$ мкм) приводит к подавлению спектра пробного импульса в видимом диапазоне на $\approx 95\%$ за счёт плазменного поглощения и рефракции. Анализ динамики этого эффекта позволил восстановить профиль дисперсии показателя преломления селенида цинка вблизи края его запрещенной зоны. Показано, что фотоионизация тонкой пленки селенида цинка толщиной 1 мкм приводит к чувствительной к фазе импульса накачки генерации новых спектральных компонент. Численный анализ показал, что новые фазочувствительные спектральные компоненты генерируются за счёт плазменной нелинейной добавки к показателю преломления и нелинейного плазменного поглощения. Это демонстрирует возможность управления электронной динамикой в твердом теле с помощью предельно коротких импульсов с контролируемой фазой. Кроме того, анализ данного эффекта позволяет получить информацию об абсолютном значении фазы поля относительно огибающей импульса.

Благодарности

Автор выражает глубокую признательность своему научному руководителю кандидату физико-математических наук Андрею Борисовичу Федотову за неоценимую многолетнюю поддержку и помощь во всех аспектах научной деятельности, а также за терпеливое и внимательное руководство. Автор также хочет отдельно поблагодарить кандидата физико-математических наук Александра Александровича Ланина, который был научным руководителем автора в студенчестве, продолжал поддерживать его во направлениях научной деятельности и внес огромный вклад в формирование автора как исследователя. Автор благодарит сотрудников и преподавателей кафедры общей физики и волновых процессов физического факультета МГУ и, в особенности, коллектив лаборатории фотоники и нелинейной спектроскопии и профессора Алексея Михайловича Желтикова за предоставленную возможность заниматься научными исследованиями высокого уровня. Особую признательность хочется выразить Степанову Евгению Александровичу и Воронину Александру Александровичу, совместная экспериментальная и теоретическая работа с которыми сделала возможным получение представленных научных результатов, а также М.А. Солотенкову, М.С. Почечуеву, Г.Н. Мартынову, А.С. Чеботареву, Г.Д. Иванову, И.В. Федотову, М.В. Рожко и П.Б. Глеку за плодотворные обсуждения, помощь в работе и дружескую поддержку.

Приложение: список используемых аббревиатур и сокращений

ОПУ – оптический параметрический усилитель;

Ti:S – кристалл сапфира с примесью ионов титана;

ND:YLF – кристалл иттрий-литиевого фторида с примесью неодима;

YAG – кристалл иттрий-алюминиевого граната;

BBO – кристалл β -бората бария;

ZnSe – селенид цинка;

CaF₂ – фторид кальция;

CEP – carrier-envelope phase, фаза поля импульса относительно его огибающей;

ИК - инфракрасный диапазон;

CPA - chirped pulse amplifier, усилитель чирпированных импульсов;

RMS – среднее квадратическое;

ФСМ – фазовая самомодуляция;

ДГС – дисперсия групповых скоростей;

ССК – солитонная самокомпрессия;

ОНУШ – обобщённое нелинейное уравнение Шрёдингера;

ГТГ – генерация третьей гармоники;

ГСЧ – генерация суммарной частоты;

ГВП – гармоники высокого порядка.

Литература

1. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. Москва: Наука, 1988. 312 p.
2. Brabec T., Krausz F. Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics // Rev. Mod. Phys. American Physical Society, 2000. Vol. 72, № 2. P. 545–591.
3. Желтиков А.М. Сверхкороткие импульсы и методы нелинейной оптики. Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2006. 296 p.
4. Hannaford P. Femtosecond Laser Spectroscopy. Springer Science & Business Media, 2004. 368 p.
5. Boyd R.W. Nonlinear Optics. Elsevier, 2008. 635 p.
6. Mourou G.A., Tajima T., Bulanov S.V. Optics in the relativistic regime // Rev. Mod. Phys. American Physical Society, 2006. Vol. 78, № 2. P. 309–371.
7. Kärtner F.X. Few-Cycle Laser Pulse Generation and Its Applications. Springer Science & Business Media, 2004. 472 p.
8. Baltuška A. et al. Attosecond control of electronic processes by intense light fields // Nature. Nature Publishing Group, 2003. Vol. 421, № 6923. P. 611–615.
9. Krause J.L., Schafer K.J., Kulander K.C. High-order harmonic generation from atoms and ions in the high intensity regime // Phys. Rev. Lett. American Physical Society, 1992. Vol. 68, № 24. P. 3535–3538.
10. Sansone G. et al. Isolated Single-Cycle Attosecond Pulses // Science. American Association for the Advancement of Science, 2006.
11. Corkum P.B., Krausz F. Attosecond science // Nat. Phys. Nature Publishing Group, 2007. Vol. 3, № 6. P. 381–387.
12. Ghimire S. et al. Observation of high-order harmonic generation in a bulk crystal: 2 // Nat. Phys. Nature Publishing Group, 2011. Vol. 7, № 2. P. 138–141.
13. Ghimire S., Reis D.A. High-harmonic generation from solids // Nat. Phys. Nature Publishing Group, 2019. Vol. 15, № 1. P. 10–16.
14. Vampa G. et al. All-Optical Reconstruction of Crystal Band Structure // Phys. Rev. Lett. American Physical Society, 2015. Vol. 115, № 19. P. 193603.
15. Lanin A.A. et al. Mapping the electron band structure by intraband high-harmonic generation in solids // Optica. Optica Publishing Group, 2017. Vol. 4, № 5. P. 516–519.
16. Schiffrin A. et al. Optical-field-induced current in dielectrics // Nature. Nature Publishing Group, 2013. Vol. 493, № 7430. P. 70–74.
17. Schultze M. et al. Controlling dielectrics with the electric field of light // Nature. Nature Publishing Group, 2013. Vol. 493, № 7430. P. 75–78.
18. Schubert O. et al. Sub-cycle control of terahertz high-harmonic generation by dynamical Bloch oscillations // Nat. Photonics. Nature Publishing Group, 2014. Vol. 8, № 2. P. 119–123.
19. Vampa G. et al. Linking high harmonics from gases and solids // Nature. Nature Publishing Group, 2015. Vol. 522, № 7557. P. 462–464.
20. Higuchi T. et al. Light-field-driven currents in graphene // Nature. Nature Publishing Group, 2017. Vol. 550, № 7675. P. 224–228.
21. Sederberg S. et al. Attosecond optoelectronic field measurement in solids // Nat. Commun. Nature Publishing Group, 2020. Vol. 11, № 1. P. 430.
22. Hanus V. et al. Light-field-driven current control in solids with pJ-level laser pulses at 80 MHz repetition rate // Optica. Optica Publishing Group, 2021. Vol. 8, № 4. P. 570–576.

