

На правах рукописи

СОЛОВЬЕВ Александр Андреевич

**РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ ДИАГНОСТИКИ И ИССЛЕДОВАНИЕ
ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
НА ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ПЕТАВАТТНОМ
ЛАЗЕРНОМ КОМПЛЕКСЕ**

1.3.19 – лазерная физика

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Нижний Новгород, 2025

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном научном учреждении «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук» (г. Нижний Новгород)

Официальные оппоненты:

Лотов Константин Владимирович,
доктор физико-математических наук, профессор РАН, главный научный сотрудник Института ядерной физики им. Г. И. Будкера (г. Новосибирск)

Стариков Федор Алексеевич,
доктор физико-математических наук, начальник научно-исследовательской лаборатории Института лазерно-физических исследований Российского федерального ядерного центра – ВНИИЭФ (г. Саров)

Савельев-Трофимов Андрей Борисович,
доктор физико-математических наук, профессор физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова (г. Москва)

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Федеральный исследовательский центр «Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук» (ИОФ РАН, г. Москва)

Защита состоится 23 июня 2025 г. на заседании диссертационного совета 24.1.238.01 при ФГБНУ «ФИЦ Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН» по адресу: 603950, г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИПФ РАН и на сайте www.ipfran.ru

Автореферат разослан 28.04.2025 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета
доктор физико-математических наук



Э. Б. Абубакиров

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Лазерный комплекс PEARL был создан в ИПФ РАН в 2007 году [1] на основе технологии OPCRA (optical parametric chirped pulse amplification) параметрического усиления чирпированных импульсов. В основу работы лазера легли уникальные для того времени технологии синхронизации [2], наносекундный лазерный усилитель (300 Дж в 1 нс) на неодимовом стекле [3] и технология изготовления широкоапертурных KD*P кристаллов [4]. В момент создания лазер стал мощнейшей параметрической системой в мире. Но и сейчас, спустя почти два десятка лет, лазер остается востребованным научным инструментом для проведения, в первую очередь, фундаментальных научных исследований. Используемые технологии во многом определили как лазерные параметры, так и прикладную значимость лазерного комплекса.

Технология параметрического усиления чирпированных импульсов хорошо зарекомендовала себя, в первую очередь, за счет исключительных экспериментальных параметров. Во-первых, в системе совершенно отсутствует предимпульс вне временного окна импульса накачки, что позволяет обходиться без дополнительных систем повышения контраста. Во-вторых, на рабочих частотах повторения фактически отсутствуют тепловые эффекты в параметрических кристаллах, что существенно упрощает коррекцию волнового фронта для оптимальной фокусировки и достижения предельной интенсивности в перетяжке. В-третьих, лазерная система относительно терпима к бликам назад, поскольку усиление при обратном распространении через активный элемент полностью отсутствует. Более того, в исходной схеме [1] на первом каскаде параметрического усиления происходило параметрическое преобразование частоты (переход с сигнальной на холостую волну), вследствие чего параметрический усилитель выполнял роль оптической развязки, и достижение обратным бликом стартовой системы было принципиально невозможно. Все эти особенности обеспечили возможность реализации рекордной эффективности взаимодействия фемтосекундного лазерного излучения с веществом при взаимодействии как с газовыми, так и с твердотельными мишенями [A1–A4], а результаты находятся в хорошем согласии с аналогичными исследованиями на других лазерных установках по всему миру со схожими лазерными параметрами [5–8].

В то же время отличительной особенностью параметрического усиления являются строгие требования к синхронизации импульсов сигнала и накачки. Для выполнения этих требований еще на этапе проектирования лазерной установки была решена задача электрической синхронизации сигнального импульса и импульса накачки [2] с двух разных задающих генераторов, работающих на принципах модуляции добротности и синхронизации мод. Недавно система PEARL была подвергнута дополнительной модернизации [A5, A6], в результате чего относительно небольшой джиттер порядка 50 пс [2]

между сигналом и накачкой был дополнительно снижен до субпикосекундных величин за счет перехода на оптическую синхронизацию между сигналом и накачкой.

Однако технологические сложности, преодоленные на этапе проектирования, стали ключевым преимуществом лазерной системы на этапе исследований по направлению «лабораторная астрофизика». С высокой точностью синхронизированные наносекундный лазерный драйвер и фемтосекундное излучение допускают проведение экспериментов в режиме накачка-зондирование с зондирующим импульсом исключительного оптического качества, позволяющим получать четкие интерферометрические, теневые и поляризационные изображения, а также максимально точно исследовать временную динамику за счет малого джиттера. Для реализации метода накачка-зондирование была разработана оригинальная схема выведения наносекундного импульса из лазера накачки [A7], позволяющая иметь идеально синхронизированный с сигналом наносекундный импульс с энергией до 250 Дж без потерь в энергии фемтосекундного импульса. В совокупности с оригинальной импульсной магнитной системой [A8] установка стала предлагать уникальное сочетание условий для масштабного моделирования таких плазменных астрофизических процессов, как аккреция вещества [A9], коллимация джетов [A10], экспериментального исследования магнитогидродинамических [A11] и кинетических неустойчивостей [9] в плазме.

Технологии, использованные в лазерной системе, прекрасно зарекомендовали себя в ходе прикладных исследований и поэтому легли в основу эксаваттного проекта XCELS [A12]. Активно развивающаяся в ИПФ РАН технология повышения пиковой мощности CafCA (Compression after Compression Approach) [10] вместе с разработанными подходами к исправлению волнового фронта [A13–A14], в частности нелинейных фазовых искажений [A15], позволили не только многократно поднять мощность лазерной системы [11], но и фактически пропорционально поднять пиковую интенсивность при фокусировке [A16], что дополнительно расширило диапазон возможных лазерных параметров на мишени в сторону больших интенсивностей. Использование технологии CafCA для зондирующего импульса кроме всего прочего позволяет поднять временное разрешение оптической диагностики релятивистских объектов, когда это требуется, например, для исследования излучающей сингулярности BISER [A17].

Таким образом, диссертация представляет собой замкнутую работу по развитию инфраструктуры лазерно-плазменного комплекса PEARL и применение его для широкого спектра экспериментальных исследований лазерного излучения с плазмой.

Актуальность темы диссертационного исследования

Актуальность представленных в диссертации исследований различных режимов лазерно-плазменного взаимодействия и методов их диагностики связана с двумя основными аспектами: инновационными источниками вторичного излучения и изучением плазменной динамики астрофизических объектов.

Источники вторичного излучения, объединяющие исследования в Главе 4 диссертации, востребованы во многих отраслях науки, медицины и индустрии. Лазерные источники рентгеновского излучения отличаются от существующих аналогов, основанных на классических радиочастотных ускорителях, исключительной яркостью и малостью геометрических размеров, что связано с возможностью острой фокусировки оптического излучения до масштабов порядка длины волны, составляющей менее 1 мкм. С этими отличиями и связаны конкурентные преимущества лазерно-плазменных источников. При получении рентгенографических изображений, точечность и малая длительность импульса позволяют увеличивать пространственное разрешение, а переход к фазоконтрастным методам – увеличивать чувствительность, что в случае биологических объектов позволяет снижать лучевую нагрузку на живые ткани. Другое преимущество лазерно-плазменных источников связано с компактностью их ускорительной части. Для конвенциональных радиочастотных ускорителей большие размеры связаны с обусловленным электрическим пробоем ограничением на максимальную амплитуду ускоряющих СВЧ-полей. В лазерно-плазменных ускорителях, напротив, электрический пробой не является проблемой, поскольку плазма изначально является средой «в состоянии пробоя». Как следствие, плазменные поля могут быть на порядки сильнее, а длина ускорения – на порядки меньше. Лазерно-плазменный ускоритель с характерными ускоряющими полями 1 ГВ/см может быть помещен в нужную область и ориентирован в направлении потребителя как целое, в результате пропадает необходимость в громоздкой и дорогостоящей, в случае пучков заряженных частиц, магнитной системе транспортировки излучения. Соответствующее удешевление технологий и, как следствие, стоимости оказываемых на их основе услуг и технологических процессов является основным мотивом активных исследований.

Исследования плазменной динамики по направлению «лабораторная астрофизика», собранные в Главе 5 диссертации, напротив, ориентированы в первую очередь на получение новых знаний. В частности, в ходе лабораторного моделирования проводятся фундаментальные исследования процессов аккреции и образования астрофизических джетов для многих типов астрофизических объектов, от находящихся в начале своей эволюции протозвезд до ядер галактик. Основными объектами лабораторного моделирования в рамках диссертации стали протозвезды, поглощающие материю из окружающего аккреционного диска, в некоторых областях которого эйлерово подобие с потоками лазерной плазмы выполняется с хорошей точностью.

От аккреции напрямую зависит энерговыделение, следовательно, светимость звезды, а также процесс генерации осесимметричных истечений (джетов). Таким образом, исследования механизмов аккреции и являются определяющими для понимания хода эволюции звезд. В результате взаимодействия магнитосферы протозвезды с аккреционным диском возникают сложные конфигурации магнитных полей и потоков плазмы. Наблюдения не позволяют определить точный сценарий аккреции, поэтому лабораторные эксперименты по моделированию данных процессов обладают особой ценностью.

Отдельно отмечается значимость работ для поддержания лидирующих позиций российской научной школы на международном уровне. Проводимые исследования внесли значимый вклад в становление лазерного комплекса PEARL, не только как востребованного объекта мировой научной инфраструктуры, но как идеологической и технологической основы для эксаваттного КЭД-проекта XCELS.

Цели работы

1. Повышение стабильности и энергетической эффективности параметрической петаваттной фемтосекундной лазерной системы.
2. Обеспечение необходимых экспериментальных условий для комплексного исследования различных режимов лазерно-плазменного взаимодействия, включая синхронную доставку в мишенную камеру нескольких лазерных импульсов с различными частотными, временными и энергетическими параметрами, а также разработку и изготовление импульсной магнитной системы с амплитудой магнитной индукции более 20 Тл для исследований по направлению «лабораторная астрофизика».
3. Повышение пиковой интенсивности при фокусировке фемтосекундного лазерного излучения петаваттного уровня мощности методами адаптивной оптики.
4. Разработка комплекса диагностических методов и оборудования с учетом специфики лазерного комплекса PEARL и исследуемых режимов лазерно-плазменного взаимодействия.
5. Разработка лазерно-плазменных источников вторичного излучения для фундаментальных и прикладных исследований.
6. Лабораторное исследование динамики наносекундной лазерной плазмы в присутствии сильного внешнего магнитного поля.

Основные задачи исследования

1. Выбор оптимальной архитектуры стартовой части лазерного комплекса PEARL.
2. Обеспечения в мишенной камере фемтосекундного зондирующего импульса и мощного наносекундного импульса при условии оптической

синхронизации с драйвером и сохранении энергии мощного фемтосекундного импульса.

3. Подавление в импульсе накачки временных искажений, вызванных усилением в режиме насыщения.

4. Повышение качества фокусировки петаваттного лазерного излучения за счет повышения точности калибровки адаптивной системы коррекции волнового фронта.

5. Повышение точности позиционирования мишени относительно перетяжки лазерного излучения.

6. Компенсация нелинейных фазовых искажений при нелинейном повышении выходной мощности CafCA фемтосекундного импульса методами адаптивной оптики.

7. Адаптация спектрометров быстрых частиц и рентгеновского излучения для особенностей установки PEARL и специфических параметров лазерно-плазменного взаимодействия.

8. Повышение точности восстановления спектров частиц, ускоренных в ходе лазерно-плазменного взаимодействия.

9. Повышение информативности оптической диагностики релятивистских объектов при помощи нелинейно укороченного зондирующего импульса.

10. Исследование зависимости свойств вторичного излучения при различных параметрах фокусировки на мишень и плотностях образующейся плазмы (низкоплотные 10^{18} см^{-3} , околокритические 10^{21} см^{-3} , твердотельные 10^{23} см^{-3}).

11. Исследование распространения наносекундной лазерной плазмы поперек сильного внешнего магнитного поля.

12. Исследование возможности коллимации наносекундной лазерной плазмы внешним магнитным полем.

Научная новизна

1. Предложена возможность повышения стабильности выходных параметров фемтосекундной петаваттной параметрической лазерной системы за счет оптической синхронизации сигнального импульса с импульсом накачки.

2. Предложен метод компенсации искажений огибающей импульса, возникающих при усилении в режиме насыщения, за счет умеренной частотной модуляции импульса на растущем участке кривой сечения усиления активной среды.

3. Разработан оригинальный одноимпульсный спектрометр для узконаправленных квазимоноэнергетических электронных пучков, ускоренных кильватерной плазменной волной с лазерным драйвером.

4. Разработан новый метод калибровки адаптивной оптической системы, позволяющий повысить качество фокусировки в присутствии динамических вариаций волнового фронта.

5. Проведена эффективная коррекция волнового фронта излучения после нелинейной компрессии на петаваттном уровне мощности.

6. Предложен метод повышения информативности диагностики накачка-зондирование релятивистских сингулярностей лазерной плазмы при помощи нелинейного укорочения зондирующего фемтосекундного импульса.

7. Предложен метод наведения перетяжки лазерного импульса на острый край твердотельной мишени с субрэлеевой точностью.

10. Продемонстрированы рекордные значения энергии отсечки протонов, ускоренных полем виртуального катода.

11. Предложен механизм образования астрофизических джетов в прото-звездах, обусловленный присутствием однородного полоидального магнитного поля и полоидального поля в свойственной для протозвезд неоднородной cusp-конфигурации.

12. В эксперименте обнаружено проникновение наносекундной лазерной плазмы поперек внешнего магнитного поля, давление которого превосходит динамическое давления плазмы, с образованием плазменной структуры в форме листа. Для источника лазерной плазмы, вытянутого поперек магнитного поля, истечение образует несколько параллельных плазменных листов, распространяющихся от мишени.

Теоретическая и практическая значимость

Разработанный в рамках диссертации комплекс экспериментальных методов и диагностических подходов стал основой для широкого круга исследований. Эксперименты, проведенные на комплексе, укрепили в научном сообществе за лазерной системой PEARL репутацию передовой российской лазерно-плазменной установки и послужили верификацией используемых технологий, таких как параметрическое усиление chirпированных импульсов, оптическая синхронизация импульса накачки с сигнальным импульсом, нелинейная компрессия CafCA и коррекция сопутствующих нелинейных фазовых искажений; заложили технологическую базу для актуальных проектов мощных лазерных систем [A12, 12, 13].

Коррекция волнового фронта имеет определяющее значение при обеспечении режимов лазерно-плазменного взаимодействия, в которых ключевым параметром является пиковая интенсивность излучения. К таким режимам относится в первую очередь режимы взаимодействия с твердотельными и околокритическими мишенями. В отсутствие должного качества фокусировки параметры взаимодействия существенным образом изменяются, снижается эффективность преобразования лазерной энергии в энергию вторичного излучения. Таким образом, разработанные подходы к коррекции волнового фронта являются фундаментом для настоящих и будущих исследований.

Метод нелинейного укорочения лазерных импульсов CafCA открывает широкие возможности для повышения пиковой мощности фактически любой существующей фемтосекундной или пикосекундной лазерной системы.

