

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

На правах рукописи

Горлова Диана Алексеевна

**Ускорение электронов и вторичные
процессы при взаимодействии лазерного импульса
релятивистской интенсивности со слоем
подкритической плазмы**

1.3.19 – лазерная физика

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2023

Работа выполнена на кафедре общей физики и волновых процессов физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

Научный руководитель: **Савельев-Трофимов Андрей Борисович**
доктор физико-математических наук,
профессор, физический факультет МГУ
имени М.В. Ломоносова, кафедра общей
физики и волновых процессов, профессор

Официальные
оппоненты: **Лотов Константин Владимирович**
доктор физико-математических наук, доцент,
профессор РАН, Институт ядерной физики
им. Г.И. Будкера СО РАН, сектор 5-12,
главный научный сотрудник

Стародубцев Михаил Викторович
доктор физико-математических наук,
Институт прикладной физики РАН,
дирекция, зам. директора по научной работе

Карташов Игорь Николаевич
кандидат физико-математических наук,
физический факультет МГУ имени М.В.
Ломоносова, кафедра физической
электроники, доцент

Защита состоится «19» октября 2023 года в 16 ч. 30 мин. на заседании диссертационного совета МГУ.013.4 Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова по адресу: 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 62, корпус нелинейной оптики, ауд. имени С.А. Ахманова.

e-mail: diss.sov.31@physics.msu.ru

С диссертацией можно ознакомиться в отделе диссертаций научной библиотеки МГУ имени М.В. Ломоносова (Ломоносовский просп., д. 27) и на портале: <https://dissovet.msu.ru/dissertation/013.4/2601>.

Автореферат разослан «___» июля 2023 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета МГУ.013.4,
кандидат физ.-мат. наук

Коновко Андрей Андреевич

Общая характеристика работы

Актуальность

Современные лазерные системы генерируют импульсы малой длительности (10-1000 фс) с пиковой мощностью до нескольких ПВт [1], что при фокусировке позволяет достигать интенсивностей, называемых релятивистскими ($10^{18} - 10^{21}$ Вт/см²) [2]. Взаимодействие излучения релятивистской интенсивности с атомами мишени формирует лазерную плазму, которая, вследствие различных процессов, является источником ускоренных электронов и ионов [3]. Последующее проникновение этих электронов вглубь мишени приводит также к генерации жесткого рентгеновского и гамма излучений [4].

Уже около 10 лет существует ядерная фотоника [5] как отдельная область исследований, которая изучает эффекты на стыке ядерной физики и физики высоких плотностей энергии. Активно исследуются источники вторичных частиц, генерируемых при взаимодействии лазерно-ускоренных электронов или ионов с атомами мишени. Полученные источники вторичных частиц имеют ряд преимуществ перед аналогичными источниками, получаемыми на традиционных ускорителях: малую длительность импульса, высокий пиковый поток частиц [6].

Для большинства практических приложений лазерно-плазменных ускорителей необходимым условием является генерация электронов в форме пучка с достаточно малой расходимостью и узким энергетическим спектром, а также большим зарядом (десятки пКл и выше). Максимальные энергии электронов были достигнуты с использованием ускорения в мишенях - струях газа: были получены пучки электронов с энергиями до 8 ГэВ, угловой шириной единицы мрад и полным зарядом порядка 200 пКл [7]. При взаимодействии с твердотельной мишенью направленный пучок электронов можно получить ускорением в плазменном канале [8]. Экспериментально уже были достигнуты заряды пучка до 0.1 мКл и расходимостью порядка 0.05 рад при отражении от твердотельной мишени [9].

Перечисленные выше результаты были получены на лазерных системах с энергией импульса десятки-сотни Дж и частотой повторения импульсов <1 Гц, что ограничивает их практическое использование. Актуальной также является задача получения пучков электронов на лазерных системах с кГц частотой повторения импульсов [10]. Такие лазерные системы обладают пиковой мощностью в несколько ТВт и позволяют получать пучки ускоренных электронов с энергиями в единицы МэВ, зарядами в единицы пКл и угловой шириной порядка 0.1 рад при взаимодействии с поверхностью твердотельной мишени [11], мишенями - струями газа [12] и воды [13]. При этом исследования, направленные на оптимизацию и улучшение параметров пучка электронов могут проводиться на системах с более низкой частотой повторения импульсов, например, на используемой в настоящей работе 1 ТВт лазерной системе.

Большой интерес представляет область исследований, посвященная генерации ТГц излучения при взаимодействии лазерных импульсов

релятивистской интенсивности с веществом [14]. Несмотря на большое количество источников ТГц излучения [15], релятивистское лазерно-плазменное взаимодействие выделяется на их фоне отсутствием эффекта насыщения энергии генерируемого ТГц излучения при увеличении энергии основного импульса. Максимальная эффективность конверсии лазерного излучения в ТГц на данный момент составляет составляет 1% [16]. Для некоторых механизмов генерации ТГц излучения в релятивистской лазерной плазме, таких как когерентное переходное излучение, его мощность квадратично зависит от числа излучателей [17], поэтому для увеличения энергии ТГц излучения актуальна задача получения пучков электронов с большим зарядом.