23. Inzani G. et al. Field-driven attosecond charge dynamics in germanium // *Nat. Photonics*. Nature Publishing Group, 2023. Vol. 17, № 12. P. 1059–1065.
24. Borsch M. et al. Lightwave electronics in condensed matter // *Nat. Rev. Mater.* Nature Publishing Group, 2023. Vol. 8, № 10. P. 668–687.
25. Heide C., Keathley P.D., Kling M.F. Petahertz electronics // *Nat. Rev. Phys.* Nature Publishing Group, 2024. Vol. 6, № 11. P. 648–662.
26. Hassan M.Th. Lightwave Electronics: Attosecond Optical Switching // *ACS Photonics*. American Chemical Society, 2024. Vol. 11, № 2. P. 334–338.
27. Baltuska A. et al. All-solid-state cavity-dumped sub-5-fs laser // *Appl. Phys. B-Lasers Opt.* 1997. Vol. 65, № 2. P. 175–188.
28. Ell R. et al. Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti:sapphire laser // *Opt. Lett.* Optica Publishing Group, 2001. Vol. 26, № 6. P. 373–375.
29. Schibli T.R. et al. Toward single-cycle laser systems // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2003. Vol. 9, № 4. P. 990–1001.
30. Brida D. et al. Few-optical-cycle pulses tunable from the visible to the mid-infrared by optical parametric amplifiers // *J. Opt.* 2009. Vol. 12, № 1. P. 013001.
31. Dubietis A., Matijošius A., Laser Research Center, Vilnius University, Saulėtekio Avenue 10, LT-10223 Vilnius, Lithuania. Table-top optical parametric chirped pulse amplifiers: past and present // *Opto-Electron. Adv.* 2023. Vol. 6, № 3. P. 220046–220046.
32. Manzoni C. et al. Coherent pulse synthesis: towards sub-cycle optical waveforms // *Laser Photonics Rev.* 2015. Vol. 9, № 2. P. 129–171.
33. Stepanov E.A. et al. Solid-State Source of Subcycle Pulses in the Midinfrared // *Phys. Rev. Lett.* American Physical Society, 2016. Vol. 117, № 4. P. 043901.
34. Couairon * A. et al. Self-compression of ultra-short laser pulses down to one optical cycle by filamentation // *J. Mod. Opt.* Taylor & Francis, 2006. Vol. 53, № 1–2. P. 75–85.
35. Amorim A.A. et al. Sub-two-cycle pulses by soliton self-compression in highly nonlinear photonic crystal fibers // *Opt. Lett.* 2009. Vol. 34, № 24. P. 3851.
36. Nisoli M. et al. Compression of high-energy laser pulses below 5 fs // *Opt. Lett.* 1997. Vol. 22, № 8. P. 522.
37. Желтиков А.М. Оптика микроструктурированных волокон. Москва: Наука, 2004. 281 p.
38. Travers J.C. et al. Ultrafast nonlinear optics in gas-filled hollow-core photonic crystal fibers [Invited] // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2011. Vol. 28, № 12. P. A11.
39. Agrawal G.P. *Nonlinear Fiber Optics*. Sixth edition. London San Diego, CA: Academic Press, 2019. 1 p.
40. Benabid F. et al. Stimulated Raman Scattering in Hydrogen-Filled Hollow-Core Photonic Crystal Fiber // *Science*. American Association for the Advancement of Science, 2002.
41. Pryamikov A.D. et al. Demonstration of a waveguide regime for a silica hollow - core microstructured optical fiber with a negative curvature of the core boundary in the spectral region > 3.5 μm // *Opt. Express*. Optical Society of America, 2011. Vol. 19, № 2. P. 1441–1448.
42. Balciunas T. et al. A strong-field driver in the single-cycle regime based on self-compression in a kagome fibre // *Nat. Commun.* Nature Publishing Group, 2015. Vol. 6, № 1. P. 6117.
43. Elu U. et al. High average power and single-cycle pulses from a mid-IR optical parametric chirped pulse amplifier // *Optica*. Optica Publishing Group, 2017. Vol. 4, № 9. P. 1024–1029.
44. Elu U. et al. Seven-octave high-brightness and carrier-envelope-phase-stable light source // *Nat. Photonics*. Nature Publishing Group, 2021. Vol. 15, № 4. P. 277–280.