Продемонстрированная в работе возможность повышения способности посткомпрессионного излучения к фокусировке за счет адаптивной оптической системы на основе биморфного зеркала с управляемой формой отражающей поверхности расширяет прикладную значимость подхода SaFCA.

Исследования по направлению «лабораторная астрофизика» фактически заложили фундамент современной лабораторной астрофизики с использованием лазеров.

Предложенная в работе схема одноимпульсного двухэкранного спектрометра ускоренных электронов широко используется в лабораториях по всему миру в экспериментах по ускорению электронов в поле кильватерной волны с лазерным драйвером, т. к. позволяет разрешить неопределенность, связанную с вариациями угла вылета электронного пучка из области взаимодействия.

Исследования по фокусировке и наведению на мишень легли в основу концептуального дизайна системы сведения пучков проекта XCELS [A12].

Экспериментальные исследования режимов генерации вторичного излучения заложили основу для разработки в будущем компактных и эффективных источников вторичного излучения для социально значимых приложений в индустрии, медицине и задачах обеспечения безопасности.

Краткое описание работы

Диссертация состоит из пяти глав, содержащих описание исследований и мероприятий по развитию научно-исследовательской инфраструктуры на лазерно-плазменном комплексе PEARL.

Глава 1 посвящена возможности обеспечения на лазерном комплексе PEARL требуемых экспериментальных условий: рассмотрена архитектура лазерной системы с уделением особого внимания аспектам, связанным с синхронизацией и управлением параметрами различных типов лазерного излучения и возможностью их одновременной доставки в мишенную камеру; описывается оригинальная импульсная магнитная система для обеспечения исследований по направлению «лабораторная астрофизика».

Лазерный комплекс PEARL использует технологию параметрического усиления чирпированных импульсов ОРСПА [14, 15] на кристаллах KD^*P , чем обусловлен целый ряд конструктивных особенностей, включая требования к временному профилю накачки и его синхронизации с чирпированным сигнальным импульсом. Последний при усилении содержит линейную частотную модуляцию, в результате чего различные спектральные компоненты усиливаются последовательно, в различные моменты времени, и, как следствие, спектральный коэффициент усиления повторяет временной профиль импульса накачки. Любое искажение этого импульса, или смещение по временной оси относительно сигнала, приводит к модуляциям спектра усиленного сигнала и вариациям длительности импульса после компрессии. По этой причине формированию

профиля импульса накачки и его синхронизации с сигналом на всех этапах разработки лазера уделялось особое внимание.

В исходной конструкции PEARL [1] использовалась оригинальная система синхронизации [2] двух независимых лазерных источников, работающих на различных принципах: фемтосекундного задающего генератора, построенного на принципах синхронизации мод, и наносекундного лазерного источника, использующего модуляцию добротности. Данная система [2] при идеальной настройке обеспечивала в радиотехническом смысле экстремально малый джиттер между сигнальным импульсом и импульсом накачки, приближающийся к 50 пс. Однако поддержание малого джиттера требовало постоянной подстройки лазерной системы, что приводило к существенному снижению стабильности выходного сигнала в режиме штатной эксплуатации.

В качестве радикального метода снижения джиттера на комплексе PEARL в диссертационной работе предложен альтернативный подход с использованием оптической синхронизации, в рамках которого сигнальный импульс и импульс накачки формируются из одного и того же затравочного импульса с использованием методов нелинейной оптики: генерации суперконтинуума [16, 17], параметрического усиления [14], генерации второй гармоники [18] и преобразования частоты [19]. При этом относительная задержка между сигнальным импульсом и импульсом накачки определяется лишь различиями в оптической длине путей и снижается до фемтосекундных значений. Дополнительными плюсами подхода стал более широкий спектр сигнала, возможность реализации пассивной стабилизации фазы сигнала относительно огибающей [20] и возможность спектрального управления огибающей наносекундного импульса пассивными методами [21, 22], связанная со специфичной для оптической синхронизации линейной частотной модуляцией импульса накачки.

При оптической синхронизации сигнальный импульс и импульс накачки можно рассматривать в качестве различных спектральных составляющих одного сверхширокополосного оптического импульса. При этом для согласования длительностей, требуемого при параметрическом усилении, стретчированию подвергаются оба импульса, как сигнальный, так и импульс накачки. Спектр последнего, однако, может быть достаточно узким, чтобы сохранялась возможность эффективного усиления в лазерных средах, таких как Nd:YLF, и Nd:Glass, используемых в мощных наносекундных лазерах.

Использование чирпированного импульса накачки, ширина спектра которого сопоставима с шириной спектра усиления активной среды, с одной стороны, требует точного согласования этих спектров, с другой, дает дополнительную возможность подавления искажений временной огибающей импульса при усилении в режиме насыщения [23]. Эта возможность исследована в разделе 1.3.2 диссертации.

Искажение огибающей импульса при усилении в режиме насыщения является существенной проблемой для мощных наносекундных лазерных систем. Если в ходе усиления за один проход через активный элемент снимается

существенная часть энергии, запасенной в инверсии, коэффициент усиления успевает заметно истощиться по мере прохождения импульса, что приводит к неравномерности усиления, проявляющейся в искажении временной огибающей импульса. Распространенными методами борьбы с такими искажениями являются методы предварительного профилирования импульса, которые, однако, сопряжены с технологическими сложностями.

В работе предлагается воспользоваться частотной модуляцией импульсов накачки в оптически синхронизованном ОРСРА, которая допускает спектральные методы управления огибающей. Для этих целей спектр импульса накачки с линейной частотной модуляцией принудительно смещается в область положительного наклона спектральной зависимости сечения усиления активной среды, что позволяет компенсировать снижение коэффициента усиления, связанное с истощением инверсии, за счет спектрального роста сечения усиления. В работе получено аналитическое выражение спектральной зависимости сечения усиления, при которой сохраняется прямоугольная форма импульса. Результат подтверждается (рис. 1, б) численным моделированием и экспериментом, которые показывают, что даже при отклонениях формы спектральной зависимости сечения усиления реальной активной среды от требуемой для сохранения временной огибающей можно добиться существенного снижения временных искажений и снизить требования к амплитуде предварительного профилирования.

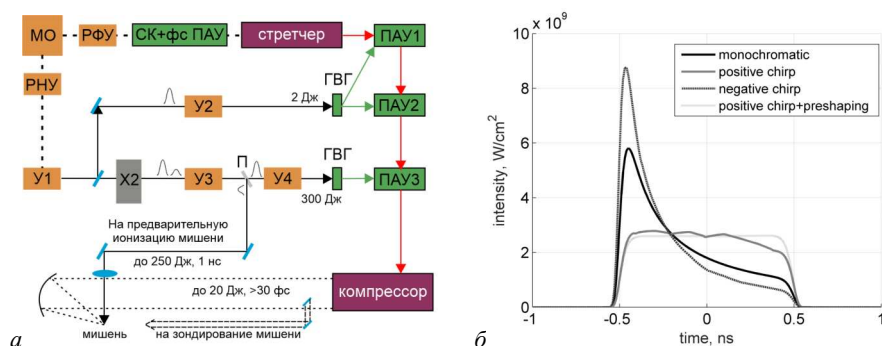


Рис. 1. Принципиальная схема лазера PEARL (а); б – демонстрация возможности подавления искажений импульса накачки оптически синхронизованного ОРСРА за счет усиления на растущем участке спектральной зависимости сечения усиления для импульса накачки с положительным чирпом (серая сплошная кривая), отрицательным чирпом (пунктирная кривая) и в монохроматическом случае (черная сплошная кривая) для одного и того же КПД = 40 %. Пунктирная линия соответствует положительному чирпированному импульсу с предварительным профилированием

Достигнутая на этапе создания [1] и модернизации [А6] лазерной системы высокоточная синхронизация между сигнальным импульсом и импульсом накачки обеспечила техническую возможность проведения исследований по

направлению «лабораторная астрофизика», объектом которых является динамика лазерной плазмы в условиях, подобных астрофизическим. Возможность синхронного поступления в мишенную камеру наносекундного излучения энергией до сотен джоулей одновременно с фемтосекундными импульсами позволило не только создавать плазменные потоки различных топологий, но и диагностировать их оптическими методами с применением подхода накачка-зондирование.

Дополнительно расширить круг доступных экспериментальных задач по направлению позволило использование оригинальной магнитной системы, представленной в разделе 1.2.5 диссертации и обеспечивающей различные геометрические конфигурации магнитного поля с амплитудой индукции до 20 Тл, включая квазиродную конфигурацию в объеме, превышающем один кубический сантиметр и сиср-конфигурацию, возникающую при встречном включении катушек Гельмгольца (рис. 2 и далее рис. 19, б, в).

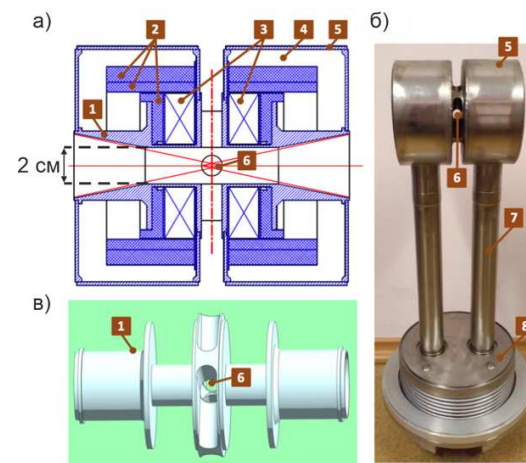


Рис. 2. Конструкция импульсной магнитной системы. Расчетные конфигурации магнитного поля в системе изображены ниже, на рис. 19, б, в

Результаты Главы 1 опубликованы в работах [А4–А6, А8, А12, А18–А20].

Глава 2 посвящена работам по оптимизации фокусировки лазерного излучения и методам наведения на мишень. В параграфе 2.1 проводится общая постановка задачи о фокусировке лазерного излучения. Происходит понятийное описание локализации оптического поля в фокусе при помощи формализма фурье-преобразования с учетом его физического смысла, а именно, разложения излучения по плоским монохроматическим волнам при пространственном преобразовании и разложения на монохроматические составляющие при анализе временной динамики.

В параграфе 2.2 проводится описание базовых принципов функционирования адаптивных оптических систем (АОС) на базе зеркала с управляемой формой поверхности биморфного типа (рис. 3, левая панель) и обратной связью, реализованной посредством датчика волнового фронта Шака – Гартмана (рис. 3, правая панель). В частности, описывается реализация обратной связи через метод фазового сопряжения [24], как ключевой метод активной коррекции волнового фронта; обозначаются основные проблемы, снижающие точность коррекции, связанные с измерением разностных искажений в диагностическом тракте лазерного излучения – калибровкой АОС.

Метод фазового сопряжения позволяет стабилизировать волновой фронт относительно целевой формы с высокой точностью (ограниченной в первую очередь возможностями деформируемого зеркала к формированию требуемого профиля), но присутствие априори неизвестных разностных искажений вносит в целевую форму неопределенность, приводящую, как правило, к снижению качества соответствующей фокусировки. Существенно повысить качество фокусировки удастся за счет дополнительной калибровки АОС. Калибровка, однако, является специфичной для каждой реализации и даже настройки, оптической схемы и должна проводиться в ходе рутинной настройки оптической системы. В работе предложены новые методы калибровки АОС, приводящие к существенному повышению качества фокусировки.

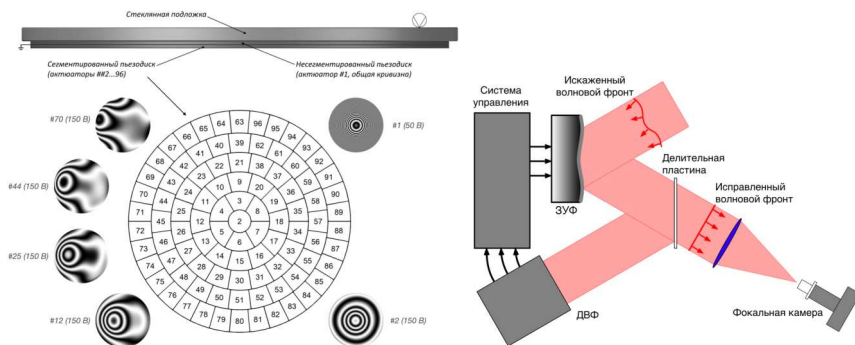


Рис. 3. Устройство биморфного деформируемого зеркала (левая панель) и принципиальная схема реализации обратной связи (правая панель) при исправлении волнового фронта излучения

В параграфе 2.3 предлагается, среди прочего, новый метод калибровки АОС – динамический метод, основанный на учете динамических aberrаций волнового фронта. Динамические aberrации различных временных и пространственных масштабов присутствуют в оптической схеме лазера по причине тепловых искажений оптических элементов и их креплений, а также из-за наличия турбулентных или динамически изменяющихся воздушных потоков. Динамические aberrации приводят к переменному во времени

рассогласованию между формой поверхности деформируемого зеркала и фокальным распределением интенсивности, из-за чего точность калибровки АОС принципиально снижается.

Суть динамического метода калибровки заключается в активной коррекции динамических aberrаций, присутствующих на входе в АОС, что позволяет стабилизировать фокальное пятно в некотором, изначально неидеальном, состоянии. Дальнейшая калибровка происходит уже не за счет оптимизации формы деформируемого зеркала (как делалось ранее), а за счет подбора целевой формы волнового фронта, относительно которой осуществляется фазовое сопряжение. Такой подход требует технической возможности одновременного захвата и совместной обработки данных о фокальном распределении интенсивности вместе с данными о распределении в ближней зоне излучения, включающими форму волнового фронта. Для обеспечения этой возможности программное обеспечение АОС было модифицировано в тесном сотрудничестве с изготовителями АОС [A14].

Дополнительного усовершенствования алгоритма калибровки АОС удалось добиться за счет перехода от функций отклика отдельных электродов деформируемого зеркала к их линейным комбинациям, аппроксимирующим полиномы Цернике [A14]. Низкие порядки полиномов Цернике хорошо соответствуют специфическим для оптических систем aberrациям, что допускает адекватную аппроксимацию меньшим числом членов разложения и, как следствие, позволяет дополнительно поднять скорость сходимости алгоритма и точность нахождения глобального максимума. Дополнительным шагом к повышению точности калибровки стал оригинальный алгоритм повышения точности измерения числа Штреля по фокальным изображениям с использованием подхода фурье-фильтрации, описанного в параграфе 2.4.

Использование, после всех усовершенствований, динамического метода калибровки в связке с оптимизацией по полиномам Цернике позволили существенно поднять точность калибровки АОС и, как следствие, качество последующей коррекции. В настройном квазинепрерывном режиме с высокой стабильностью излучения на комплексе PEARL было продемонстрировано число Штреля, превышающее 0.86.