Значительный интерес вызывают схемы многостадийного лазерно-плазменного ускорения, в которых, однако, возникают технические трудности из-за необходимости отклонять электроны для их инжекции в следующую стадию [18]. Широко используемые для таких задач магнитные линзы энергетически селективны, поэтому, существует интерес к разработке полностью лазерно-плазменных методов отклонения пучка электронов от оси распространения, которые также исследовались в настоящей работе.

Степень разработанности темы

Исследования лазерно-плазменного ускорения на системах с пиковой мощностью в единицы ТВт при отражении от твердотельных мишеней проводятся рядом исследовательских групп [19; 20]. Использование мишеней с околосверхкритической электронной концентрацией при этом исследуется в основном для ускорения ионов [21], или для импульсов с энергией в единицы-десятки джоулей [22]. Исследования, посвященные генерации ТГц излучения на лазерно-плазменных ускорителях сейчас активно ведутся в ряде лабораторий [23–25].

Влияние продольного поля лазерного импульса на динамику ускорения в плазменном канале было рассмотрено аналитически в единственной работе [26], и там же численно для достаточно нетривиального режима взаимодействия. Взаимодействие, в котором ускорение в кильватерных волнах переходило в ускорение в плазменном канале, ранее рассматривалось только для более мощной (10 ТВт) лазерной системы при взаимодействии с газовой мишенью [27]. Обратный порядок механизмов ранее в литературе явно не обсуждался. Вопросы корректного разделения полей на потенциальные и вихревые для установления механизмов ускорения обсуждались в [28]. Однако процесс разделения полей на потенциальные и вихревые компоненты ранее не проводился напрямую.

Для отклонения пучка электронов ранее рассматривалось использование искривленных плазменных каналов [29] и лазерных импульсов с кривизной волнового фронта [30]. Отклонение пучка электронов вследствие рефракции лазерного импульса при взаимодействии с предионизованной пленочной мишенью в настоящей работе рассмотрено впервые.

Таким образом, исследования, проведенные в настоящей диссертационной работе, соответствуют мировым тенденциям и, в то же время, предлагают новые подходы к генерации пучков ускоренных электронов и управлению их характеристиками, анализу численного моделирования, а также созданию вторичных источников на лазерных системах с пиковой мощностью порядка ТВт. Все разработанные экспериментальные методики могут быть перенесены на лазерные системы с кГц частотой повторения импульсов.

Цели и задачи

Цель работы состоит в экспериментальном и численном исследовании процессов ускорения электронов и генерации терагерцового излучения при взаимодействии фемтосекундного лазерного импульса релятивистской интенсивности и центральной длиной волны 805 нм со слоем подкритической плазмы длиной несколько сотен мкм, а также использовании полученного источника электронов для задач ядерной фотоники.

Для этого были поставлены и решены следующие задачи:

- создание мишени с необходимыми параметрами с использованием лавсановой пленки толщиной несколько десятков мкм, аблированной дополнительным наносекундным лазерным импульсом до околоскритической электронной концентрации;
- проведение комплексного экспериментального исследования характеристик электронов, ускоренных при воздействии 1 ТВт фемтосекундного лазерного импульса релятивистской интенсивности с центральной длиной волны 805 нм на слой плазмы длиной несколько сотен микрон и электронной концентрацией порядка 10% от критической;
- разработка экспериментальных методик регистрации энергии ускоренных электронов, угловых и спектральных характеристик ТГц излучения, а также методик обработки полученных экспериментальных данных;
- проведение комплексного численного исследования взаимодействия 1 ТВт фемтосекундного лазерного импульса с центральной длиной волны 805 нм со слоем подкритической плазмы, разработка методик анализа полученных данных и установление физических механизмов ускорения электронов и генерации ТГц излучения;
- экспериментальное и численное исследование возможности управления направлением вылета пучка электронов при использовании мишени, обладающей значительным поперечным градиентом электронной концентрации;
- экспериментальное и численное исследование возможности использования полученного электронного пучка как источника для задач ядерной фотоники.

Объект и предмет исследования

Объектом исследования являлось взаимодействие лазерного импульса релятивистской интенсивности с центральной длиной волны 805 нм с мишенью с околоскритической электронной концентрацией. Предметом исследования

являлись характеристики получаемых в таком взаимодействии электронов с релятивистскими энергиями и излучения в терагерцовом диапазоне частот, физические процессы, приводящие к их возникновению, а также свойства вторичных источников частиц, созданных с использованием ускоренных электронов.