45. Stepanov E.A. et al. Multioctave supercontinua from shock-coupled soliton self-compression // *Phys. Rev. A. American Physical Society*, 2019. Vol. 99, № 3. P. 033855.
46. Spence D.E., Kean P.N., Sibbett W. 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser // *Opt. Lett. Optica Publishing Group*, 1991. Vol. 16, № 1. P. 42–44.
47. Krausz F. et al. Femtosecond solid-state lasers // *IEEE J. Quantum Electron.* 1992. Vol. 28, № 10. P. 2097–2122.
48. Strickland D., Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses // *Opt. Commun.* 1985. Vol. 55, № 6. P. 447–449.
49. Zhou J. et al. Generation of 21-fs millijoule-energy pulses by use of Ti:sapphire // *Opt. Lett. Optica Publishing Group*, 1994. Vol. 19, № 2. P. 126–128.
50. Sullivan A. et al. 1.1-J, 120-fs laser system based on Nd:glass-pumped Ti:sapphire // *Opt. Lett. Optica Publishing Group*, 1996. Vol. 21, № 8. P. 603–605.
51. Backus S. et al. High power ultrafast lasers // *Rev. Sci. Instrum.* 1998. Vol. 69, № 3. P. 1207–1223.
52. Cerullo G., De Silvestri S. Ultrafast optical parametric amplifiers // *Rev. Sci. Instrum.* 2003. Vol. 74, № 1. P. 1–18.
53. Ell R. et al. Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti:sapphire laser // *Opt. Lett.* 2001. Vol. 26, № 6. P. 373.
54. Rausch S. et al. Controlled waveforms on the single-cycle scale from a femtosecond oscillator // *Opt. Express.* 2008. Vol. 16, № 13. P. 9739.
55. Fork R.L. et al. Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation // *Opt. Lett. Optica Publishing Group*, 1987. Vol. 12, № 7. P. 483–485.
56. Udem T., Holzwarth R., Hänsch T.W. Optical frequency metrology // *Nature. Nature Publishing Group*, 2002. Vol. 416, № 6877. P. 233–237.
57. Fortier T., Baumann E. 20 years of developments in optical frequency comb technology and applications // *Commun. Phys. Nature Publishing Group*, 2019. Vol. 2, № 1. P. 1–16.
58. Yakovlev V.S. et al. Phase-stabilized 4-fs pulses at the full oscillator repetition rate for a photoemission experiment // *Appl. Phys. B Lasers Opt.* 2003. Vol. 76, № 3. P. 329–332.
59. Xing S. et al. Single-cycle all-fiber frequency comb // *APL Photonics.* 2021. Vol. 6, № 8. P. 086110.
60. Travers J.C. et al. High-energy pulse self-compression and ultraviolet generation through soliton dynamics in hollow capillary fibres // *Nat. Photonics.* 2019. Vol. 13, № 8. P. 547–554.
61. Nisoli M., De Silvestri S., Svelto O. Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique // *Appl. Phys. Lett.* 1996. Vol. 68, № 20. P. 2793–2795.
62. Cerullo G. et al. Few-optical-cycle laser pulses: from high peak power to frequency tunability // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2000. Vol. 6, № 6. P. 948–958.
63. Schenkel B. et al. Generation of 38-fs pulses from adaptive compression of a cascaded hollow fiber supercontinuum // *Opt. Lett.* 2003. Vol. 28, № 20. P. 1987.
64. Knight J.C. et al. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding // *Opt. Lett. Optica Publishing Group*, 1996. Vol. 21, № 19. P. 1547–1549.
65. Birks T.A., Knight J.C., Russell P.S.J. Endlessly single-mode photonic crystal fiber // *Opt. Lett. Optica Publishing Group*, 1997. Vol. 22, № 13. P. 961–963.
66. Knight J.C. et al. Anomalous dispersion in photonic crystal fiber // *IEEE Photonics Technol. Lett.* 2000. Vol. 12, № 7. P. 807–809.
67. Russell P.S.J. Photonic-Crystal Fibers // *J. Light. Technol. IEEE*, 2006. Vol. 24, № 12. P. 4729–4749.
68. Желтиков А.М. Да будет белый свет: генерация суперконтинуума сверхкороткими лазерными импульсами // *Успехи Физических Наук.* 2006. Vol. 176, № 6. P. 623–649.