В параграфе 2.5 продемонстрирована эффективность внедрения предложенных усовершенствований в метод калибровки АОС на лазере PEARL. Демонстрация проведена как в настройном квазинепрерывном режиме, так и в режиме отдельных выстрелов с мощностью, близкой к максимальной, достижимой на низкой частоте повторения не более 1 раза в 20 минут. Корректная калибровка системы позволила увеличить число Штреля со значения $S = 0.3$ до $S > 0.7$ (рис. 5, верхние панели (a)), что близко к рекордному значению на современных системах петаваттного уровня мощности и соответствует более чем двукратному повышению пиковой интенсивности на мишени.

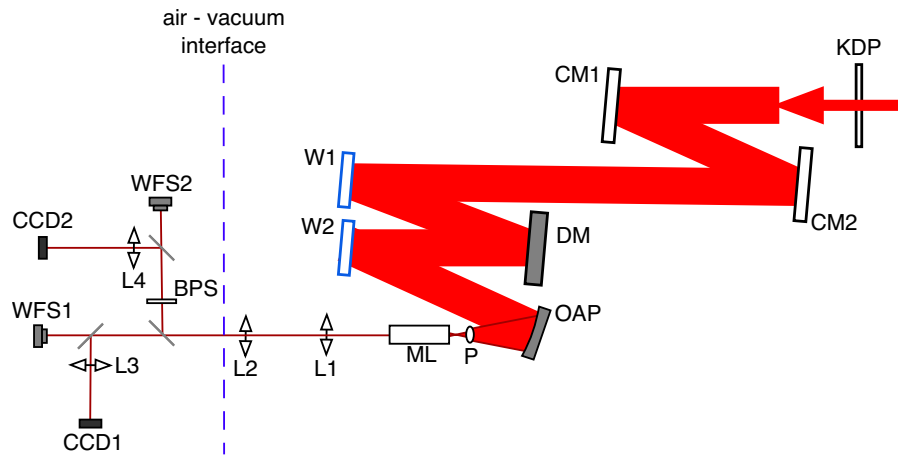


Рис. 4. Принципиальная схема экспериментов по коррекции нелинейных фазовых искажений после нелинейного укорочения CafCA. Обозначения на рисунке: KDP – нелинейный элемент; CM1, CM2 – chirpiрующие зеркала; W1, W2 – стеклянные пластины без напыления, DM – зеркало с управляемой формой поверхности, OAP – внеосевое параболическое зеркало, P – перископ, ML – микроскопический объектив, L1–L4 – линзы, PBS – узкополосный фильтр; WFS1, WFS2 – датчики волнового фронта; CCD1, CCD2 – фокальные камеры

В параграфе 2.6 рассмотрен метод компенсации при помощи деформируемого зеркала нелинейных фазовых искажений, возникающих в ходе нелинейной посткомпрессии лазерного импульса CafCA [10]. Экспериментальная часть исследования проводилась в лазерной схеме, изображенной на рис. 4.

Метод CafCA основан на нелинейном уширении спектра лазерного импульса при самовоздействии в тонкой нелинейной среде с последующей компенсацией остаточной квадратичной дисперсии при помощи специально изготовленных chirpiрующих зеркал. CafCA допускает многократное укорочение длительности импульса при несущественных потерях энергии, что соответствует фактически пропорциональному этому укорочению росту пиковой мощности. Важной особенностью нелинейного укорочения является возникающая из-за пространственной неоднородности исходного импульса пространственная неоднородность временных и спектральных параметров излучения, которые естественно называть нелинейными фазовыми искажениями. Присутствие нелинейных фазовых искажений приводит к деградации фокального пятна и снижению пиковой интенсивности при фокусировке (см. изображения на центральных панелях рис. 5, b, c).

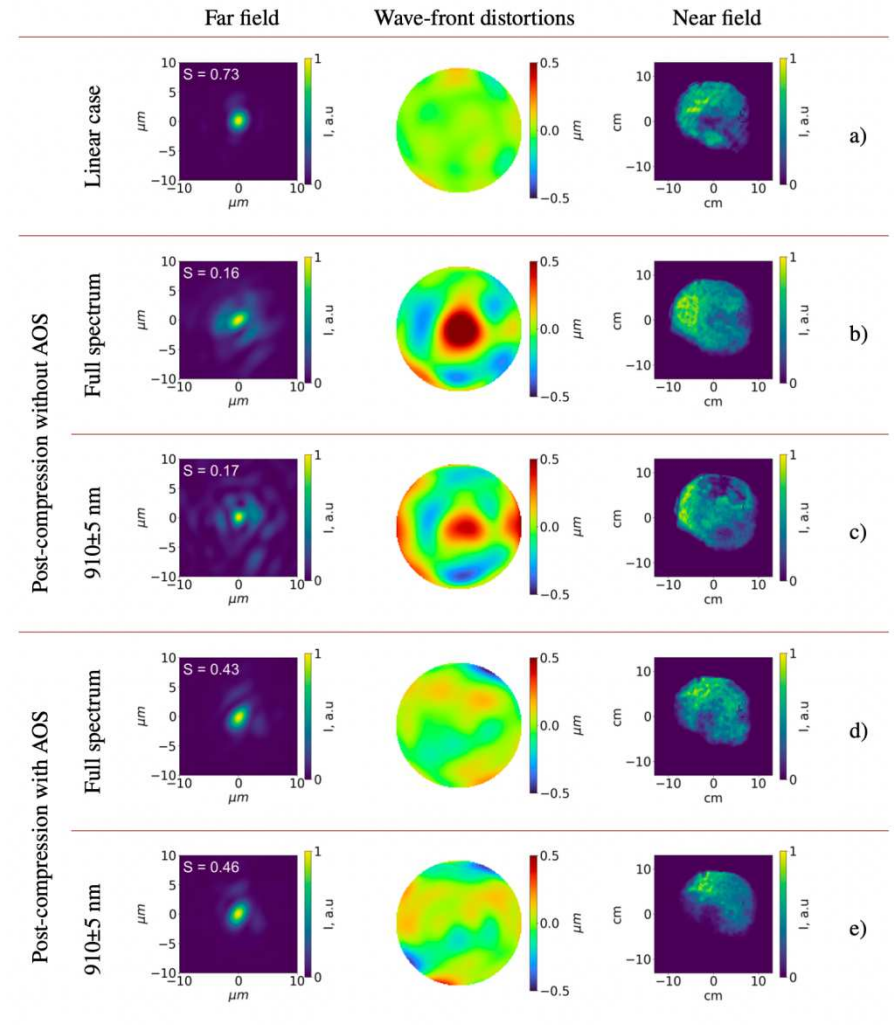


Рис. 5. Примеры повышения качества фокусировки при помощи адаптивной оптической системы: коррекция в линейном случае (верхние панели), деградация фокального пятна вследствие нелинейных фазовых искажений (центральные панели) и в случае их коррекции при помощи зеркала с управляемой формой поверхности (нижние панели)

Основной сложностью компенсации нелинейных фазовых искажений является наличие пространственной неоднородности временных свойств излучения – так называемое пространственно-временное замешивание. Из-за

замешивания фазовые искажения становятся спектрально зависимыми, что делает их полноценные измерения при помощи датчика Шака – Гартмана невозможными из-за наложения отличающихся форм волновых фронтов на различных длинах волн. Измерения фокальной интенсивности также становятся менее точными из-за возникающей, по причине замешивания, пространственной неоднородности временной огибающей импульса, из-за чего пространственное распределение флюенса, измеряемое фокальной камерой, перестает содержать исчерпывающую информацию о пиковой интенсивности, а оценки пиковой интенсивности можно сделать только на основании расчетов модификации спектра и спектральной фазы в нелинейном элементе.

С учетом особенностей нелинейных фазовых искажений рассмотрены два метода реализации обратной связи: (i) через датчик волнового фронта Шака – Гартмана, включающий усреднение данных о форме волнового фронта во всем спектральном интервале и (ii) с использованием на входе датчика узкополосного фильтра, пропускающего излучение лишь в окрестности центральной длины волны. Численно показано, что удовлетворительная обратная связь возможна в обоих случаях, не смотря на возникающее замешивание пространственной и временной динамики лазерного излучения. Случай узкополосного фильтра, однако, может быть более предпочтительным для экспериментальной реализации по причине отсутствия необходимости адаптировать диагностический канал для пропускания излучения с уширенным после СаfСА спектром. На основе экспериментальных данных, полученных на полной лазерной мощности, показано, что совместное использование нелинейного укорочения СаfСА вместе с описанной выше АОС позволяет поднять пиковую интенсивность при фокусировке более чем в 6.5 раза (таблица 1).

Таблица 1. Экспериментальная демонстрация повышения интенсивности лазерного излучения при фокусировке, достигнутая при помощи нелинейного укорочения СаfСА с исправлением нелинейных фазовых искажений

Мощность	Число Штреля для интенсивности	Интенсивность, $\frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$
0.25 ПВт (15 Дж, 60 фс, $F/2.5$)	0.3 (без АОС)	$1.1 \cdot 10^{21}$
	0.72 (с АОС)	$2.6 \cdot 10^{21}$
1.5 ПВт (15 Дж, 10 фс, $F/2.5$)	0.15 (без АОС)	$2 \cdot 10^{21}$
	0.52 (с АОС)	$7.1 \cdot 10^{21}$
	1 (теор. предел)	$1.4 \cdot 10^{22}$

В параграфе 2.7 производится описание сканирующего метода наведения на мишень, позволяющего с субрэлеевской точностью помещать острый (с эффективным радиусом закругления менее четверти длины волны) край мишени в перетяжку сфокусированного лазерного пучка (рис. 6). Для экспериментов с твердотельными мишенями, в которых предполагается острая фокусировка с диафрагменным числом $\sim F/1$ позволяет обеспечить субмикронную точность

наведения вдоль оси лазерного излучения. Метод не только обеспечил точное наведение на мишени различной топологии лазерно-плазменных исследований по различным направлениям [А4], но и лег в основу концептуального дизайна системы геометрического сведения фокусов для эксаваттного проекта XCELS [А12].

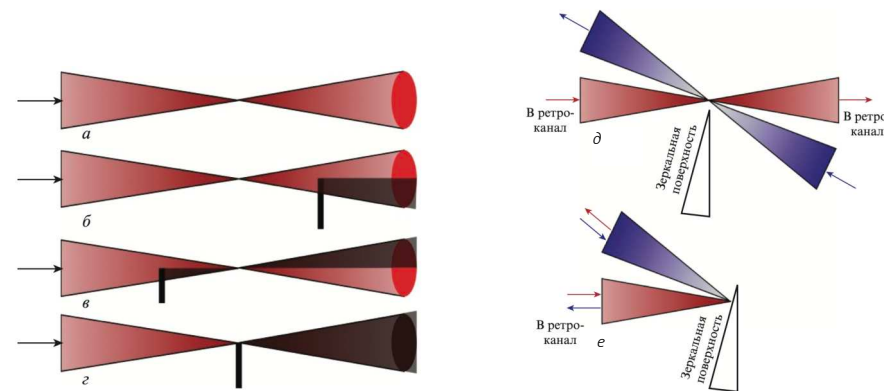


Рис. 6. Иллюстрация метода наведения на мишень с субрэлеевской точностью для тонкой фольги по топологии перекрытия ближней зоны излучения после фокуса (а–г); иллюстрация метода геометрического сведения фокусов лазерных каналов для проекта XCELS (д–е)

Результаты Главы 2 опубликованы в работах [А12–А16, А21–А23].

Глава 3 содержит описание диагностических возможностей комплекса PEARL для проведения экспериментов по лазерно-плазменному взаимодействию, включая их адаптацию к параметрам конкретной установки и усовершенствование методов, позволяющее повысить информативность экспериментальных данных.

В параграфах 3.2–3.3 описаны основополагающие для экспериментов с исследованием наносекундной плазменной динамики интерферометрическая и поляриметрическая диагностики. Отличительной особенностью экспериментов на лазере PEARL стало использование для оптической диагностики ослабленной реплики сигнального фемтосекундного излучения, что повлекло за собой три принципиальных момента. Во-первых, был достигнут высочайший уровень синхронизации с наносекундным драйвером, позволивший с высокой точностью исследовать временную динамику наносекундной лазерной плазмы. Во-вторых, фемтосекундная длительность зондирующего импульса обеспечивала отсутствие размытия при захвате изображений наносекундной лазерной плазмы. И в-третьих, дизайн фемтосекундного канала излучения подразумевает высокое качество излучения, необходимое для оптимизации

параметрического усиления. Все эти моменты позволили получать изображения исключительной четкости, обеспечивать исключительное временное и пространственное разрешение (рис.7).

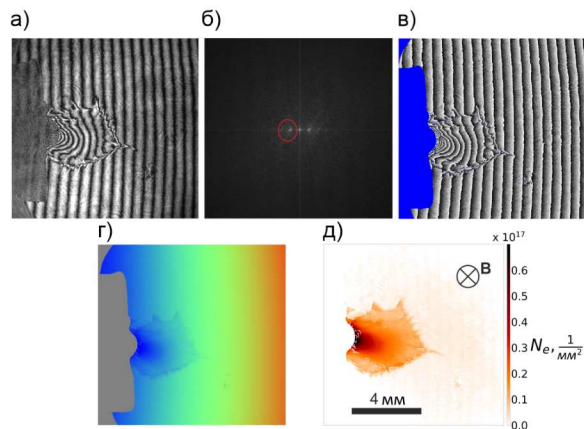


Рис. 7. Пример интерференционного изображения наносекундной лазерной плазмы (а), ограниченной сильным внешним магнитным полем, и восстановленного по ней профиля линейной концентрации (д) с промежуточными шагами (б–в) применения алгоритма фурье-фильтрации

В параграфе 3.4. описаны подходы к диагностике характеристических спектров собственного свечения лазерной плазмы с использованием фокусирующего рентгеновского спектрометра с пространственным разрешением (FSSR – Focusing Spectrometer with Spatial Resolution). Принципиальное устройство FSSR можно найти на схеме, представленной на рис. 8. FSSR диагностика стала ключевой для исследований, связанных с лазерным ускорением протонов, поскольку позволила получить дополнительные данные о плотности и температуре фемтосекундной лазерной плазмы, уточнить механизм ускорения.

В параграфе 3.5 представлено устройство магнитных спектрометров частиц. Описываются простой магнитный спектрометр, спектрометр «томсоновская парабола» и оригинальный одноимпульсный двухэкранный спектрометр, позволяющий поднять точность измерения спектров квазимоноэнергетичных электронных пучков, ускоренных лазером, за счет корректного учета неопределенности направления вылета электронов из источника. Соответствующие принципиальные схемы приведены на рис. 9. Кроме этого, в параграфе 3.6 рассмотрены слоистые детекторы для протонов и тормозного рентгеновского излучения. Рассматриваются методы обработки экспериментальных данных и способы повышения пределов детектирования энергии регистрируемых частиц.