Научная новизна

- Экспериментально продемонстрировано и численно подтверждено, что взаимодействие фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью 5×10^{18} Вт/см² и центральной длиной волны 805 нм с плазменным слоем с электронной концентрацией порядка 10% от критической и длиной несколько сотен мкм, формируемым при абляции лавсановой пленки наносекундным лазерным импульсом с интенсивностью порядка 10^{12} Вт/см², приводит к генерации пучка электронов с зарядом в десятки-сотни пКл, экспоненциальным спектром со средней энергией 2-3 МэВ, угловой шириной 0.1-0.3 рад в направлении распространения лазерного импульса.
- Экспериментально продемонстрировано и численно подтверждено, что изменение средней и максимальной электронной концентрации, а также протяженности плазменного слоя при варьировании задержки между наносекундным и фемтосекундным импульсами, приводит к значительному изменению характеристик ускоренных электронов при воздействии на плазменный слой фемтосекундного импульса: при совпадении максимумов импульсов генерируется электронный пучок с зарядом до 0.1 нКл, средней энергией 1 МэВ, угловой шириной 0.25 рад, при отставании фемтосекундного импульса на 3 нс генерируется электронный пучок с зарядом до 40 пКл, средней энергией 2 МэВ, угловой шириной 0.1 рад. Экспериментально продемонстрировано, что полученный пучок электронов может быть использован для исследований в области ядерной фотоники.
- Установлено, что формирование электронного пучка является результатом последовательного ускорения в плазменном канале и в кильватерных волнах, при этом вклад каждого механизма в конечную энергию зависит от начальной плотности мишени. Проведены численные исследования, устанавливающие зависимость заряда и энергий ускоренных электронов от энергии фемтосекундного импульса, показавшие нелинейный рост заряда при сохранении энергетических и пространственных характеристик пучка.
- Показано, что при установлении механизмов ускорения при взаимодействии фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью 5×10^{18} Вт/см² и центральной длиной волны 805 нм с плазменным слоем с электронной концентрацией порядка 10% от критической и длиной несколько сотен мкм необходимо отдельно учитывать вклад потенциальных и вихревых компонент поля в ускорение частиц.

- Предложен, экспериментально исследован и численно подтвержден метод управления углом вылета пучка ускоренных электронов по отношению к исходному направлению распространения фемтосекундного лазерного импульса в пределах $\pm 10^\circ$ без ухудшения его параметров, основанный на рефракции фемтосекундного импульса при распространении внутри плазменного слоя с поперечным градиентом показателя преломления, формируемого при абляции лавсановой пленки наносекундным лазерным импульсом с интенсивностью порядка 10^{12} Вт/см².
- Установлено, что пучок электронов, ускоренных в слое плазмы толщиной в несколько сотен мкм и электронной концентрацией порядка 10% от критической фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью 5×10^{18} Вт/см² и центральной длиной волны 805 нм, формирует при выходе из плазмы близкий к униполярному импульс электромагнитного излучения в диапазоне частот 1-5 ТГц с эффективностью по энергии до 0.1% от энергии лазерного импульса и угловым распределением в виде конуса с углом раствора 40° . Механизмом генерации такого излучения является когерентное переходное излучение ускоренных электронов, пересекающих границу плазма-вакуум. Предложен и опробован численный метод расчета характеристик ТГц излучения на основе параметров пучка электронов, полученных в численном моделировании методом крупных частиц.

Теоретическая и практическая значимость

Получен коллимированный пучок релятивистских электронов с энергиями в несколько МэВ, зарядом до 0.1 нКл и пространственной стабильностью 0.2 рад. Было продемонстрировано, что этот пучок может использоваться в качестве источника для проведения исследований в области ядерной фотоники. С использованием полученного пучка был создан источник нейтронов с потоком $\approx 10^6$ нейтронов/Дж·с·срад с использованием реакций фоторасщепления.

Экспериментально продемонстрирована возможность отклонения пучка электронов от начального направления распространения лазерного импульса с использованием предыонизированной пленочной мишени, имеющей значительный поперечный градиент электронной концентрации. В проведенном эксперименте установлено, что отклонение на углы до 10° происходит без потери качества пучка. Также было установлено, что угол отклонения пучка согласуется с углом отклонения лазерного импульса, полученным численным решением уравнения эйконала.

Получен источник терагерцового излучения с энергией порядка 0.1 мДж в диапазоне частот 1-5 ТГц. Установлено, что физическим механизмом его генерации является когерентное переходное излучение ускоренных электронов. Предложены и реализованы методы оценки свойств ТГц излучения, полученного в лазерно-плазменном взаимодействии, на основе результатов численного моделирования.

Разработан ряд программных пакетов и подходов к обработке результатов

численного моделирования методом крупных частиц, которые позволяют интерактивно визуализировать электромагнитные поля, их пространственные и временные спектры; плотность частиц и их траектории; разделять потенциальную и вихревую компоненты векторных полей. Показано, что используемая в численном моделировании методом крупных частиц численная схема решения уравнений Максвелла приводит к накоплению ошибок численного интегрирования при оценке работ полей над частицами; предложен и реализован метод их коррекции.