69. Желтиков А.М. Сверхкороткие световые импульсы в полых волноводах // Успехи Физических Наук. 2002. Vol. 172, № 7. P. 743–776.
70. Yeh P., Yariv A., Marom E. Theory of Bragg fiber* // JOSA. Optical Society of America, 1978. Vol. 68, № 9. P. 1196–1201.
71. de Sterke C.M., Bassett I.M., Street A.G. Differential losses in Bragg fibers // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 76, № 2. P. 680–688.
72. Roberts P.J. et al. Ultimate low loss of hollow-core photonic crystal fibres // Opt. Express. Optica Publishing Group, 2005. Vol. 13, № 1. P. 236–244.
73. Gladyshev A. et al. Efficient Raman generation of 1.9 μm radiation in hollow optical fiber filled with hydrogen // Quantum Electron. 2015. Vol. 45. P. 807–812.
74. Litchinitser N.M. et al. Antiresonant reflecting photonic crystal optical waveguides // Opt. Lett. Optica Publishing Group, 2002. Vol. 27, № 18. P. 1592–1594.
75. Wang Y.Y. et al. Low loss broadband transmission in hypocycloid-core Kagome hollow-core photonic crystal fiber // Opt. Lett. Optica Publishing Group, 2011. Vol. 36, № 5. P. 669–671.
76. Kosolapov A.F. et al. Demonstration of CO_2 -laser power delivery through chalcogenide-glass fiber with negative-curvature hollow core // Opt. Express. Optica Publishing Group, 2011. Vol. 19, № 25. P. 25723–25728.
77. Wei C. et al. Negative curvature fibers // Adv. Opt. Photonics. Optica Publishing Group, 2017. Vol. 9, № 3. P. 504–561.
78. Belli F. et al. Vacuum-ultraviolet to infrared supercontinuum in hydrogen-filled photonic crystal fiber // Optica. Optica Publishing Group, 2015. Vol. 2, № 4. P. 292–300.
79. Adamu A.I. et al. Deep-UV to Mid-IR Supercontinuum Generation driven by Mid-IR Ultrashort Pulses in a Gas-filled Hollow-core Fiber // Sci. Rep. Nature Publishing Group, 2019. Vol. 9, № 1. P. 4446.
80. Cassataro M. et al. Generation of broadband mid-IR and UV light in gas-filled single-ring hollow-core PCF // Opt. Express. Optica Publishing Group, 2017. Vol. 25, № 7. P. 7637–7644.
81. Adamu A.I. et al. Noise and spectral stability of deep-UV gas-filled fiber-based supercontinuum sources driven by ultrafast mid-IR pulses // Sci. Rep. 2020. Vol. 10, № 1. P. 4912.
82. Belli F. et al. Highly efficient deep UV generation by four-wave mixing in gas-filled hollow-core photonic crystal fiber // Opt. Lett. Optica Publishing Group, 2019. Vol. 44, № 22. P. 5509–5512.
83. Im S.-J., Husakou A., Herrmann J. Guiding properties and dispersion control of kagome lattice hollow-core photonic crystal fibers // Opt. Express. Optica Publishing Group, 2009. Vol. 17, № 15. P. 13050–13058.
84. Im S.-J., Husakou A., Herrmann J. High-power soliton-induced supercontinuum generation and tunable sub-10-fs VUV pulses from kagome-lattice HC-PCFs // Opt. Express. Optica Publishing Group, 2010. Vol. 18, № 6. P. 5367–5374.
85. Mak K.F. et al. Two techniques for temporal pulse compression in gas-filled hollow-core kagomé photonic crystal fiber // Opt. Lett. Optica Publishing Group, 2013. Vol. 38, № 18. P. 3592–3595.
86. Travers J.C. Optical solitons in hollow-core fibres // Opt. Commun. 2024. Vol. 555. P. 130191.
87. Ran Q. et al. Self-compression of high energy ultrashort laser pulses // Laser Photonics Rev. 2024. Vol. 18, № 2. P. 2300595.