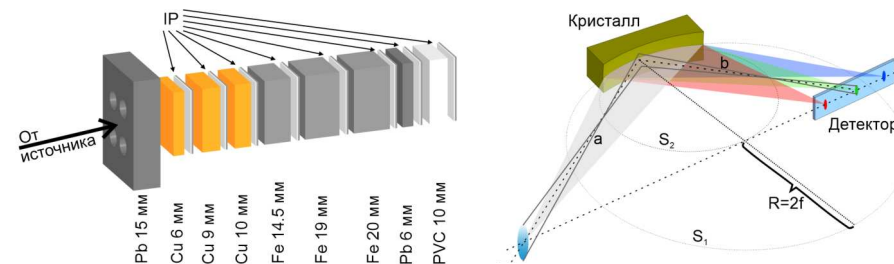


Рис. 8. Схематические изображения слоистого детектора тормозного рентгеновского излучения (левая панель) и фокусирующего спектрометра с пространственным разрешением – FSSR (правая панель)

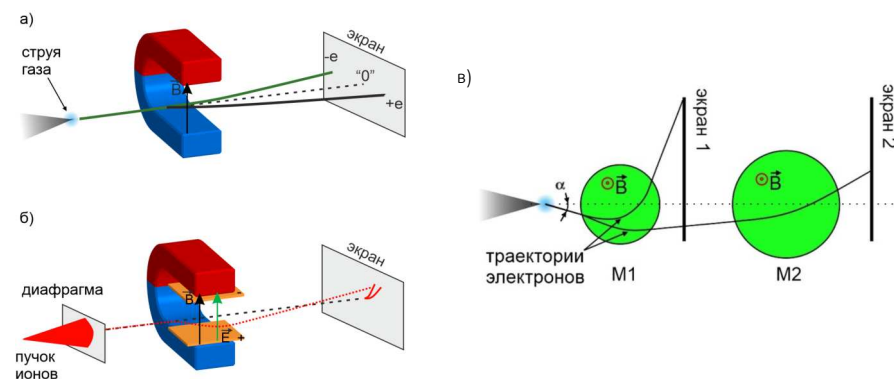


Рис. 9. Магнитные спектрометры заряженных частиц: а – одноэкранный спектрометр, б – спектрометр «томсоновская парабола», в – оригинальный одноимпульсный двухэкранный спектрометр

Параграф 3.7 описывает оригинальный метод увеличения пространственной и временной разрешающей способности оптической диагностики накачка-зондирование быстро перемещающихся объектов при помощи нелинейного укорочения фемтосекундного зондирующего лазерного импульса CafCA. В основе метода лежит простая, на первый взгляд, идея того, что укорочение зондирующего импульса приводит к снижению размытия, изображений релятивистских объектов. В качестве диагностируемого объекта выступают электронные сингулярности электронной плотности BISER [25], возникающие при взаимодействии релятивистски сильного фемтосекундного лазерного излучения с прозрачной плазмой. Исследования проводились для параметров лазерной системы J-KAREN [26] (рис. 10, а).

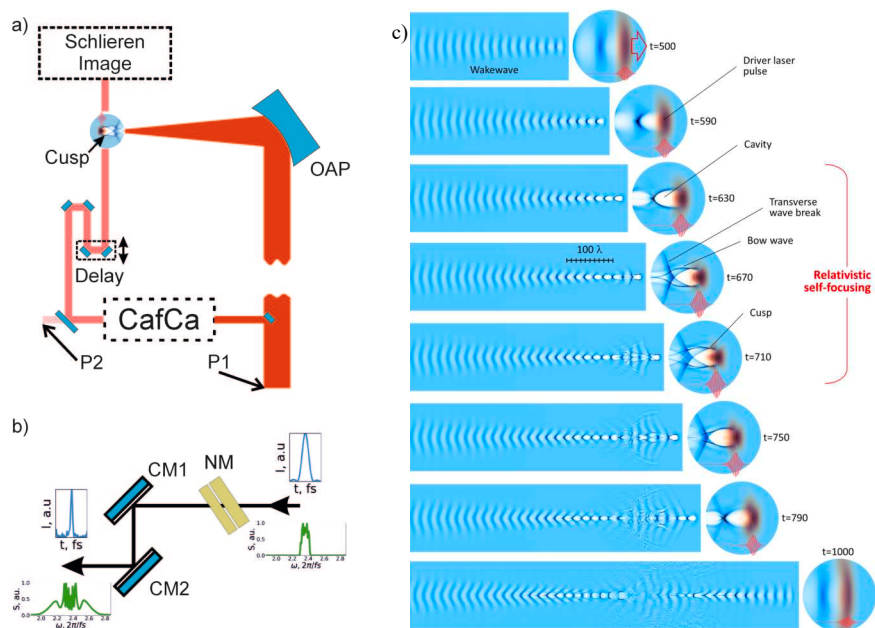


Рис. 10. Принципиальная схема для экспериментального исследования режима BISER при помощи нелинейно укороченного методом CafCA зондирующего импульса (a); b – принципиальная схема нелинейного укорочения зондирующего импульса с демонстрацией модификации спектра и временной огибающей; c – результаты PIC-моделирования соответствующей структуры плазменной волны

В работе на основе экспериментальных данных о спектре и спектральной фазе лазерного импульса на установке J-KAREN с начальной длительностью более 45 фс, при помощи численного моделирования кодом, используемым в работе [A15], для заданной дисперсии групповой скорости чирпирующих зеркал была рассчитана толщина нелинейного элемента, обеспечивающая на выходе CafCA длительность импульса менее 12 фс. Модификация спектра импульса и его временной огибающей представлены на рис. 10, b. Полученный таким образом импульс был запущен в PIC-моделировании режима BISER в качестве зондирующего, распространяющегося поперек лазерного драйвера (рис. 10, c). По результатам PIC-моделирования была проведена оценка снижения информативности шрилен-диагностики, вызванного размытием изображения релятивистского объекта исследования. Показано, что четырехкратное укорочение зондирующего импульса приводит к фактически четырехкратному снижению эффекта размытия диагностического шрилен-изображения релятивистского объекта. При этом возникающие после нелинейного укорочения пред- и постимпульсы не приводят к драматическому снижению контраста изображения.

Основные результаты Главы 3 опубликованы в работах [A17, A24–A29].

В Главе 4 диссертации собраны исследования режимов лазерно-плазменного взаимодействия, в результате которых возникает яркая генерация вторичного излучения, в первую очередь ускоренных электронов, энергия которых в дальнейшем может быть преобразована в энергию других видов вторичного излучения, таких как рентгеновское излучение и потоки ускоренных ионов. В работе проведено комплексное исследование взаимодействия фемтосекундного субтераваттного излучения лазера PEARL с мишенями различной концентрации, начиная от разреженных прозрачных, преимущественно газовых, мишеней до мишеней околокритической плотности и твердотельных мишеней.

В частности, в Параграфе 4.1 представлены исследования различных вариаций режима ускорения электронов при взаимодействии с газовыми мишенями, включая так называемый согласованный (параграф 4.1.1) и несогласованный (параграф 4.1.2) режимы ускорения электронов в поле кильватерной плазменной волны, возбужденной фемтосекундным лазерным драйвером. Под согласованным режимом в данном случае понимается ситуация, в которой масштабы сфокусированного лазерного излучения совпадают с масштабами плазменных колебаний: длительность импульса соответствует половине периода плазменных колебаний, а геометрический размер дифракционного пятна перетяжки совпадает с плазменной длиной волны $\lambda_p = 2\pi c/\omega_p$, где ω_p – плазменная частота, а c – скорость света.

Ускорение электронов в согласованном режиме стало первым экспериментальным исследованием лазерно-плазменного взаимодействия на лазерном комплексе PEARL. Именно данная серия экспериментов подтвердила заявленные в работе [1] рекордные параметры лазерного излучения. В экспериментах в качестве мишени использовались газовые струи (рис. 11, a, в), выпускаемые в вакуум из конических сопел различного диаметра, концентрацией которых можно было управлять, изменяя давление на входе в сопло. Фокусировка производилась при помощи внеосевых параболических зеркал диафрагменным числом $F/6$ и $F/15$ в дифракционные пятна с линейным размером примерно 10 и 20 мкм соответственно. Для этой серии экспериментов был разработан оригинальный двухэкранный одноимпульсный электронный спектрометр, описанный в параграфе 3.5, использование которого позволило не только измерять энергетические спектры квазимоноэнергетических электронных пучков, но и исследовать распределение ускоренных электронов по направлению вылета из области взаимодействия. В частности было показано, что квазимоноэнергетические электронные пучки с резкими угловыми очертаниями возникают после превышения P/P_c (P_c – критическая мощность для самофокусировки) значения два, при котором формируются отдельные квазимоноэнергетические пучки (рис. 12, z) со спектральным максимумом до 300 МэВ с разбросом энергии ~ 10 % и угловым размером 5–10 мрад. Пороговый характер генерации пучков связан с возникновением релятивистской самофокусировки лазерного импульса.

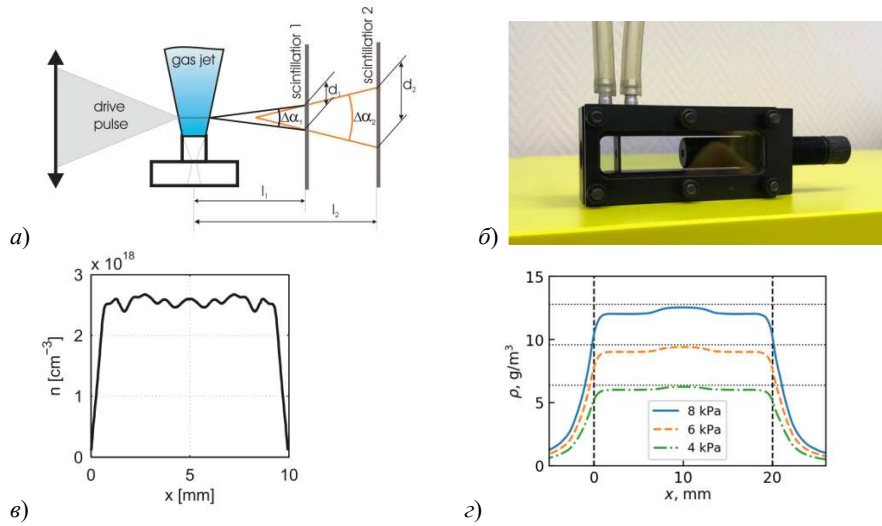


Рис. 11. Изображение сопла (а), газовой ячейки (б) и соответствующих профилей концентрации, полученных для газовой струи в ходе интерферометрического измерения (в), а для газовой ячейки – при помощи численного моделирования газодинамики (г)

Дальнейший рост P/P_c приводит к увеличению углового размера пучков, увеличению суммарного заряда и разбиению пучков на несколько отдельных квазимоноэнергетических пучков (кластеризацией электронного пучка, рис. 12, в). В таком режиме получены электронные пучки с суммарным зарядом превышающим 300 пК.

Дальнейший рост P/P_c приводит к еще большему росту угловых размеров и пропаданию в пучке моноэнергетических особенностей и, как следствие, четких очертаний на детекторах (рис. 12, б).

Следующая экспериментальная сессия с ускорением электронов в поле кильватерной плазменной волны была посвящена несогласованному режиму ускорения и проводилась при более пологой фокусировке $F/40$, с размером дифракционного пятна, превышающим 40 мкм по полувысоте. Для повышения стабильности режима и увеличения геометрической длины ускорения с однородной плазменной концентрацией использовалась газовая ячейка оригинальной конструкции, фотография и распределения концентрации в которой приведены на рис. 11, б, г. Продemonстрирован значительный рост энергии отсечки (максимальной зафиксированной энергии отдельных электронов), по сравнению с согласованным режимом. Были продемонстрированы электроны с энергиями более 1 ГэВ, что близко к рекордным значениям для режима самозахвата без использования внешних удерживающих каналов.

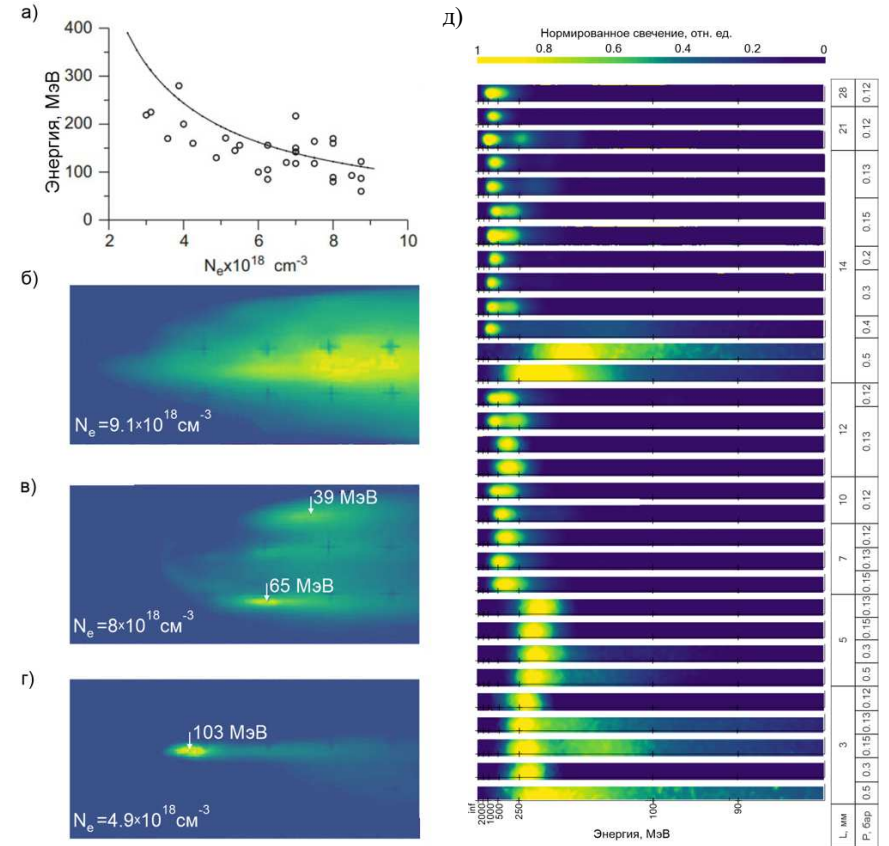


Рис. 12. Данные экспериментов по кильватерному ускорению электронов в согласованном (а–г) и несогласованном (д) режимах. Продemonстрирована статистика выстрелов (а, д) и качественное изменение характера электронных пучков при росте отношения P/P_c : от узких квазимоноэнергетических пучков (г) к кластеризованным пучкам (в) и до пучков с широким угловым спектром, не обладающих моноэнергетическими особенностями (б)

Максимальные энергии ускоренных электронов возникали при концентрациях, для которых нарушался предсказанный Пуховым в работе [27] режим совпадения масштабов плазмы с дифракционными размерами лазерного импульса в перетяжке, т. е. не выполнялись условия согласованного режима. Объясняется это наличием в реальном эксперименте между вакуумом и однородной плазмой переходной области конечного размера, играющей важную роль в согласовании размеров пучка с масштабами плазменной волны. Самовоздействие в переходной области влияет на дифракционную расходимость

излучения, отклоняя размер лазерного пучка в точке фокуса от согласованного значения и приводя к последующим колебаниям диаметра канала в однородной плазме по ходу ускорения, снижая стабильность взаимодействия и эффективность передачи лазерной энергии электронам, захваченным кильватерной волной.