Методология исследования

Экспериментальные методы исследования включали в себя разработку методик регистрации характеристик релятивистских электронов, терагерцового излучения и нейтронов, полученных при воздействии лазерного импульса релятивистской интенсивности на мишень с околоритической электронной концентрацией; исследование зависимостей полученных характеристик от различных физических параметров, таких как начальная плотность мишени, энергия и фокусировка лазерного импульса.

Теоретические и вычислительные методы исследования включали в себя проведение численного моделирования воздействия лазерного импульса релятивистской интенсивности на мишень с околоритической электронной концентрацией методом крупных частиц, проведение расчетов свойств терагерцового излучения в модели переходного излучения, разработку программ для автоматической обработки и анализа данных эксперимента и численного моделирования.

Защищаемые положения

1. Воздействие фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью от 2×10^{18} Вт/см² до 3×10^{19} Вт/см² и центральной длиной волны 805 нм на слой плазмы с электронной концентрацией порядка 10% от критической и длиной несколько сотен мкм приводит к генерации пучка электронов с зарядом в десятки-сотни пКл, экспоненциальным спектром со средней энергией 2-3 МэВ, угловой шириной 0.1-0.3 рад в направлении распространения лазерного импульса. Формирование электронного пучка является результатом последовательного ускорения в плазменном канале и в кильватерных волнах, при этом вклад каждого механизма в конечную энергию зависит от начальной плотности мишени.
2. Управление средней и максимальной электронной концентрацией, а также протяженностью плазменного слоя, формируемого при абляции наносекундным лазерным импульсом с интенсивностью порядка 10^{12} Вт/см² лавсановой пленки толщиной несколько десятков мкм, варьированием задержки между наносекундным и фемтосекундным (с интенсивностью 5×10^{18} Вт/см² и центральной длиной волны 805 нм) импульсами приводит к значительному изменению характеристик ускоренных электронов при воздействии на плазменный слой фемтосекундного импульса: при совпадении максимумов импульсов генерируется

электронный пучок с зарядом до 0.1 нКл, средней энергией 1 МэВ, угловой шириной 0.25 рад, при отставании фемтосекундного импульса на 3 нс генерируется электронный пучок с зарядом до 40 пКл, средней энергией 2 МэВ, угловой шириной 0.1 рад.

3. Наличие поперечного градиента показателя преломления плазменного слоя, формируемого при абляции лавсановой пленки наносекундным лазерным импульсом с интенсивностью порядка 10^{12} Вт/см², позволяет управлять углом вылета пучка ускоренных электронов по отношению к исходному направлению распространения фемтосекундного лазерного импульса в пределах $\pm 10^\circ$ без ухудшения его параметров.
4. Пучок электронов, ускоренных в слое плазмы толщиной в несколько сотен мкм и электронной концентрацией порядка 10% от критической фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью 5×10^{18} Вт/см² и центральной длиной волны 805 нм, формирует при выходе из плазмы близкий к униполярному импульс электромагнитного излучения в диапазоне частот 1-5 ТГц с эффективностью по энергии до 0.1% от энергии лазерного импульса и угловым распределением в виде конуса с углом раствора 40° .

Степень достоверности

Достоверность полученных результатов обеспечивалась высоким уровнем используемого современного научно-технического оборудования, повторяемостью получения экспериментальных данных, использованием при анализе результатов современных и общепризнанных теоретических моделей и методов обработки, согласованием экспериментальных результатов с численным моделированием, публикацией результатов в рецензируемых научных журналах.

Апробация результатов работы

Основные результаты работы опубликованы в 7 статьях научных журналов, таких как «Plasma Physics and Controlled Fusion», «Physical Review E», «Laser Physics Letters», «Квантовая электроника» и 3 сборниках «Proceedings of SPIE», а также представлены соискателем лично на международных конференциях «Терагерцовое и микроволновое излучение (ТЕРА-2023)» (Москва, Россия, 2023), «International Conference on Ultrafast Optical Science (UltrafastLight)» (Москва, Россия, 2022/2021/2020/2019/2018), «International Conference Laser Optics (ICLO)» (Санкт-Петербург, Россия, 2022/2020/2018), «High-Brightness Sources and Light-Driven Interactions Congress» (Будапешт, Венгрия, 2022), «47th European Physical Society Conference on Plasma Physics (EPS 2021)» (Барселона, Испания, 2021), «3rd International Conference on Nuclear Photonics (NP2020)» (Курасики, Япония, 2021), «SPIE Optics + Optoelectronics 2021» (Прага, Чехия, 2021/2019), «International Conference on High Energy Density Science (HEDS)» (Йокогама, Япония, 2019), «XV International Seminar on Electromagnetic Interactions of Nuclei» (Москва, Россия, 2018), «Международная конференция студентов, аспирантов и молодых

учёных Ломоносов» (Москва, Россия, 2018/2016), семинарах «International Workshop Complex Systems of Charged Particles and Their Interactions with Electromagnetic Radiation» (Москва, Россия, 2023/2022), школах «ELI-NP Autumn School 2022» (Мэгурэле, Румыния, 2022), «ELISS-2019» (Прага, Чехия, 2019), «ELI-NP Summer School 2019» (Синая, Румыния, 2019) и на семинарах кафедры общей физики и волновых процессов физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова.