88. Ermolov A. et al. Carrier-envelope-phase-stable soliton-based pulse compression to 4.4 fs and ultraviolet generation at the 800 kHz repetition rate // *Opt. Lett.* Optica Publishing Group, 2019. Vol. 44, № 20. P. 5005–5008.
89. Köttig F. et al. Efficient single-cycle pulse compression of an ytterbium fiber laser at 10 MHz repetition rate // *Opt. Express.* Optica Publishing Group, 2020. Vol. 28, № 7. P. 9099–9110.
90. Brahms C., Belli F., Travers J.C. Infrared attosecond field transients and UV to IR few-femtosecond pulses generated by high-energy soliton self-compression // *Phys. Rev. Res.* American Physical Society, 2020. Vol. 2, № 4. P. 043037.
91. Lanin A.A. et al. Multioctave, 3–18 μm sub-two-cycle supercontinua from self-compressing, self-focusing soliton transients in a solid // *Opt. Lett.* Optica Publishing Group, 2015. Vol. 40, № 6. P. 974–977.
92. Seo M. et al. High-contrast, intense single-cycle pulses from an all thin-solid-plate setup // *Opt. Lett.* Optica Publishing Group, 2020. Vol. 45, № 2. P. 367–370.
93. Chekalin S.V. et al. Light bullet supercontinuum // *JOSA B.* Optica Publishing Group, 2019. Vol. 36, № 2. P. A43–A53.
94. Кандидов В.П. et al. Световые пули в прозрачных диэлектриках, // *Квантовая Электроника.* 2022. Vol. 52, № 3. P. 233–246.
95. Дормидонов А.Е. et al. Определение длительности одноцикловой световой пули среднего инфракрасного диапазона по структуре индуцированных плазменных каналов или центров окраски // *Письма В Журнал Экспериментальной И Теоретической Физики.* 2022. Vol. 116, № 7. P. 434–441.
96. Zaïr A. et al. Spatio-temporal characterization of few-cycle pulses obtained by filamentation // *Opt. Express.* Optica Publishing Group, 2007. Vol. 15, № 9. P. 5394–5405.
97. Manzoni C., Polli D., Cerullo G. Two-color pump-probe system broadly tunable over the visible and the near infrared with sub-30fs temporal resolution // *Rev. Sci. Instrum.* 2006. Vol. 77, № 2. P. 023103.
98. Brida D. et al. Generation of 8.5-fs pulses at 1.3 μm for ultrabroadband pump-probe spectroscopy // *Opt. Express.* Optica Publishing Group, 2009. Vol. 17, № 15. P. 12510–12515.
99. Brida D. et al. Two-optical-cycle pulses in the mid-infrared from an optical parametric amplifier // *Opt. Lett.* Optica Publishing Group, 2008. Vol. 33, № 24. P. 2901–2903.
100. Adachi S. et al. 1.5 mJ, 6.4 fs parametric chirped-pulse amplification system at 1 kHz // *Opt. Lett.* Optica Publishing Group, 2007. Vol. 32, № 17. P. 2487–2489.
101. Bigler N. et al. High-power OPCPA generating 1.7 cycle pulses at 2.5 μm // *Opt. Express.* Optica Publishing Group, 2018. Vol. 26, № 20. P. 26750–26757.
102. Ishii N. et al. Sub-two-cycle, carrier-envelope phase-stable, intense optical pulses at 1.6 μm from a BiB_3O_6 optical parametric chirped-pulse amplifier // *Opt. Lett.* Optica Publishing Group, 2012. Vol. 37, № 20. P. 4182–4184.
103. Budriūnas R. et al. 53 W average power CEP-stabilized OPCPA system delivering 5.5 TW few cycle pulses at 1 kHz repetition rate // *Opt. Express.* Optica Publishing Group, 2017. Vol. 25, № 5. P. 5797–5806.
104. Cirmi G. et al. Optical Waveform Synthesis and Its Applications // *Laser Photonics Rev.* 2023. Vol. 17, № 4. P. 2200588.
105. Wirth A. et al. Synthesized Light Transients // *Science.* American Association for the Advancement of Science, 2011.
106. Krauss G. et al. Synthesis of a single cycle of light with compact erbium-doped fibre technology // *Nat. Photonics.* Nature Publishing Group, 2010. Vol. 4, № 1. P. 33–36.

107. Cox J.A. et al. Pulse synthesis in the single-cycle regime from independent mode-locked lasers using attosecond-precision feedback // *Opt. Lett.* Optica Publishing Group, 2012. Vol. 37, № 17. P. 3579–3581.
108. Hassan M.Th. et al. Optical attosecond pulses and tracking the nonlinear response of bound electrons // *Nature*. 2016. Vol. 530, № 7588. P. 66–70.
109. Huang S.-W. et al. High-energy pulse synthesis with sub-cycle waveform control for strong-field physics // *Nat. Photonics*. 2011. Vol. 5, № 8. P. 475–479.
110. Manzoni C. et al. Coherent synthesis of ultra-broadband optical parametric amplifiers // *Opt. Lett.* Optica Publishing Group, 2012. Vol. 37, № 11. P. 1880–1882.
111. Schmidt B.E. et al. Frequency domain optical parametric amplification // *Nat. Commun.* Nature Publishing Group, 2014. Vol. 5, № 1. P. 3643.
112. Liang H. et al. High-energy mid-infrared sub-cycle pulse synthesis from a parametric amplifier // *Nat. Commun.* 2017. Vol. 8, № 1. P. 141.
113. Alismail A. et al. Multi-octave, CEP-stable source for high-energy field synthesis // *Sci. Adv.* American Association for the Advancement of Science, 2020.
114. Steinmeyer G., Borchers B., Lücking F. Carrier-Envelope Phase Stabilization // *Progress in Ultrafast Intense Laser Science: Volume IX* / ed. Yamanouchi K., Midorikawa K. Berlin, Heidelberg: Springer, 2013. P. 89–110.
115. Telle H.R. et al. Carrier-envelope offset phase control: A novel concept for absolute optical frequency measurement and ultrashort pulse generation // *Appl. Phys. B*. 1999. Vol. 69, № 4. P. 327–332.
116. Vozzi C. et al. High-energy, few-optical-cycle pulses at 1.5 μm with passive carrier-envelope phase stabilization // *Opt. Express*. Optica Publishing Group, 2006. Vol. 14, № 21. P. 10109–10116.
117. Mashiko H. et al. Carrier-envelope phase stabilized 5.6fs, 1.2mJ pulses // *Appl. Phys. Lett.* 2007. Vol. 90, № 16. P. 161114.
118. Fuji T. et al. Parametric amplification of few-cycle carrier-envelope phase-stable pulses at 2.1 μm // *Opt. Lett.* Optica Publishing Group, 2006. Vol. 31, № 8. P. 1103–1105.
119. Darginavičius J. et al. Ultrabroadband supercontinuum and third-harmonic generation in bulk solids with two optical-cycle carrier-envelope phase-stable pulses at 2 μm // *Opt. Express*. Optica Publishing Group, 2013. Vol. 21, № 21. P. 25210–25220.
120. Paulus G.G. et al. Absolute-phase phenomena in photoionization with few-cycle laser pulses // *Nature*. Nature Publishing Group, 2001. Vol. 414, № 6860. P. 182–184.
121. Kieß M. et al. Determination of the carrier-envelope phase of few-cycle laser pulses with terahertz-emission spectroscopy // *Nat. Phys.* Nature Publishing Group, 2006. Vol. 2, № 5. P. 327–331.
122. Sayler A.M. et al. Precise, real-time, every-single-shot, carrier-envelope phase measurement of ultrashort laser pulses // *Opt. Lett.* Optica Publishing Group, 2011. Vol. 36, № 1. P. 1–3.
123. Rathje T. et al. Review of attosecond resolved measurement and control via carrier-envelope phase tagging with above-threshold ionization // *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* IOP Publishing, 2012. Vol. 45, № 7. P. 074003.
124. Kubullek M. et al. Single-shot carrier-envelope-phase measurement in ambient air // *Optica*. Optica Publishing Group, 2020. Vol. 7, № 1. P. 35–39.
125. Baltuška A. et al. Attosecond control of electronic processes by intense light fields // *Nature*. Nature Publishing Group, 2003. Vol. 421, № 6923. P. 611–615.
126. Koke S. et al. Noise performance of a feed-forward scheme for carrier-envelope phase stabilization // *Appl. Phys. B*. 2011. Vol. 104, № 4. P. 799–804.