В параграфе 4.3 описано экспериментальное исследование режима ускорения ионов полем виртуального катода (УПВК, в английской литературе – TNSA, Target Normal Sheath Acceleration). В работе продемонстрированы протоны с энергиями отсечки, превышающими 43.3 МэВ. Данный результат на момент получения стал рекордным значением для лазерного ускорения протонов при энергии лазерного драйвера менее 10 Дж.

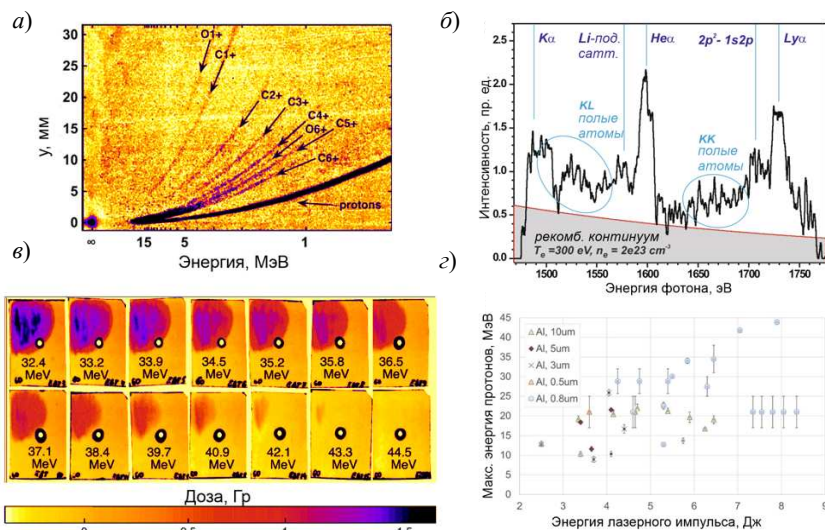


Рис. 13. Экспериментальные данные лазерного ускорения протонов: *а* – данные томсоновской параболы, *б* – FSSR-спектр характеристического излучения плазмы, *в* – данные радиоохромных пленок, *г* – статистика по выстрелам

Ускорение происходило при фокусировке с апертурным числом $F/4$ лазерного импульса с энергией до 10 Дж и длительностью около 50 фс на поверхность тонкой алюминиевой фольги с толщиной в диапазоне от 0.5 мкм до 10 мкм. Спектр ускоренных протонов (рис. 14) был измерен с помощью стопки радиоохромных пленок (рис. 13, *в*). Высокую эффективность передачи энергии от лазерного драйвера к плазме удалось подтвердить за счет данных комплиментарных диагностик. На основании FSSR-диагностики (рис. 13, *б*) удалось восстановить, что температура плазмы достигала 300 эВ, а концентрация была близка к твердотельной. При этом были обнаружены спектральные

особенности, соответствующие образованию «полых ионов», свидетельствующих о присутствии жесткого рентгеновского излучения, возникающего в ходе торможения разогретых лазером электронов. Кроме этого, на спектрометре «томсоновская парабол» удалось различить следы многозарядных ионов, включая ионы алюминия, и кислорода (рис. 13, *а*).

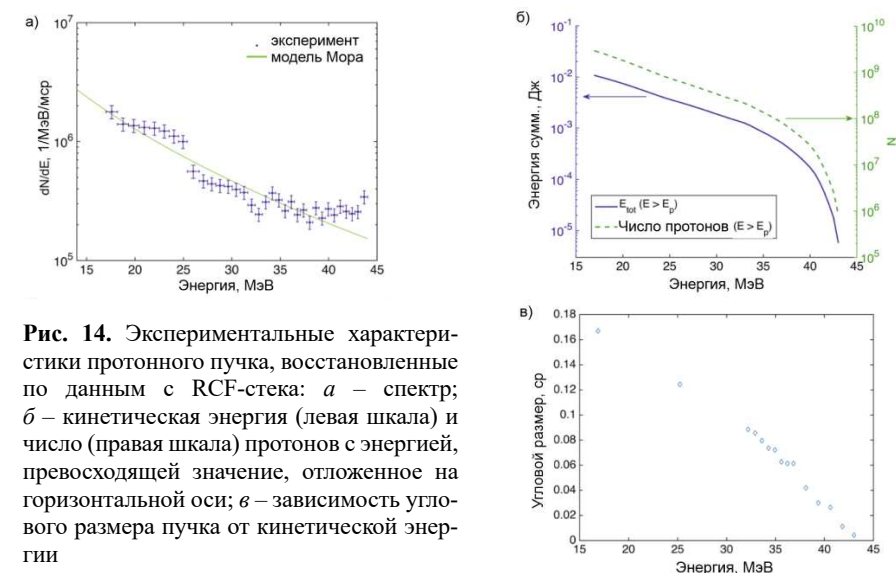


Рис. 14. Экспериментальные характеристики протонного пучка, восстановленные по данным с RCF-стека: *а* – спектр; *б* – кинетическая энергия (левая шкала) и число (правая шкала) протонов с энергией, превосходящей значение, отложенное на горизонтальной оси; *в* – зависимость углового размера пучка от кинетической энергии

Высокая эффективность взаимодействия стала возможной благодаря высокому контрасту лазерной системы PEARL, свойственному лазерным системам, построенным на принципах параметрического усиления chirпированных импульсов. Временной контраст интенсивности лазерной системы составил $2 \cdot 10^8$, на масштабе 0.5 нс при почти полном отсутствии пред- и пост-импульсов вне временных рамок наносекундного импульса накачки параметрического усиления. Одномерное МГД моделирование подтвердило, что задняя граница мишени не разрушается предимпульсом, а возникающая в ходе воздействия предимпульса плазма не снижает эффективности взаимодействия.

В параграфе 4.4 представлено экспериментальное исследование прямого лазерного ускорения в ходе взаимодействия фемтосекундного субпетаваттного лазерного импульса с пористыми мишенями из ацетатцеллюлозы (рис. 15, *а*, *б*), в результате ионизации которых создается слой плазмы с концентрацией, близкой к критической. В экспериментальной серии, принципиальная схема которой представлена на рис. 15, *в*, энергия лазерного драйвера достигала 20 Дж, при длительности импульса не более 50 фс. Для повышения однородности плазмы использовался управляемый наносекундный предимпульс с энергией порядка 1 Дж, приходящий на мишень за несколько

наносекунд до фемтосекундного драйвера. Продemonстрировано совпадение результатов с численным моделированием.

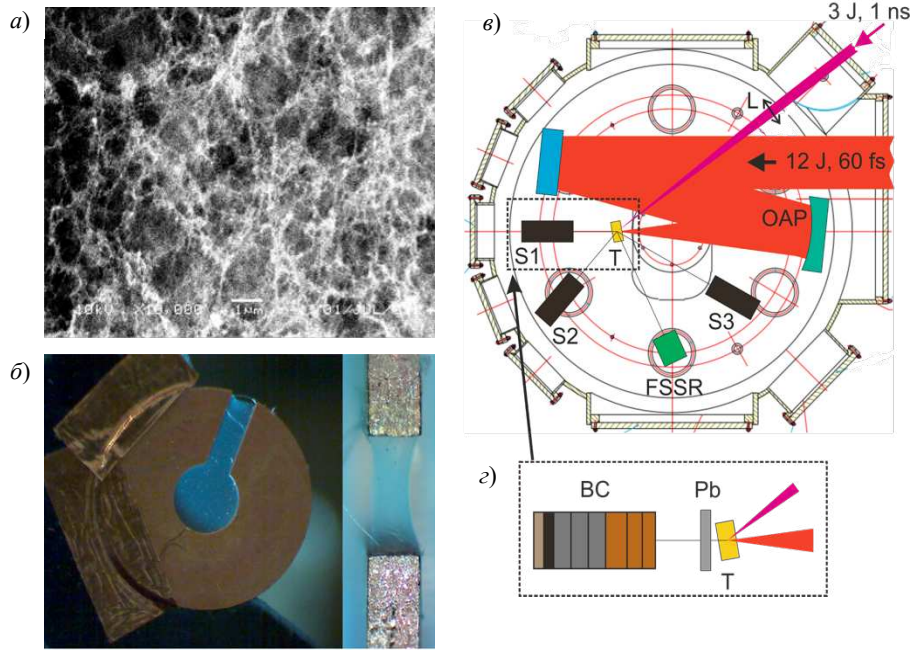


Рис. 15. Микроскопическая структура (а) пенной мишени и ее вид в оправе (б) в экспериментах по прямому лазерному ускорению, проведенных согласно принципиальной схеме (в) с использованием слоистого детектора (г) рентгеновского излучения

Численно показано, что предионизационная динамика лазерной плазмы играет ключевую роль в режиме взаимодействия, и при правильно подобранных параметрах может быть достигнут КПД преобразования энергии лазерного драйвера в кинетическую энергию электронов, превышающий 50 % (таблица 2). Причем в отличие от ускорения кильватерной волной КПД достигается высоким количеством ускоренных электронов, при сравнительно низкой кинетической энергии отдельных электронов. Наиболее перспективным для будущих приложений является построение на этой схеме источника тормозного рентгеновского излучения при воздействии ускоренными электронами на конвертер из вещества с высоким зарядовым числом Z .

Таблица 2. Расчетная эффективность конверсии лазерной энергии в кинетическую энергию электронов при прямом лазерном ускорении для различных лазерных параметров

Параметры	Диапазон энергий	PEARL, 7.5 Дж 2.0 n_{cr}	PEARL, 7.5 Дж 1.0 n_{cr}	RHELIX, 17.5 Дж 0.65 n_{cr}
Число электронов на 1 Дж лазерного импульса	$E > 3$ МэВ	$3.4 \cdot 10^{11}$	$3.5 \cdot 10^{11}$	$1.96 \cdot 10^{11}$
	$E > 7$ МэВ	$1.7 \cdot 10^{11}$	$1.5 \cdot 10^{11}$	$0.72 \cdot 10^{11}$
	$E > 30$ МэВ	$1.7 \cdot 10^{10}$	$1.7 \cdot 10^{10}$	$0.62 \cdot 10^{10}$
	$E > 100$ МэВ	$2.3 \cdot 10^8$	$7.5 \cdot 10^8$	--
Полный заряд (нКл)	$E > 3$ МэВ	408	420	510
	$E > 7$ МэВ	203	180	187
	$E > 30$ МэВ	22	20	15
	$E > 100$ МэВ	0.3	0.9	--
Процент от энергии лазерного импульса	$E > 3$ МэВ	57%	56%	27%
	$E > 7$ МэВ	44%	41%	17%
	$E > 30$ МэВ	13%	13.5%	3.6%
	$E > 100$ МэВ	0.43%	1.6%	--

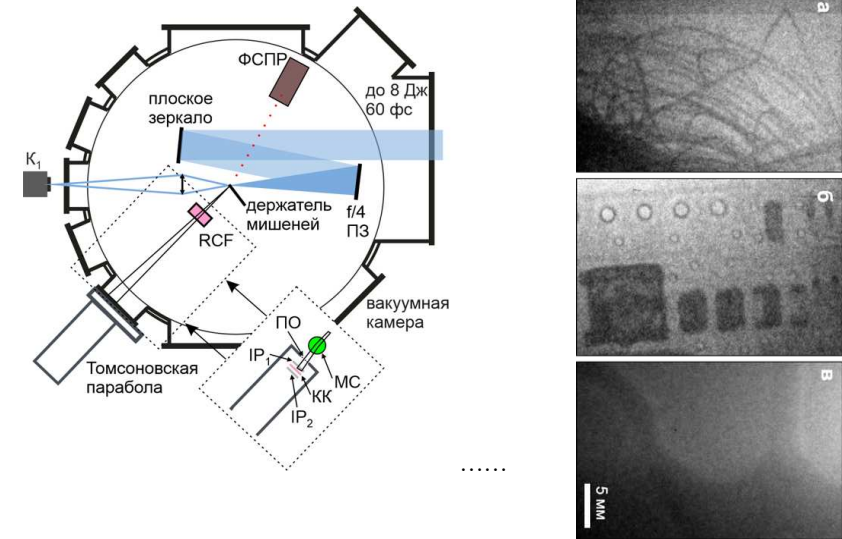


Рис. 16. На левой панели представлена принципиальная схема экспериментов по воздействию УПВК протонами на биологические объекты. Пунктиром выделена область размещения биомодуля с клеточной культурой КК, укомплектованного пленочным вакуумным окном ПО, магнитной системой МС для обеспечения сепарации УПВК протонов по энергиям; вспомогательными детекторами IP_1 и IP_2 . На правой панели представлены бетатронные рентгенографические изображения мотка алюминиевой проволоки (а), микросхемы (б) и хвоста лабораторной мыши

Параграф 4.5 описывает разработку приложений на основе полученных источников вторичного излучения с лазерным драйвером. Для этих целей был разработан и собран дополнительный вакуумный модуль (рис. 16) для воздействия на объекты, включая биологические. Модуль был оборудован пленочным лавсановым окном для вывода из вакуума вторичного излучения без существенного поглощения. При помощи модуля были проведены эксперименты по рентгеновскому имиджингу на основе бетатронного источника [28] рентгеновского излучения и воздействию ускоренными протонами на клеточную культуру рака шейки матки человека HeLa Kyoto [29]. Была продемонстрирована возможность получения клеточной культурой дозы, превышающей 1 Гр, из-за воздействия лазерных протонов. Для обеспечения селекции по энергии в модуль был помещен магнит (МС на рис. 16, левая панель), осуществляющий разворотку ускоренных протонов по энергии.

В ходе экспериментов с имиджингом были получены рентгенографические изображения проволоки, микросхемы и хвоста мыши с задней лапой, представленные на рис. 16, а–е соответственно. Показана работоспособность лазерно-плазменного источника в качестве источника рентгеновского излучения для имиджинга. Для практического применения потребуются дальнейшая оптимизация эффективности бетатронной генерации.

Основные результаты Главы 4 опубликованы в работах [A1–A4, A7, A30–A36].

Исследования по направлению «лабораторная астрофизика» представлены в Главе 5 диссертации. Тематика появилась в ИПФ РАН благодаря сотрудничеству с французским ученым Жульеном Фуксом в рамках программы мегагрантов. Лабораторная астрофизика является вспомогательным методом астрофизических исследований, обеспечивающим возможность моделирования в контролируемых условиях лабораторного эксперимента динамики космической плазмы. Мощные лазеры, способные создавать при воздействии на мишень горячую плотную плазму, стали удобным инструментом для лабораторного моделирования широкого спектра астрофизических явлений [30, 35, A9, A11, A37], включающих исследования ударных волн и постударных турбулентностей при взрыве сверхновых, гидродинамических неустойчивостей в аккреционном диске и облаках остатков сверхновых, исследования магнитного пересоединения в звездных вспышках и корональных выбросах, моделирование астрофизических джетов в молодых звездах, квазарах и ядрах галактик, и т. д. Особый интерес представляют экстремальные астрофизические объекты, содержащие неравновесную плазму или создающие сильные магнитные поля, ответственные за динамику, ускорение и излучение частиц [36].

На лазерном комплексе PEARL требуемые экспериментальные условия (рис. 17) создавались в процессе взаимодействия фемтосекундного или наносекундного лазерного излучения с твердотельными мишенями, при ионизации которых создавалась высокоплотная плазма, расширяющаяся со сверхзвуковой скоростью порядка 100–500 км/с.