Личный вклад автора

Личный вклад соискателя состоял в проведении всех экспериментов в составе научного коллектива лаборатории Релятивистской лазерной плазмы Физического факультета МГУ, проведении численного моделирования и аналитических расчетов, обработке полученных данных, а также написании статей. Все представленные результаты получены соискателем лично, либо в соавторстве при его определяющем участии.

Структура и объем диссертационной работы

Диссертация состоит из введения, трех глав текста, заключения, приложения, благодарностей, а также списка цитируемой литературы. Объем работы составляет 130 страниц, включая 69 рисунков и 4 таблицы. Список цитируемой литературы содержит 153 наименования.

Содержание работы

В **первой главе** рассмотрены используемые и развитые в работе экспериментальные и численные методы исследования релятивистской лазерной плазмы. В разделе 1.1 описана используемая в работе экспериментальная установка для исследования релятивистского лазерно-плазменного взаимодействия и разработанные методы диагностики характеристик ускоренных электронов. Проведенные гидродинамические и интерферометрические исследования установили, что лавсановая мишень-пленка толщиной 16 мкм при ее аблировании наносекундным лазерным импульсом с интенсивностью 5×10^{12} Вт/см² представляет собой слой плазмы длиной порядка 150 мкм с электронной концентрацией в центре пробоя до $0.3n_{cr}$ (см. Рис. 1). Также приведены измерения поляризационных свойств лавсановой пленки, показывающие, что она позволяет изменять поляризацию ТВт лазерного излучения с линейной на эллиптическую со степенью эллиптичности до $\varepsilon = 0.8$. В разделе 1.2 рассмотрен численный подход к моделированию плазмы методом частиц-в-ячейке (PIC-моделирование). Описаны разработанные методы постобработки данных численного моделирования, в частности метод разделения векторных полей на потенциальную и вихревую компоненты. Показано, что используемая в моделировании численная схема решения уравнений Максвелла приводит к накоплению ошибок численного интегрирования при оценке работ полей над частицами; предложен и реализован метод их коррекции.

Вторая глава посвящена вопросам ускорения электронов в релятивистском

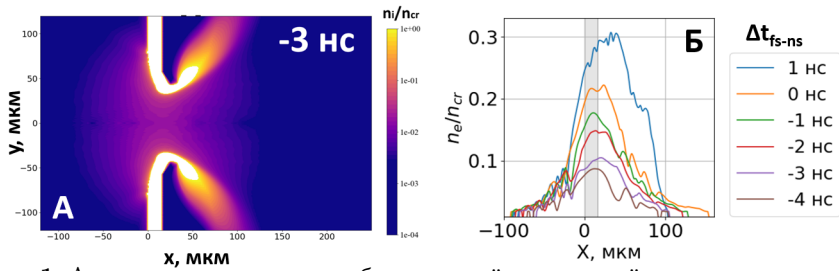


Рис. 1 Атомная концентрация аблированной лавсановой мишени в единицах критической электронной концентрации n_{cr} для $\Delta t_{fs-ns} = -3$ нс (а) и электронная концентрация в сечении $Y=0$ в предположении, что мишень состоит из углерода и полностью ионизована для различных Δt_{fs-ns} (б), где Δt_{fs-ns} - задержка между основным импульсом и управляемым предимпульсом.

лазерно-плазменном взаимодействии, а также использованию полученных электронов в качестве источника для задач ядерной фотоники. В разделе 2.1 сделан обзор основных механизмов ускорения электронов в релятивистской лазерной плазме и исследований по ускорению электронов в плазме околкритической концентрации, а также на лазерных системах с пиковой мощностью в единицы ТВт. В разделе 2.2 обсуждаются результаты экспериментов по ускорению электронов во взаимодействии 1 ТВт релятивистского лазерного импульса с центральной длиной волны $\lambda = 805$ нм со слоем подкритической плазмы (Рис. 16). Полученный электронный пучок имеет угловую ширину в единичном импульсе ≈ 0.1 рад (для $E > 3$ МэВ), пространственную стабильность ≈ 0.2 рад и экспоненциальный энергетический спектр с характерной температурой $T = 2.0 \pm 0.5$ МэВ (Рис. 2а-в). Заряд пучка составляет: 40 ± 10 пКл ($E > 1$ МэВ), 22 ± 5 пКл ($E > 2$ МэВ), 13 ± 4 пКл ($E > 3$ МэВ), 8 ± 4 пКл ($E > 4$ МэВ). Данные параметры пучка также были получены из 3D PIC-моделирования, в условиях, соответствующих экспериментальным ($n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$ т.е. $\Delta t_{fs-ns} = -3$ нс на Рис. 1) и представлены на Рис. 2г-е. Угловая ширина пучка составляет ≈ 0.1 рад, а температура спектра $T = 1.9$ МэВ, что совпадает с экспериментально измеренными значениями.