127. Kowalczyk M. et al. Ultra-CEP-stable single-cycle pulses at 2.2 μm // *Optica*. 2023. Vol. 10, № 6. P. 801.
128. Okubo S. et al. Offset-free optical frequency comb self-referencing with an f-2f interferometer // *Optica*. Optica Publishing Group, 2018. Vol. 5, № 2. P. 188–192.
129. Crespo H.M. et al. Nonintrusive phase stabilization of sub-two-cycle pulses from a prismless octave-spanning Ti:sapphire laser // *Opt. Lett.* Optica Publishing Group, 2008. Vol. 33, № 8. P. 833–835.
130. Rauschenberger J. et al. Carrier-envelope phase-stabilized amplifier system // *Laser Phys. Lett.* IOP Publishing, 2005. Vol. 3, № 1. P. 37.
131. Takahashi E.J., Fu Y., Midorikawa K. Carrier-envelope phase stabilization of a 16 TW, 10 Hz Ti:sapphire laser // *Opt. Lett.* Optica Publishing Group, 2015. Vol. 40, № 21. P. 4835–4838.
132. Langdon B. et al. Carrier-envelope-phase stabilized terawatt class laser at 1 kHz with a wavelength tunable option // *Opt. Express*. Optica Publishing Group, 2015. Vol. 23, № 4. P. 4563–4572.
133. Komm P. et al. Carrier-to-envelope phase-stable, mid-infrared, ultrashort pulses from a hybrid parametric generator: Cr:ZnSe laser amplifier system // *Opt. Express*. Optica Publishing Group, 2019. Vol. 27, № 13. P. 18522–18532.
134. Cerullo G. et al. Few-optical-cycle light pulses with passive carrier-envelope phase stabilization.
135. Baltuška A., Fuji T., Kobayashi T. Controlling the Carrier-Envelope Phase of Ultrashort Light Pulses with Optical Parametric Amplifiers // *Phys. Rev. Lett.* American Physical Society, 2002. Vol. 88, № 13. P. 133901.
136. Moses J. et al. Highly stable ultrabroadband mid-IR optical parametric chirped-pulse amplifier optimized for superfluorescence suppression // *Opt. Lett.* 2009. Vol. 34, № 11. P. 1639.
137. Ishii N. et al. Optical parametric amplification of carrier-envelope phase-stabilized mid-infrared pulses generated by intra-pulse difference frequency generation // *Opt. Express*. 2019. Vol. 27, № 8. P. 11447.
138. Manzoni C. et al. Tunable few-optical-cycle pulses with passive carrier-envelope phase stabilization from an optical parametric amplifier // *Appl. Phys. Lett.* 2007. Vol. 90, № 17. P. 171111.
139. Ferray M. et al. Multiple-harmonic conversion of 1064 nm radiation in rare gases // *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* 1988. Vol. 21, № 3. P. L31.
140. Goulielmakis E. et al. Single-Cycle Nonlinear Optics // *Science*. 2008. Vol. 320, № 5883. P. 1614–1617.
141. Merritt I.C.D., Jacquemin D., Vacher M. Attochemistry: Is Controlling Electrons the Future of Photochemistry? // *J. Phys. Chem. Lett.* American Chemical Society, 2021.
142. Calegari F., Martin F. Open questions in attochemistry // *Commun. Chem.* Nature Publishing Group, 2023. Vol. 6, № 1. P. 1–5.
143. Kling M.F. et al. Control of Electron Localization in Molecular Dissociation // *Science*. American Association for the Advancement of Science, 2006.
144. Lara-Astiaso M. et al. Attosecond Pump–Probe Spectroscopy of Charge Dynamics in Tryptophan // *J. Phys. Chem. Lett.* American Chemical Society, 2018. Vol. 9, № 16. P. 4570–4577.
145. Ghimire S. et al. Generation and propagation of high-order harmonics in crystals // *Phys. Rev. A*. American Physical Society, 2012. Vol. 85, № 4. P. 043836.