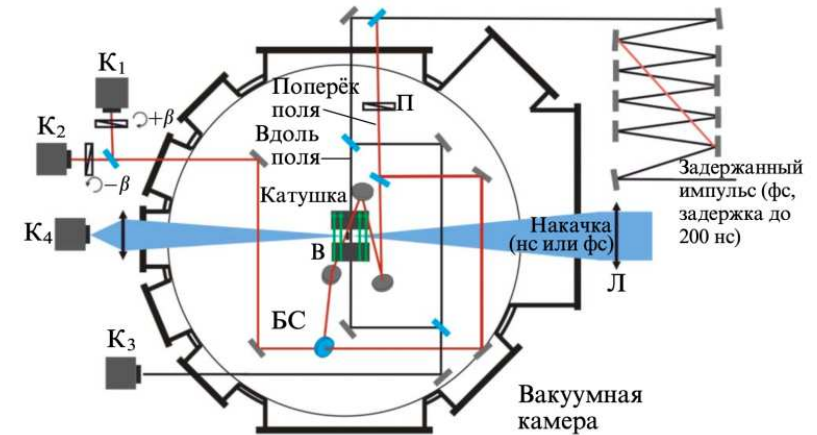


Рис. 17. Типичная экспериментальная схема для проведения исследований лазерной плазмы в присутствии сильного внешнего магнитного поля на комплексе PEARL. К₁–К₄ – ПЗС-камеры, БС – делительная пластина, П – поляризатор, Л – линза, β – угол рассогласования поляризаторов в каналах поляриметрической диагностики

Плазма, возникающая после воздействия наносекундного импульса на мишень, имеет функцию распределения электронов (ФРЭ), близкую к равновесной. Динамику подобной плазмы с хорошей точностью можно описывать с помощью гидродинамического или магнитогидродинамического (МГД) подходов. Фемтосекундный импульс создает плазму с неравновесной ФРЭ, в которой выделяется высокоэнергетичная анизотропная электронная компонента. Поведение наносекундной и фемтосекундной лазерной плазмы в лаборатории существенно отличается, в частности, характером возникающих неустойчивостей.

Масштабы экспериментальной лазерной плазмы составляют единицы и десятки миллиметров, что существенно меньше астрофизических масштабов; характерные времена в лаборатории, составляющие десятки наносекунд, также на многие порядки меньше типичных астрофизических. Эквивалентность лабораторных и астрофизических систем достигается за счет удовлетворения критериев подобия или масштабирования – скейлинга.

Подход, используемый для масштабирования лабораторной наносекундной и астрофизической плазм, основан на подобии Эйлера, подробно описанном в работах Рютова [35, 37–39]. Для случая идеальной магнитной гидродинамики, системы с близкой топологией эволюционируют схожим образом при совпадении параметров подобия: $Eu = V(\rho/p)^{1/2}$ – число Эйлера и $\beta = 8\pi p/B^2$, где V – скорость потока, ρ – массовая плотность, $p = k_B(n_i T_i + n_e T_e)$ – тепловое давление (k_B – постоянная Больцмана, $n_{i,e}$ и

$T_{i,e}$ – концентрации и температуры ионов и электронов соответственно), а B – индукция магнитного поля. Подобие Эйлера применимо только в рамках идеальных МГД-уравнений, когда диссипативными процессами, которые могут влиять на гидродинамику, можно пренебречь. Для пренебрежения диссипативными членами необходимо, чтобы следующие параметры были много больше единицы: число Рейнольдса Re (отношение силы инерции к вязкости), которое отвечает за вязкую диссипацию; магнитное число Рейнольдса Re_m (отношение конвекции магнитного поля к магнитной диффузии), отвечающее за диффузию, связанную с конечной проводимостью; число Пекле Pe – отношение между конвективными и молекулярными процессами переноса тепла [37]. Для случая фемтосекундной плазмы, в которой важны кинетические эффекты, применение того или иного скейлинга становится более сложным вопросом, специфичным для конкретных экспериментальных условий.

В рамках диссертации ограничимся рассмотрением наносекундной лазерной плазмы, исследование которой инспирировано аналогией с двумя ключевыми процессами звездообразования: формирование астрофизических джетов и аккреция вещества на молодые звездные объекты.

Ориентиром для тематики стала работа [A38], посвященная лабораторному моделированию коллимации астрофизических джетов однородным полоидальным магнитным полем, представленная в разделе 5.4.1 диссертации. Технической основой последующего проведения подобных исследований на комплексе PEARL стала оригинальная магнитная система и возможность заведения в мишенную камеру оптически синхронизованных мощных наносекундного и фемтосекундных импульсов.

Коллимация астрофизических джетов – любопытный природный феномен, наблюдаемый напрямую в современные телескопы у молодых звездных объектов, без возможности, однако, разрешить механизмы их образования. В работе [A38] на основе лабораторного моделирования был предложен механизм, связанный с присутствием внешнего магнитного поля, как правило, в астрофизической среде являющегося внегалактическим.

В присутствии внешнего магнитного поля лабораторная плазма, возникающая под воздействием наносекундного лазерного драйвера с энергией порядка 10 Дж, сфокусированного на поверхность толстой твердотельной мишени, демонстрирует специфическую топологию (рис. 18, а, б). Плазменные потоки формируют каверну в форме луковицы, со стенками из более плотных потоков плазмы, которые сходятся в удаленной от источника на некоторое расстояние точке, за которой образуется коллимированный поток, способный распространяться без значимых изменений на большие расстояния. Наличие точки схождения потоков, образующих каверну, подтверждается в астрофизических наблюдениях существованием точечного источника рентгеновского излучения, отстоящего от начала видимого истечения (рис. 18, з).

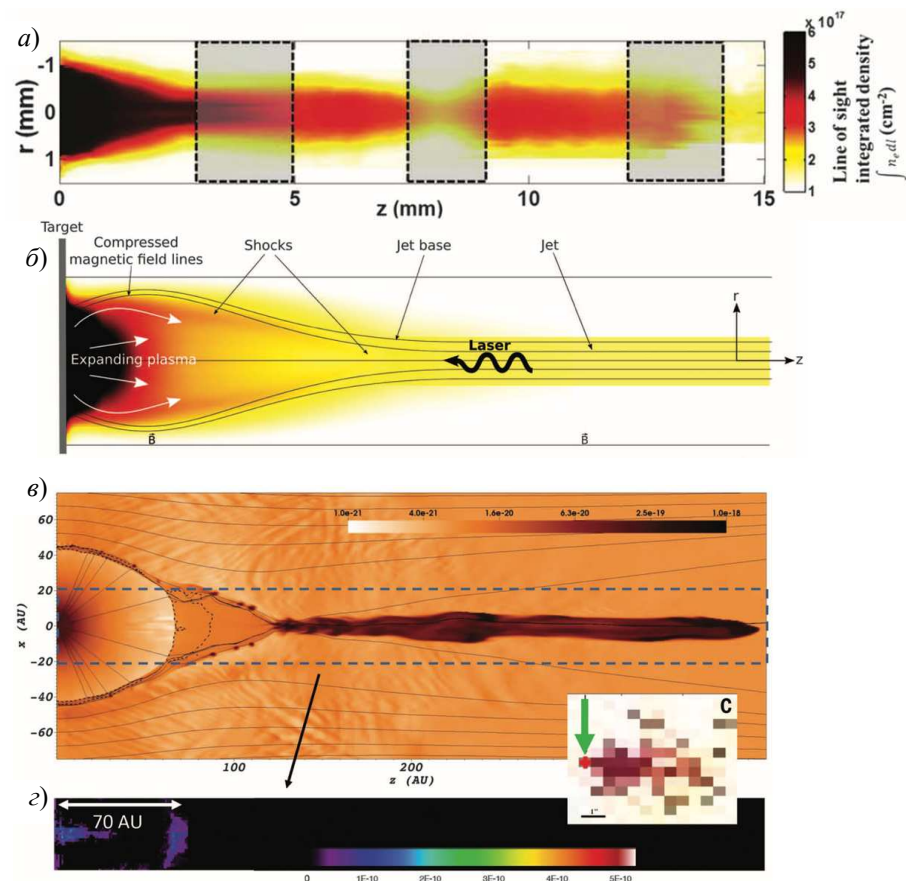


Рис. 18. Коллимация плазменного потока однородным полоидальным магнитным полем: а – экспериментальное распределение линейной концентрации наносекундной лазерной плазмы в присутствии сильного внешнего магнитного поля; б – принципиальная топология коллимации; в – результаты полномасштабного численного моделирования и з – астрономические наблюдения точечного источника в рентгеновском диапазоне, соответствующего точке схождения ударной волны

В ходе последующих исследований разлета лазерной плазмы в присутствии внешнего магнитного поля, описанных в разделе 5.4.2 диссертации, была показана возможность образований коллимированных истечений ионизированного вещества не только в однородном, но и в более сложных конфигурациях магнитного поля, свойственных магнитосфере молодых звездных объектов (см. область 1 на рис. 19, а), в частности, в cusp-конфигурации, реализация которой в лаборатории возможна при встречном включении составляющих магнитную систему [A8, A4] катушек Гельмгольца, изображенной на

рис. 19, в. Если источник плазмы находится в области сильного магнитного поля, коллимация может произойти на масштабе $2Rb$, где $Rb = (6E/B^2)^{1/3}$ – это так называемый радиус остановки, E – энергия, вложенная в плазмы, а B – индукция магнитного поля. При этом предполагается, что $2Rb$ не превышает размер области, в которой магнитное поле можно считать квазиоднородным. Далее, несмотря на расхождение линий магнитного поля по ходу распространения, уже сформировавшийся поток может двигаться в область слабого магнитного поля на большие расстояния, сохраняя свою топологию.

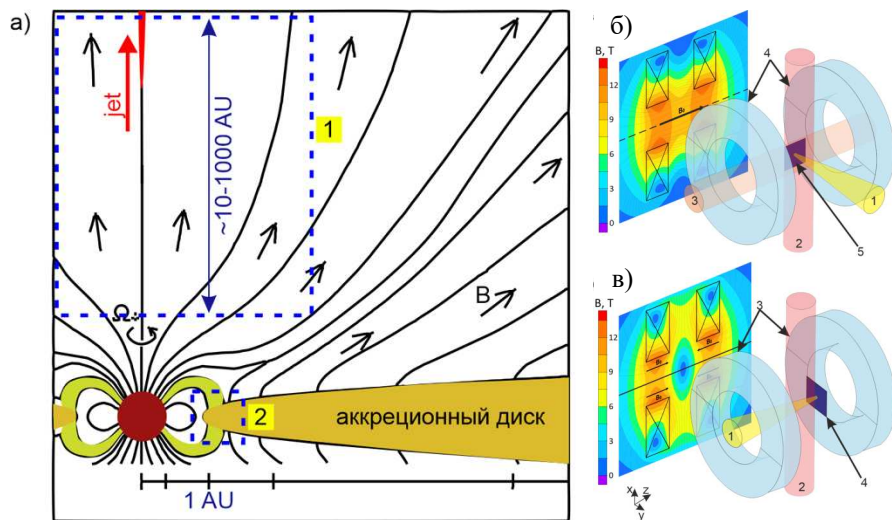


Рис. 19. На панели *а* представлено схематическое изображение протозвезды и областей, которые моделируются в эксперименте: *1* – область формирования джета, *2* – область аккреции вещества на молодую звезду. Расчетные конфигурации магнитного поля в магнитной системе и возможные топологии эксперимента: *б* – cusp-конфигурация при встречном включении катушек, соответствующая топологии магнитного поля из области *1* на панели *а*; *в* – квазиоднородное поле при включении катушек в попутном направлении, соответствует области *2* на панели *а*

Другим важным фундаментальным вопросом, решаемым в рамках направления «лабораторная астрофизика», стало исследование механизмов аккреции молодых звезд, представленное в разделе 5.3 диссертации. Аккреция – процесс увеличения массы объекта за счет захвата внешней материи. Процесс аккреции типичен для многих типов астрофизических объектов, от находящихся в начале своей эволюции протозвезд до ядер галактик. Основными объектами моделирования в работах, проводимых на PEARL, были протозвезды, поглощающие материю из окружающего аккреционного диска, в

некоторых областях которого эйлерово подобие с потоками лазерной плазмы выполняется с хорошей точностью.

От аккреции напрямую зависит энерговыделение, следовательно, светимость звезды, а также процесс генерации осесимметричных истечений (джетов). Таким образом, исследования механизмов аккреции являются определяющими для понимания хода эволюции звезд. В результате взаимодействия магнитосферы протозвезды с аккреционным диском возникают сложные конфигурации магнитных полей и потоков плазмы. Астрономические наблюдения не позволяют определить точный сценарий аккреции, поэтому лабораторные эксперименты по моделированию данных процессов обладают особой ценностью.

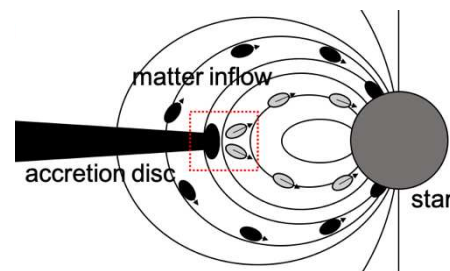


Рис. 20. Иллюстрация модели аккреции в виде воронок. Красным прямоугольником выделена область, в которой магнитное поле должно отклонять аккреционные потоки в сторону полярных областей

В литературе наиболее популярной является модель аккреции в виде воронок ("funnel flows" в зарубежной литературе), в которой аккреционные потоки отклоняются магнитным полем и следуют вдоль магнитных линий к высоким широтам поверхности звезды (рис. 20, черные овалы). Однако такая модель из однородного диска не может объяснить наблюдаемые вариации светимости некоторых типов протозвезд [40]. Например, нерегулярные и сильные всплески светимости наблюдаются в довольно экзотических и малоизученных протозвездах типа EXor и FUor [41]. Данные всплески связывают с прерывистыми и мощными событиями магнитосферной аккреции, причина которых до сих пор не ясна. Предполагается, что такая аккреция может быть вызвана сильным локальным возмущением края аккреционного диска, связанным, например, с воздействием внешних объектов, звезд [42] и планет-гигантов [43, 44], а также тепловой неустойчивостью диска [45] и магнитной активностью звезды [46].

Однако эти гипотезы концентрируются на механизмах возмущения и не уточняют процесс аккреции. В работе [A9], абстрагируясь от механизма возмущения диска и предполагая, что локальное возмущение уже возникло, исследовался сам процесс аккреции. Исследование было направлено на изучение траектории аккреционных потоков: могут ли плазменные потоки

распространяться поперек внешнего магнитного поля в окрестности экваториальной плоскости, или плазменные потоки будут двигаться только вдоль внешнего магнитного поля и сталкиваться со звездой в полярных широтах, как это изображено серыми овалами на рис. 20.