Было установлено, что механизмами инжекции являются ионизационная инжекция и инжекция в результате разрушения плазменных волн ВКР назад, при этом вклад каждого типа инжекции определяется начальной плотностью мишени: для $\Delta t_{fs-ns} = -3$ нс ($n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$) электроны с наибольшей финальной энергией инжектируются преимущественно ионизационно, а с наименьшей - преимущественно в результате распада плазменных волн. Для $\Delta t_{fs-ns} = 0$ нс ($n_{eMAX}/n_{cr} = 0.22$) более 90% электронов инжектируются в результате распада плазменных волн.

В 3D PIC-моделировании также были установлены механизмы ускорения электронов. Основой проведенного анализа являлся расчета работ компонент электрического поля над частицами. Из-за жесткой фокусировки и релятивистской самофокусировки лазерный импульс обладает продольным полем $E_{A,x}$ значительной амплитуды ($a_0 \approx 0.05 - 0.1$, где $a_0 = \frac{eE}{\omega_L m_e c}$, e, m_e -

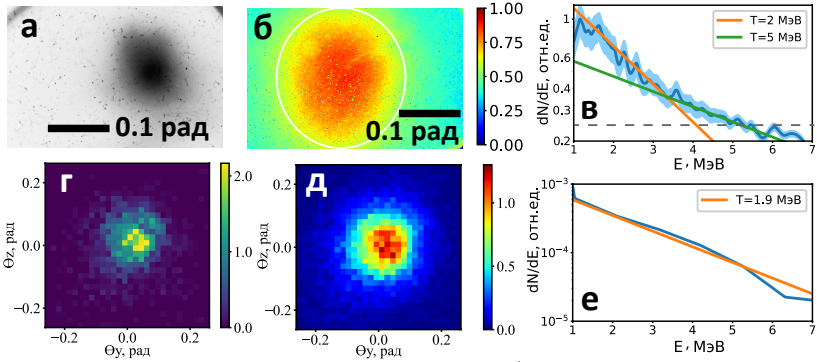


Рис. 2 Экспериментально измеренные (поляризация эллиптическая) пространственная форма пучка электронов в единичном лазерном импульсе (а) и усредненная по 500 последовательным импульсам (б) для энергий $E > 3$ МэВ, а также энергетический спектр (в) с аппроксимацией экспоненциальным распределением. Полученные в численном моделировании угловое распределение пучка электронов в конце расчета (г) и усредненное по области 25 мкм в конце расчета (д) для электронов с $E > 3$ МэВ, а также энергетический спектр электронов с аппроксимацией экспоненциальным распределением (е).

заряд и масса электрона, $\omega_L = 2\pi c/\lambda$), поэтому расчет работ полей проводился отдельно для потенциальных $E_{\Phi,(x,y,z)}$ и вихревых $E_{A,(x,y,z)}$ компонент. В настоящей работе вклад ускорения в плазменном канале (DLA) анализировался как сумма работ вихревых компонент поля $E_{A,(x,y,z)}$, а вклад ускорения в кильватерных волнах (LWFA) - как работа потенциального продольного поля $E_{\Phi,x}$. На Рис. 3 представлена характерная картина рассматриваемого взаимодействия в различные моменты времени для режима генерации коллимированного пучка электронов ($\Delta t_{fs-ns} = -3$ нс, $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$). В начальный момент времени (Рис. 3а,г,ж) происходит формирование плазменного канала в области перетяжки и ускорение происходит механизмом DLA. При дальнейшем распространении лазерного импульса происходит его самомодуляция (Рис. 3б,д,з) и возбуждение плазменных волн ВКР вперед, а ускорение электронов начинает происходить механизмом SM-LWFA. Далее на выходе из мишени часть электронов испытывает дефазировку, т.е. попадает в замедляющую фазу поля $E_{\Phi,x}$ (Рис. 3в,е,и) и теряет часть энергии. Итоговая картина работ (Рис. 3и) говорит о преобладании вклада в ускорение механизма SM-LWFA. Для более плотной плазмы ($\Delta t_{fs-ns} = 0$ нс, $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.22$) картина взаимодействия не меняется, однако начинает преобладать вклад DLA. Отметим, что при анализе работ без разделения полей происходит значительное занижение вклада SM-LWFA в ускорение электронов. Малая угловая ширина пучка достигается в первую очередь увеличением среднего продольного импульса электронов p_x в фазе SM-LWFA, при этом ширина распределения p_y определяется характером ускорения электронов в фазе DLA.