146. Golde D., Meier T., Koch S.W. High harmonics generated in semiconductor nanostructures by the coupled dynamics of optical inter- and intraband excitations // *Phys. Rev. B. American Physical Society*, 2008. Vol. 77, № 7. P. 075330.
147. Vampa G. et al. Theoretical Analysis of High-Harmonic Generation in Solids // *Phys. Rev. Lett. American Physical Society*, 2014. Vol. 113, № 7. P. 073901.
148. Wang C.-M., Ho T.-S., Chu S.-I. Determination of band structure from the intra-band power spectrum of high harmonic generation in crystal // *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys. IOP Publishing*, 2016. Vol. 49, № 22. P. 225401.
149. Lanin A.A. et al. High-order harmonic analysis of anisotropic petahertz photocurrents in solids // *Opt. Lett. Optica Publishing Group*, 2019. Vol. 44, № 8. P. 1888–1891.
150. Goulielmakis E., Brabec T. High harmonic generation in condensed matter // *Nat. Photonics. Nature Publishing Group*, 2022. Vol. 16, № 6. P. 411–421.
151. Kwon O. et al. Semimetallization of dielectrics in strong optical fields // *Sci. Rep. Nature Publishing Group*, 2016. Vol. 6, № 1. P. 21272.
152. Langer F. et al. Few-cycle lightwave-driven currents in a semiconductor at high repetition rate // *Optica. Optica Publishing Group*, 2020. Vol. 7, № 4. P. 276–279.
153. Paasch-Colberg T. et al. Sub-cycle optical control of current in a semiconductor: from the multiphoton to the tunneling regime // *Optica. Optica Publishing Group*, 2016. Vol. 3, № 12. P. 1358–1361.
154. Heide C. et al. Optical current generation in graphene: CEP control vs. $\omega + 2\omega$ control // *Nanophotonics. De Gruyter*, 2021. Vol. 10, № 14. P. 3701–3707.
155. Rybka T. et al. Sub-cycle optical phase control of nanotunnelling in the single-electron regime // *Nat. Photonics. Nature Publishing Group*, 2016. Vol. 10, № 10. P. 667–670.
156. Yang Y. et al. Light phase detection with on-chip petahertz electronic networks // *Nat. Commun. Nature Publishing Group*, 2020. Vol. 11, № 1. P. 3407.
157. Luo Y. et al. Synthesis and Direct Sampling of Single-Cycle Light Transients by Electron Tunneling in a Nanodevice // *ACS Photonics. American Chemical Society*, 2023. Vol. 10, № 8. P. 2866–2873.
158. Bionta M.R. et al. On-chip sampling of optical fields with attosecond resolution // *Nat. Photonics. Nature Publishing Group*, 2021. Vol. 15, № 6. P. 456–460.
159. Liu Y. et al. All-optical sampling of few-cycle infrared pulses using tunneling in a solid // *Photonics Res. Optica Publishing Group*, 2021. Vol. 9, № 6. P. 929–936.
160. Zimin D.A. et al. Dynamic optical response of solids following 1-fs-scale photoinjection // *Nature. Nature Publishing Group*, 2023. Vol. 618, № 7964. P. 276–280.
161. Itatani J. et al. Attosecond Streak Camera // *Phys. Rev. Lett. American Physical Society*, 2002. Vol. 88, № 17. P. 173903.
162. Keiber S. et al. Electro-optic sampling of near-infrared waveforms // *Nat. Photonics. Nature Publishing Group*, 2016. Vol. 10, № 3. P. 159–162.
163. Ludwig M. et al. Sub-femtosecond electron transport in a nanoscale gap // *Nat. Phys. Nature Publishing Group*, 2020. Vol. 16, № 3. P. 341–345.
164. Jones D.J. et al. Carrier-Envelope Phase Control of Femtosecond Mode-Locked Lasers and Direct Optical Frequency Synthesis // *Science. American Association for the Advancement of Science*, 2000.
165. Iaconis C., Walmsley I.A. Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses // *Opt. Lett. Optica Publishing Group*, 1998. Vol. 23, № 10. P. 792–794.
166. Kosik E.M. et al. Interferometric technique for measuring broadband ultrashort pulses at the sampling limit // *Opt. Lett. Optica Publishing Group*, 2005. Vol. 30, № 3. P. 326–328.