В эксперименте, топология которого представлена на рис. 19, б, элемент аккреционного диска имитировался плазмой, возникшей в результате абляции твердотельной мишени наносекундным драйвером, являющимся частью импульса параметрической накачки PEARL с энергией порядка 10–15 Дж. Роль магнитосферы играло однородное поперечное магнитное поле 13.5 Тл.

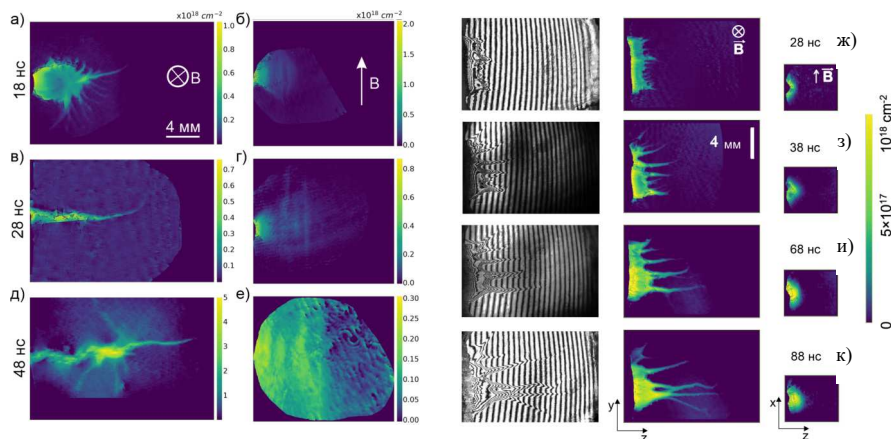


Рис. 21. Данные разлета наносекундной лазерной плазмы поперек внешнего магнитного поля, из точечного источника (а–е) и источника, вытянутого поперек магнитного поля B (ж–к), в экспериментальном исследовании механизмов аккреции

Результаты исследования стали в какой-то степени контринтуитивными. В начальные моменты времени, первые наносекунды после прихода лазерного драйвера, разлет плазмы из точечного источника близок к сферическому. При наличии внешнего магнитного поля при этом приводит к образованию четкой сферической оболочки из плотной плазмы с относительно разреженной сердцевинкой, разлетающейся от источника (рис. 21, а, б). На оболочке по мере разлета намечаются неустойчивости типа Рэлея – Тейлора в виде отростков, видных на интерферограммах в плоскости, ориентированной поперек магнитного поля. В этот момент времени динамическое давление плазмы превышает магнитное давление. По мере расширения плазма остывает и снижает свое давление на магнитное поле. Вместе с этим развиваются неустойчивости, пространственный масштаб которых увеличивается со временем, пока плотная оболочка останавливает свое расширение и начинает схлопываться вдоль поверхности мишени.

Особый интерес вызывают образующиеся неустойчивости (см. рис. 21, а), поскольку топология их принципиальным образом отличается от квазисферической оболочки. Неустойчивости представляют собой тонкие плазменные слои, вытянутые вдоль магнитного поля, причем вдоль магнитного поля разлет плазмы ничем не ограничен, и она заполняет всю диагностическую апертуру. Каверна после схлопывания тоже образует тонкий плазменный слой, расположенный в плоскости магнитного поля, образуя единую структуру с наиболее крупной из наметившихся ранее неустойчивостей (рис. 21, в). Прочие неустойчивости, однако, не прекращают свое существование, а отходят от центрального ствола, как ветви от дерева (рис. 21, д). К этому моменту времени динамическое давление плазмы становится ниже магнитного, но, несмотря на это, центральный плазменный лист продолжает постоянно удлиняться в направлении от мишени со скоростью 100–500 км/с. В данном режиме плазма создает динамическую структуру с поверхностными токами, поле которых компенсирует внешнее магнитное поле, позволяя плазменному листу фактически свободно проникать поперек сильного внешнего магнитного поля.

В аспекте аккреционной динамики более интересным является режим с распределенным источником плазмы, вытянутым поперек магнитного поля. Данный случай, в некотором приближении, соответствует взаимодействию аккреционного диска с магнитосферой молодого звездного объекта (см. рис. 20, область, выделенная красным пунктиром). В наших экспериментах вытянутый источник плазмы был реализован за счет пространственного профилирования лазерного драйвера на поверхности мишени. Для вытянутого источника плазмы было продемонстрировано разбиение плазменного потока на несколько плазменных листов, распространяющихся от мишени поперек магнитного поля (см. рис. 21, ж–к). Данная многоязыковая конфигурация предлагается в качестве механизма аккреции вещества на молодой звездный объект, допускающая выпадение вещества не только в полярных областях, куда плазма должна увлекаться магнитным полем, но и в экваториальных областях молодой протозвезды, через языки, развивающиеся из локальных неустойчивостей типа Рэлея – Тейлора.

Основные результаты Главы 5 диссертации представлены в работах [A4, A11, A9, A37–A48].

Основные результаты

1. Оптическая синхронизация сигнального импульса с импульсом накачки позволила более чем на порядок поднять стабильность выходных параметров фемтосекундной петаваттной параметрической лазерной системы. Кроме этого, благодаря специфичной линейной частотной модуляции появилась возможность пассивного подавления искажений огибающей импульса накачки при усилении на растущем участке кривой сечения усиления активной среды.

2. Созданы экспериментальные условия для проведения широкого спектра исследований лазерно-плазменного взаимодействия, включая исследования режимов генерации различных типов вторичного излучения и исследования динамики фемтосекундной и наносекундной лазерной плазмы в присутствии внешнего магнитного поля.

3. Использование оригинального динамического метода калибровки адаптивной оптической системы позволило повысить число Штреля с 0.3 до более чем 0.72 при фокусировке субпетаваттного лазерного излучения с импульсами на частоте повторения один выстрел в 20 мин.

4. При помощи адаптивной системы коррекции волнового фронта на основе деформируемого зеркала в петаваттном лазерном излучении после нелинейного укорочения CafCA достигнуто повышение пиковой интенсивности в фокусе, кратное 70 % от фактора повышения мощности, достигнутого за счет нелинейной компрессии CafCA.

5. Достигнута субрэлеевская точность наведения перетяжки лазерного импульса на острый край твердотельной мишени.

6. При помощи оригинального одноимпульсного двухэкранного электронного спектрометра повышена точность измерения узконаправленных квазимоноэнергетических электронных пучков, ускоренных кильватерной плазменной волной с лазерным драйвером.

7. Зафиксированы квазимоноэнергетичные электронные пучки, ускоренные в кильватерной волне с лазерным драйвером до энергии отсечки, превышающей 1.2 ГэВ, и ускоренные полем виртуального катода протоны с энергиями более 43.3 МэВ.

8. Для параметров лазера J-KAREN продемонстрирована возможность, при помощи нелинейного укорочения CafCA зондирующего импульса, четырёхкратного снижения размытия оптических штрихов-изображений возмущений плазмы, сопровождающих релятивистки сильный фемтосекундный лазерный импульс, распространяющийся в прозрачной плазме.

9. На основании лабораторного моделирования разлета наносекундной лазерной плазмы предложен механизм коллимации астрофизических джетов однородным полоидальным магнитным полем; обнаружено, что в случае коллимации на однородном участке магнитного поля в cusp-конфигурации образовавшийся поток сохраняет свою направленность при выходе в область

неоднородного поля с расходящимися магнитными линиями и далее, при переходе через «нулевую» точку.

10. В эксперименте обнаружено проникновение наносекундной лазерной плазмы поперек внешнего магнитного поля, давление которого превосходит динамическое давления плазмы, с образованием плазменной структуры в форме листа. Для источника лазерной плазмы, вытянутого поперек магнитного поля, истечение образует несколько параллельных плазменных листов, распространяющихся от мишени.

Вклад автора

Вклад автора во все представленные результаты является основополагающим и присутствует на всех этапах проведения экспериментальных исследований, от концептуализации, постановки и проведения эксперимента до обработки и интерпретации экспериментальных данных, их сопоставления с результатами численного моделирования и написания статей.

Положения, выносимые на защиту

1. В случае отсутствия хроматических аберраций использование адаптивной оптической системы на основе деформируемого зеркала позволяет увеличить число Штреля при фокусировке петаваттного лазерного излучения с апертурой 180 мм с 0.3 до 0.73.

2. Адаптивная оптическая система с деформируемым зеркалом и датчиком Шака – Гартмана позволяет более чем в 3.5 раза поднять пиковую интенсивность при фокусировке фемтосекундного петаваттного лазерного излучения после нелинейной компрессии CafCA, что составляет 73 % от фурье-предела пространственного распределения интенсивности на пике мощности.

3. Использование двухэкранного одноимпульсного спектрометра поднимает точность измерения спектров узких квазимоноэнергетических пучков электронов за счет восстановления направления вылета из точечного источника. При этом учет углового размера электронного пучка вдоль магнитного поля способствует повышению точности восстановления спектра.

4. Лазерный импульс с длительностью ~ 50 фс и энергией до 10 Дж из ОРСПА источника может быть драйвером LWFA электронов с энергией более 1.2 ГэВ и УПВК протонов с энергиями более 43.3 МэВ, что близко к рекордным значениям для указанной энергии лазерного импульса.

5. Полоидальное магнитное поле коллимирует квазисферический разлет наносекундной лазерной плазмы. При этом выделяется стадия с выпуклой оболочкой из ударных волн, возникающих за счет компрессии внешних магнитных линий, и стадия коллимированного потока, начинающаяся за точкой, в которой ударные волны сходятся.

6. При образовании структуры в форме плазменного листа поток плазмы проникает через поперечное магнитное поле, несмотря на превосходство магнитного давления над динамическим давлением плазмы.

Апробация результатов

Настоящая диссертационная работа является обобщением исследований, проведенных автором, преимущественно в стенах ИПФ РАН – авторитетного и известного в научных кругах научного центра с уникальной общепризнанной экспертизой по направлениям лазерной физики, нелинейной оптики и родственной к теме диссертации физике плазмы. Результаты исследований обсуждались на семинарах, неоднократно входили в список лучших результатов года ИПФ РАН и список лучших научных результатов РАН. По тематике диссертации опубликовано 48 научных работ в рецензируемых изданиях, 27 из которых относятся к Q1–Q2 по Scopus и «Белому списку». Результаты доложены более чем на 100 научных конференциях.

Цитированная литература

1. Lozhkarev V. V. et al. Compact 0.56 petawatt laser system based on optical parametric chirped pulse amplification in KD*P crystals // *Laser Physics Letters*. – 2007. – Vol. 4, no. 6. – P. 421.
2. Katin E. V. et al. Synchronisation of a femtosecond laser and a Q-switched laser to within 50 ps // *Quantum Electronics*. – 2003. – Vol. 33, no. 9. – P. 836.
3. Poteomkin A. K. et al. Compact 300-J/300-GW frequency-doubled neodymium glass laser – Part II: description of laser setup // *IEEE journal of quantum electronics*. – 2009. – T. 45. – Vol. 7. – P. 854–863.
4. Bredikhin V. I. et al. Competing growth centers and step bunching in KDP crystal growth from solutions // *Journal of crystal growth*. – 2003. – Vol. 259, no. 3. – P. 309–320.
5. Danson C. N. et al. Petawatt and exawatt class lasers worldwide // *High Power Laser Science and Engineering*. – 2019. – Vol. 7. – P. e54.
6. Kiriya H. et al. Petawatt femtosecond laser pulses from titanium-doped sapphire crystal // *Crystals*. – 2020. – Vol. 10, no. 9. – P. 783.
7. Hong W. et al. Commissioning experiment of the high-contrast SILEX-II multi-petawatt laser facility // *Matter Radiat. Extrem.* 2021. – Vol. 6, no. 6. – P. 064401.
8. Burdonov K. et al. Characterization and performance of the Apollon short-focal-area facility following its commissioning at 1 PW level // *Matter and Radiation at Extremes*. – 2021. – Vol. 6, no. 6.
9. Weibel E. S. Spontaneously growing transverse waves in a plasma due to an anisotropic velocity distribution // *Physical Review Letters*. – 1959. – Vol. 2, no. 3. – P. 83.

10. Khazanov E. A., Mironov S. Y., Mourou G. Nonlinear compression of high-power laser pulses: compression after compressor approach // *Physics-Uspekhi*. – 2019. – Vol. 62, no. 11. – P. 1096.
11. Ginzburg V. et al. 11 fs, 1.5 PW laser with nonlinear pulse compression // *Optics express*. – 2021. – Vol. 29, no. 18. – P. 28297–28306.
12. Wang A. et al. Characteristics of broadband OPCPA based on DKDP crystals with different deuteration levels for the SEL-100 PW laser system // *Optics Express*. – 2024. – Vol. 32, no. 3. – P. 3597–3605.
13. Bromage J. et al. NSF OPAL: Laser System Design and Critical Technologies // *Bulletin of the American Physical Society*. – 2024.
14. Piskarskas A., Stabinis A., Yankauskas A. Phase phenomena in parametric amplifiers and generators of ultrashort light pulses // *Soviet Physics Uspekhi*. – 1986. – Vol. 29, no. 9. – P. 869.
15. Strickland D., Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses // *Optics communications*. – 1985. – Vol. 55, no. 6. – P. 447–449.
16. Chin S. L. et al. Filamentation and supercontinuum generation during the propagation of powerful ultrashort laser pulses in optical media (white light laser) // *Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials*. – 1999. – Vol. 8, no. 01. – P. 121–146.
17. Silva F. et al. Multi-octave supercontinuum generation from mid-infrared filamentation in a bulk crystal // *Nature communications*. – 2012. – Vol. 3, no. 1. – P. 807.
18. Kleinman D. A. Theory of second harmonic generation of light // *Physical Review*. – 1962. – Vol. 128, no. 4. – P. 1761.
19. Zernike Jr F., Berman P. R. Generation of far infrared as a difference frequency // *Physical Review Letters*. – 1965. – Vol. 15, no. 26. – P. 999.
20. Cerullo G. et al. Few-optical-cycle light pulses with passive carrier-envelope phase stabilization // *Laser & Photonics Reviews*. – 2011. – Vol. 5, no. 3. – P. 323–351.
21. Giambruno F. et al. Design of a 10 PW (150 J/15 fs) peak power laser system with Ti:sapphire medium through spectral control // *Applied optics*. – 2011. – Vol. 50, no. 17. – P. 2617–2621.
22. Mironov S. Y. et al. Generation of 3D ellipsoidal laser beams by means of a profiled volume chirped Bragg grating // *Laser Physics Letters*. – 2016. – Vol. 13, no. 5. – P. 055003.
23. Kryukov P. G., Letokhov V. S. Propagation of a light pulse in a resonantly amplifying (absorbing) medium // *Soviet Physics Uspekhi*. – 1970. – Vol. 12, no. 5. – P. 641.
24. Kudryashov A. V. et al. Closed-loop adaptive system for laser beam control // *Laser Resonators IV*. – SPIE, 2001. – Vol. 4270. – P. 37–44.
25. Pirozhkov A. S. et al. Burst intensification by singularity emitting radiation in multi-stream flows // *Scientific Reports*. – 2017. – Vol. 7, no. 1. – P. 17968.