При варьировании Δt_{fs-ns} , т.е. начальной плотности мишени, также меняются параметры пучка электронов. На Рис. 4 видно, что при изменении

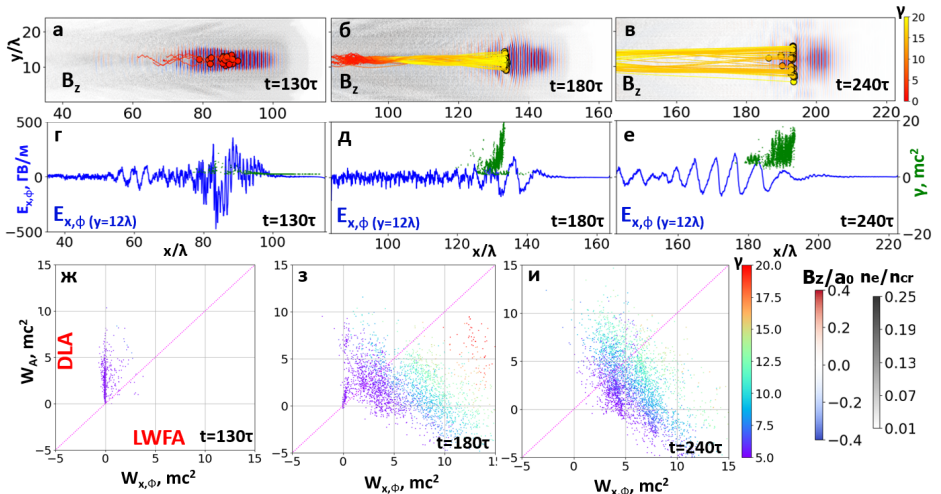


Рис. 3 Полученная в 3D PIC-моделировании картина взаимодействия для $\Delta t_{fs-ns} = -3$ нс ($n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$), линейной поляризации излучения. На (а-в) показана электронная концентрация n_e (серым, в единицах n_{cr}), компонента магнитного поля лазерного импульса B_z (красно-синим, в единицах a_0), и траектории электронов, набравших энергии $E > 7$ МэВ в конце расчета (красно-желтым, цветом траектории показано значение гамма-фактора γ). На (г-е) представлено сечение в плоскости $y = 12\lambda$ поля $E_{\Phi,x}$, а также зависимость $\gamma(x)$ для электронов, набравших в конце моделирования энергию $E > 2$ МэВ (зеленым). Зависимость работы потенциальных полей $W_{\Phi,x}$ (вклад SM-LWFA) от работы вихревых полей W_A (вклад DLA) (ж-и). Рисунки построены в момент времени $t = 130\tau$ (а,г,ж), $t = 180\tau$ (б,д,з), $t = 240\tau$ (в,е,и), где $\tau = \lambda/c$.

Δt_{fs-ns} происходит переход от режима генерации пучка с зарядом до 0.1 нКл ($T = 1$ МэВ, угловая ширина 0.25 рад) к режиму генерации коллимированного пучка электронов с зарядом до 40 пКл ($T = 2$ МэВ, угловая ширина 0.1 рад). Значения заряда пучка для различных начальных плотностей мишени также были получены в 3D PIC-моделировании и соответствуют экспериментальным (см. Рис. 4).

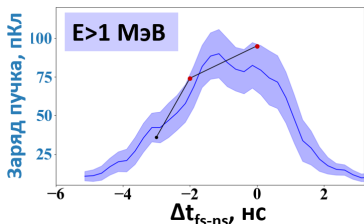


Рис. 4 Зависимость заряда пучка электронов от Δt_{fs-ns} для $E > 1$ МэВ полученная экспериментально (синий) и в PIC-моделировании (черный). Красными точками отмечены значения, пересчитанные с учетом телесного угла детектора.

Также были получены зависимости заряда коллимированного пучка от энергии лазерного импульса (см. Рис. 5). В эксперименте изменение энергии лазерного импульса могло быть проведено только в диапазоне энергий 30-50 мДж, что соответствует значениям $a_0 = 1.2 - 1.5$. Видно, что при уменьшении a_0 в 1.25 раз заряд уменьшается в ≈ 2.5 раза. Исследования

при увеличении энергии основного импульса были проведены численно в 3D PIC-моделировании. Установлено, что при увеличении a_0 заряд пучка растет нелинейно, при этом значение $a_0 = 1.5$, реализуемое в эксперименте, является пороговым. При увеличении интенсивности до $I = 10^{19}$ Вт/см² или $a_0 = 2$, что соответствует увеличению энергии лазерной системы всего в 2 раза (с 50 до 100 мДж, т.е. до 2 ТВт), заряд увеличивается как $30 \rightarrow 200$ пКл ($E > 1$ МэВ), $20 \rightarrow 150$ пКл ($E > 2$ МэВ), $10 \rightarrow 105$ пКл ($E > 3$ МэВ) и $5 \rightarrow 75$ пКл ($E > 4$ МэВ), а температура пучка возрастает с 2 до 3.5 МэВ. При дальнейшем увеличении a_0 заряд продолжает увеличиваться и для $a_0 = 4$ достигается значение заряда пучка в 1 нКл.