167. Fan G. et al. X-SEA-F-SPIDER characterization of over octave spanning pulses in the infrared range // *Opt. Express*. Optica Publishing Group, 2016. Vol. 24, № 12. P. 12713–12729.
168. Trebino R. et al. Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating // *Rev. Sci. Instrum.* 1997. Vol. 68, № 9. P. 3277–3295.
169. Linden S., Giessen H., Kuhl J. XFROG — A New Method for Amplitude and Phase Characterization of Weak Ultrashort Pulses.
170. Stibenz G., Steinmeyer G. Interferometric frequency-resolved optical gating // *Opt. Express*. Optica Publishing Group, 2005. Vol. 13, № 7. P. 2617–2626.
171. Akturk S., D'Amico C., Mysyrowicz A. Measuring ultrashort pulses in the single-cycle regime using frequency-resolved optical gating // *JOSA B*. Optica Publishing Group, 2008. Vol. 25, № 6. P. A63–A69.
172. Tamošauskas G. et al. Transmittance and phase matching of BBO crystal in the 3–5 μm range and its application for the characterization of mid-infrared laser pulses // *Opt. Mater. Express*. Optica Publishing Group, 2018. Vol. 8, № 6. P. 1410–1418.
173. Berge L. et al. Ultrashort filaments of light in weakly-ionized, optically-transparent media // *Rep. Prog. Phys.* 2007. Vol. 70, № 10. P. 1633–1713.
174. Zeisberger M., Schmidt M.A. Analytic model for the complex effective index of the leaky modes of tube-type anti-resonant hollow core fibers // *Sci. Rep.* 2017. Vol. 7, № 1. P. 11761.
175. Peck E.R., Fisher D.J. Dispersion of Argon // *JOSA*. Optica Publishing Group, 1964. Vol. 54, № 11. P. 1362–1364.
176. Washburn B.R., Buck J.A., Ralph S.E. Transform-limited spectral compression due to self-phase modulation in fibers // *Opt. Lett.* Optica Publishing Group, 2000. Vol. 25, № 7. P. 445–447.
177. Andresen E.R., Thøgersen J., Keiding S.R. Spectral compression of femtosecond pulses in photonic crystal fibers // *Opt. Lett.* Optica Publishing Group, 2005. Vol. 30, № 15. P. 2025–2027.
178. Wang D., Leng Y., Xu Z. Measurement of nonlinear refractive index coefficient of inert gases with hollow-core fiber // *Appl. Phys. B*. 2013. Vol. 111, № 3. P. 447–452.
179. Couairon A., Mysyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media // *Phys. Rep.* 2007. Vol. 441, № 2–4. P. 47–189.
180. Fedotov A.B., Serebryannikov E.E., Zheltikov A.M. Ionization-induced blueshift of high-peak-power guided-wave ultrashort laser pulses in hollow-core photonic-crystal fibers // *Phys. Rev. A*. American Physical Society, 2007. Vol. 76, № 5. P. 053811.
181. Chang W. et al. Influence of ionization on ultrafast gas-based nonlinear fiber optics // *Opt. Express*. Optica Publishing Group, 2011. Vol. 19, № 21. P. 21018–21027.
182. Hölzer P. et al. Femtosecond Nonlinear Fiber Optics in the Ionization Regime // *Phys. Rev. Lett.* American Physical Society, 2011. Vol. 107, № 20. P. 203901.
183. Voronin A.A., Zheltikov A.M. Power-scalable subcycle pulses from laser filaments // *Sci. Rep.* Nature Publishing Group, 2017. Vol. 7, № 1. P. 36263.
184. Келдыш Л.В. Ионизация в поле сильной электромагнитной волны // *ЖЭТФ*. 1964. Vol. 47. P. 1945.
185. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. Ионизация атомов в переменном электрическом поле // *ЖЭТФ*. 1966. Vol. 50. P. 1393.
186. Bergé L. et al. Role of the carrier-envelope phase in laser filamentation // *Appl. Phys. B*. 2011. Vol. 103, № 3. P. 563–570.
187. Gong C. et al. Observation of CEP effect via filamentation in transparent solids // *Opt. Express*. Optica Publishing Group, 2013. Vol. 21, № 20. P. 24120–24128.

188. Zhong Y. et al. CEP-controlled supercontinuum generation during filamentation with mid-infrared laser pulse // *Opt. Express*. Optica Publishing Group, 2014. Vol. 22, № 23. P. 29170–29178.
189. Marple D.T.F. Refractive Index of ZnSe, ZnTe, and CdTe // *J. Appl. Phys.* 1964. Vol. 35, № 3. P. 539–542.
190. Connolly J., diBenedetto B., Donadio R. Specifications Of Raytran Material // *Contemporary Optical Systems and Components Specifications*. SPIE, 1979. Vol. 0181. P. 141–144.
191. Amotchkina T. et al. Characterization of e-beam evaporated Ge, YbF₃, ZnS, and LaF₃ thin films for laser-oriented coatings // *Appl. Opt.* Optica Publishing Group, 2020. Vol. 59, № 5. P. A40–A47.
192. Nam S.-H. et al. Multi-octave-spanning supercontinuum generation through high-energy laser filaments in YAG and ZnSe pumped by a 2.4 μm femtosecond Cr:ZnSe laser // *High Power Laser Sci. Eng.* 2021. Vol. 9. P. e12.
193. Аммосов М.В., Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Туннельная ионизация сложных атомов и атомарных ионов в переменном электромагнитном поле // *ЖЭТФ*. 1986. Vol. 91. P. 2008.
194. Steinleitner P. et al. Single-cycle infrared waveform control // *Nat. Photonics*. Nature Publishing Group, 2022. Vol. 16, № 7. P. 512–518.