26. Kiriya H. et al. Status and progress of the J-KAREN-P high intensity laser system at QST // High Energy Density Physics. – 2020. – Vol. 36. – P. 100771.
27. Pukhov A., Meyer-ter-Vehn J. Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime // Applied Physics B. – 2002. – Vol. 74. – P. 355–361.
28. Kiselev S., Pukhov A., Kostyukov I. X-ray generation in strongly nonlinear plasma waves // Physical review letters. – 2004. – Vol. 93, no. 13. – P. 135004.
29. Gey G. O. Tissue culture studies of the proliferative capacity of cervical carcinoma and normal epithelium // Cancer research. – 1952. – Vol. 12. – P. 264–265.
30. Remington B. A. et al. A review of astrophysics experiments on intense lasers // Physics of Plasmas. – 2000. – Vol. 7, no. 5. – P. 1641–1652.
31. Remington B. A., Drake R. P., Ryutov D. D. Experimental astrophysics with high power lasers and Z pinches // Reviews of Modern Physics. – 2006. – Vol. 78, no. 3. – P. 755–807.
32. Kuranz C. C. et al. Astrophysically relevant radiation hydrodynamics experiment at the National Ignition Facility // Astrophysics and space science. – 2011. – Vol. 336. – P. 207–211.
33. Zweibel E. G., Yamada M. Magnetic reconnection in astrophysical and laboratory plasmas // Annual review of astronomy and astrophysics. – 2009. – Vol. 47, no. 1. – P. 291–332.
34. Revet G. et al. Laboratory disruption of scaled astrophysical outflows by a misaligned magnetic field // Nature communications. – 2021. – Vol. 12, no. 1. – P. 762.
35. Ryutov D. D. Scaling laws for dynamical plasma phenomena // Physics of Plasmas. – 2018. – Vol. 25, no. 10.
36. Uzdensky D. A., Rightley S. Plasma physics of extreme astrophysical environments // Reports on Progress in Physics. – 2014. – Vol. 77, no. 3. – P. 036902.
37. Ryutov D. et al. Similarity criteria for the laboratory simulation of supernova hydrodynamics // The Astrophysical Journal. – 1999. – Vol. 518, no. 2. – P. 821.
38. Ryutov D. D., Drake R. P., Remington B. A. Criteria for scaled laboratory simulations of astrophysical MHD phenomena // The Astrophysical Journal Supplement Series. – 2000. – Vol. 127, no. 2. – P. 465.
39. Ryutov D. D. et al. Magnetohydrodynamic scaling: From astrophysics to the laboratory // Physics of Plasmas. – 2001. – Vol. 8, no. 5. – P. 1804–1816.
40. Kulkarni A. K., Romanova M. M. Accretion to magnetized stars through the Rayleigh–Taylor instability: global 3D simulations // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2008. – Vol. 386, no. 2. – P. 673–687.
41. Audard M. et al. Episodic accretion in young stars // Protostars and Planets VI. University of Arizona Press, 2014.
42. Bonnell I., Bastien P. A binary origin for FU Orionis stars // Astrophysical Journal, Part 2-Letters (ISSN 0004-637X). – Vol. 401, no. 1. – P. L31–L34. – 1992.

43. Lodato G., Clarke C. J. Massive planets in FU Orionis discs: implications for thermal instability models // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2004. – Vol. 353, no. 3. – P. 841–852.
44. Nayakshin S., Lodato G. FU Ori outbursts and the planet–disc mass exchange // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2012. – Vol. 426, no. 1. – P. 70–90.
45. Bell K. R., Lin D. N. C. Using FU Orionis outbursts to constrain self-regulated protostellar disk models // arXiv preprint astro-ph/9312015. – 1993.
46. Armitage P. J. EXor outbursts from disk amplification of stellar magnetic cycles // The Astrophysical Journal Letters. – 2016. – Vol. 833, no. 2. – P. L15.

Публикации автора по теме диссертации

- A1. Soloviev A. et al. Experimental evidence for short-pulse laser heating of solid-density target to high bulk temperatures // Scientific Reports. – 2017. – Vol. 7, no. 1. – P. 12144.
- A2. Soloviev A. A. et al. Fast electron generation using PW-class PEARL facility // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2011. – Vol. 653, no. 1. – P. 35–41.
- A3. Perevalov S. E. et al. Experimental study of strongly mismatched regime of laser-driven wakefield acceleration // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2020. – Vol. 62, no. 9. – P. 094004.
- A4. Соловьев А. А. и др. Исследования в области физики плазмы и ускорения частиц на петаваттном лазере PEARL // Успехи физических наук. – 2024. – Т. 194, № 3. – С. 313.
- A5. Мухин И. Б. и др. Дизайн стартовой части субэксаваттного лазера проекта XCELS // Квантовая электроника. – 2021. – Т. 51, № 9. – С. 759–767.
- A6. Mukhin I. B. et al. Upgrading the front end of the petawatt-class PEARL laser facility // Applied Optics. – 2023. – Vol. 62, no. 10. – P. 2554–2559.
- A7. Andreev N. E. et al. Efficiency improvement of the femtosecond laser source of superponderomotive electrons and X-ray radiation due to the use of near-critical density targets // Quantum Electronics. – 2021. – Vol. 51, no. 11. – P. 1019.
- A8. Luchinin A. G. et al. Pulsed magnetic field generation system for laser-plasma research // Review of Scientific Instruments. – 2021. – Vol. 92, no. 12.
- A9. Burdonov K. et al. Inferring possible magnetic field strength of accreting inflows in EXor-type objects from scaled laboratory experiments // Astronomy & Astrophysics. – 2021. – Vol. 648. – P. A81.
- A10. Соловьев А. А. и др. Экспериментальное исследование взаимодействия потока лазерной плазмы с поперечным магнитным полем // Известия вузов. Радиофизика. – 2020. – Т. 63, № 11.

- A11. Burdonov K. et al. Laboratory modelling of equatorial ‘tongue’ accretion channels in young stellar objects caused by the Rayleigh-Taylor instability // *Astronomy & Astrophysics*. – 2022. – Vol. 657. – P. A112.
- A12. Khazanov E. et al. eXawatt center for extreme light studies // *High Power Laser Science and Engineering*. – 2023. – Vol. 11. – P. e78.
- A13. Kotov A. V. et al. Adaptive system for correcting optical aberrations of high-power lasers with dynamic determination of the reference wavefront // *Quantum Electronics*. – 2021. – Vol. 51, no. 7. – P. 593.
- A14. Soloviev A. A. et al. Adaptive system for wavefront correction of the PEARL laser facility // *Quantum Electronics*. – 2020. – Vol. 50, no. 12. – P. 1115.
- A15. Martyanov M. et al. Improvement of the focusability of petawatt laser pulses after nonlinear post-compression // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2022. – Vol. 39, no. 7. – P. 1936–1944.
- A16. Soloviev A. et al. Improving focusability of post-compressed PW laser pulses using a deformable mirror // *Optics Express*. – 2022. – Vol. 30, no. 22. – P. 40584–40591.
- A17. Kotov A. V. et al. Enhanced diagnostics of radiating relativistic singularities and BISER by nonlinear post-compression of optical probe pulse // *Journal of Instrumentation*. – 2022. – Vol. 17, no. 07. – P. P07035.
- A18. Кузьмин А. А. и др. Термонаведенные искажения в стержневых лазерных усилителях на неодимовом стекле // *Квантовая электроника*. – 2009. – Т. 39, № 10. – С. 895–900.
- A19. Шайкин А. А. и др. Стержневой лазерный усилитель на неодимовом стекле диаметром 150 мм // *Квантовая электроника*. – 2014. – Т. 44, № 5. – С. 426–430.
- A20. Бурдонов К. Ф. и др. Короткие пространственные фильтры со сферическими линзами для мощных импульсных лазеров // *Квантовая электроника*. – 2013. – Т. 43, № 11. – С. 1082–1087.
- A21. Kumar D. et al. Alignment of solid targets under extreme tight focus conditions generated by an ellipsoidal plasma mirror // *Matter and radiation at extremes*. – 2019. – Vol. 4, no. 2.
- A22. Kudryashov A. et al. 240-mm bimorph deformable mirror for wavefront correction at the PEARL facility // *Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XXIII*. – SPIE, 2021. – Vol. 11672. – P. 113–121.
- A23. Котов А. В. и др. Восстановление волнового фронта лазерного пучка на основе анализа распределения интенсивности в фокусе и вне фокуса с использованием сверточной нейронной сети // *Известия вузов. Радиофизика*. – 2025. – Т. LXVII, № 11–12.
- A24. Scott R. H. H. et al. Fast electron beam measurements from relativistically intense, frequency-doubled laser–solid interactions // *New Journal of Physics*. – 2013. – Vol. 15, no. 9. – P. 093021.
- A25. Бурдонов К. Ф., Соловьев А. А., Стародубцев М. В. Использование многомодового лазерного источника для интерферометрии сверхмалых фазовых неоднородностей // *Письма в Журнал технической физики*. – 2016. – Т. 42, № 6. – С. 77–83.
- A26. Ryazantsev S. N. et al. Diagnostics of laser-produced plasmas based on the analysis of intensity ratios of He-like ions X-ray emission // *Physics of Plasmas*. – 2016. – Vol. 23, no. 12.
- A27. Golubev S. V. et al. Status of a point-like neutron generator development // *Journal of Instrumentation*. – 2021. – Vol. 16, no. 02. – P. T02008.
- A28. Колесников А.О., Михайлов В.Н., Рагозин Е.Н., Ратушный В.П., Соловьев А.А., Шатохин А.Н. Создание плоских и вогнутых решеток с переменным шагом для вакуумной области спектра методом интерференционной литографии и их применение // *Оптический журнал*. – 2023. – Т. 90, № 3. – С. 48–59.
- A29. Зорина М. В. и др. Транспортабельный спектрограф с плоским полем для мягкого рентгеновского диапазона // *Квантовая электроника*. – 2024. – Т. 54, № 1. – С. 58–62.
- A30. Бурдонов К. Ф. и др. Экспериментальный стенд для исследования воздействия ускоренных лазером протонов на биообъекты // *Квантовая электроника*. – 2016. – Т. 46, № 4. – С. 283–287.
- A31. Soloviev A. A. et al. Two-screen single-shot electron spectrometer for laser wakefield accelerated electron beams // *Review of Scientific Instruments*. – 2011. – Vol. 82, no. 4.
- A32. Шен С. Ф. и др. Ускорение электронов лазерным импульсом при его параллельном падении на твердую мишень // *Квантовая электроника*. – 2021. – Т. 51, № 9. – С. 833–837.
- A33. Лопатин А. Я. и др. Эмиссионные характеристики лазерно-плазменного источника экстремального ультрафиолетового излучения с тонкопленочными мишенями // *Журнал технической физики*. – 2023. – Т. 93, № 7. – С. 892–896.
- A34. Вайс О. Е. и др. Эффективное ускорение электронов фемтосекундными лазерными импульсами умеренной мощности // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 2023. – Т. 118, № 12. – С. 871–876.
- A35. Перевалов С. Е. и др. Ускорение электронов при взаимодействии лазерных импульсов с твердотельными мишенями в режиме лазерного скребка // *Квантовая электроника*. – 2024. – Т. 54, № 1. – С. 35–42.
- A36. Лопатин А. Я. и др. Капсульная газонаполненная мишень для лазерно-плазменного экстремального ультрафиолетового источника // *Журнал технической физики*. – 2024. – Т. 94, № 7. – С. 1174–1181.
- A37. Higginson D. P. et al. Detailed characterization of laser-produced astrophysically-relevant jets formed via a poloidal magnetic nozzle // *High Energy Density Physics*. – 2017. – Vol. 23. – P. 48–59.

- A38. Albertazzi B. et al. Laboratory formation of a scaled protostellar jet by coaligned poloidal magnetic field // *Science*. – 2014. – Vol. 346, no. 6207. – P. 325–328.
- A39. Soloviev A. et al. Laboratory investigation of magnetized laser plasmas expansion into the vacuum // *Журнал прикладной спектроскопии*. – 2016. – Vol. 83, no. 6–16. – P. 409–409.
- A40. Пикуз С. А. и др. Формирование плазмы с определяющей ролью радиационных процессов при облучении тонких фольг импульсом субпетаваттного лазера PEARL // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 2017. – Т. 105, № 1. – С. 15–20.
- A41. Revet G. et al. Laboratory unraveling of matter accretion in young stars // *Science advances*. – 2017. – Vol. 3, no. 11. – P. e1700982.
- A42. Higginson D. P. et al. Enhancement of quasistationary shocks and heating via temporal staging in a magnetized laser-plasma jet // *Physical review letters*. – 2017. – Vol. 119, no. 25. – P. 255002.
- A43. Курбатов Е. П. и др. Сравнение безразмерных параметров в астрофизических приложениях МГД и лабораторном эксперименте // *Астрономический журнал*. – 2018. – Т. 95, № 8. – С. 509–518.
- A44. Khiar B. et al. Laser-produced magnetic-Rayleigh-Taylor unstable plasma slabs in a 20 T magnetic field // *Physical review letters*. – 2019. – Vol. 123, no. 20. – P. 205001.
- A45. Земсков Р. С. и др. Экспериментальное исследование генерации терагерцового излучения при взаимодействии ультракороткого лазерного излучения с газовыми мишенями // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2022. – Т. 65, № 12. – С. 965–977.
- A46. Yao W. et al. Dynamics of nanosecond laser pulse propagation and of associated instabilities in a magnetized underdense plasma // *Physical Review Letters*. – 2023. – Vol. 130, no. 26. – P. 265101.
- A47. Zemskov R. et al. Laboratory modeling of YSO jets collimation by a large-scale divergent interstellar magnetic field // *Astronomy & Astrophysics*. – 2024. – Vol. 681. – P. A37.
- A48. Sladkov A. et al. Saturation of the compression of two interacting magnetized plasma toroids evidenced in the laboratory // *Nature Communications*. – 2024. – Vol. 15, no. 1. – P. 10065.

Благодарности

Автор выражает благодарность своим родителям Соловьеву Андрею Альбертовичу и Соловьевой Наталии Александровне за возможность выбора в молодости. Им же и Васильевой Марии Ивановне – за помощь с детьми. Супруге Гордлеевой Сусанне Юрьевне – за правильную мотивацию. Стародубцеву Михаилу Викторовичу – за поддержку в критические моменты. Хазанову Ефиму Аркадьевичу – за кристальность мышления и амбициозные научные задачи. Шайкину Андрею Алексеевичу – за воспитание и закалку. Мухину Ивану Борисовичу – за общность взглядов. Степанову Андрею Николаевичу – за помощь в подготовке итогового текста диссертации.

Для заметок

СОЛОВЬЕВ Александр Андреевич

**ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ
ФЕМТОСЕКУНДНОГО ПЕТАВАТТНОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО
ЛАЗЕРНОГО КОМПЛЕКСА С ПЛАЗМОЙ**

Автореферат

Подписано в печать 17.03.2025 г.
Формат 60 × 90 ¹/₁₆. Усл. печ. л. 3,0.
Тираж 120 экз. Заказ № 7(2025).

Отпечатано в типографии ФИЦ
Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН,
603950, Н. Новгород, ул. Ульянова, 46