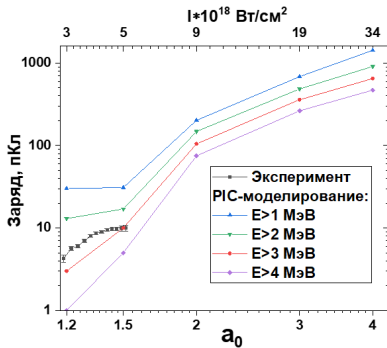


Рис. 5 Зависимость заряда пучка от нормированного векторного потенциала a_0 (интенсивности I) основного импульса полученная экспериментально ($E > 3$ МэВ) и в численном моделировании. Поляризация излучения циркулярная, $\Delta t_{fs-ns} = -3$ нс, $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$.

Раздел 2.3 посвящен созданию и характеристике источника нейтронов на основе реакций фоторасщепления (γ, n) с использованием полученного пучка ускоренных электронов. Показано, что максимальный поток нейтронов составляет $\approx 10^5$ нейтронов/с·срад при эффективности $\approx 10^6$ нейтронов/Дж лазерного излучения. Также экспериментально проверена методика оценки заряда и средней энергии ускоренных электронов по регистрируемому потоку нейтронов; полученные значения согласуются со значениями, измеренными стандартными средствами диагностики пучка.

В разделе 2.4 описываются результаты экспериментов и численного моделирования отклонения пучка электронов на поперечном градиенте плотности (см. Рис. 1а) при смещении точки фокусировки основного импульса относительно оси симметрии мишени. На Рис. 6а продемонстрировано, что смещение точки входа основного фемтосекундного импульса на $\Delta y = 10$ мкм приводит к отклонению электронного пучка на 10.2 ± 1.3 градусов при сохранении его угловой ширины. Для диапазона значений Δy результаты эксперимента, численного 2D PIC-моделирования и решения уравнения эйконала также согласуются (см. Рис. 6 б,г). Отметим, что до смещения $\Delta y = 10$ мкм различие в качестве пучка (Рис. 6в) можно считать незначительным, особенно в области $E < 5$ МэВ. Дальнейшее увеличение Δy значительно снижает эффективность ускорения электронов механизмом DLA.

В **третьей главе** представлены результаты экспериментального и численного исследования ТГц излучения, генерируемого во взаимодействии

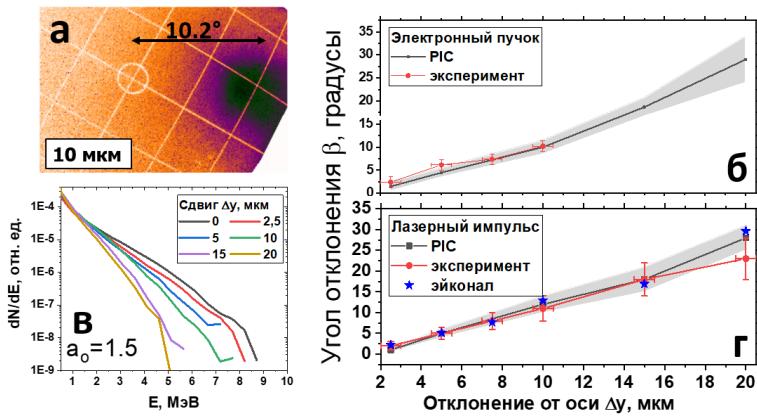


Рис. 6 Усредненное по 100 лазерным импульсам изображение электронного пучка с $E > 3$ МэВ для $\Delta y = 10$ мкм (а) и зависимость угла отклонения β пучка электронов (б) и лазерного импульса (г), а также спектра $\frac{dN}{dE}$ ускоренных электронов (в) от смещения фемтосекундного лазерного импульса Δy от оси симметрии мишени.

1 ТВт фемтосекундного лазерного импульса со слоем подкритической плазмы, созданным из пленочной мишени дополнительным наносекундным предимпульсом. Предложен метод расчета параметров ТГц излучения в численном PIC-моделировании, и представлены результаты такого расчета для лазерных импульсов ТВт и ПВт пиковой мощности. В [разделе 3.1](#) приведен обзор современного состояния исследований генерации ТГц излучения с использованием лазерных импульсов релятивистской интенсивности.

В [разделе 3.2](#) описана созданная экспериментальная схема регистрации ТГц излучения, а также его измеренные характеристики. На [Рис. 7](#) представлены зависимости энергии ТГц излучения (измерена в телесном угле 0.005 ср) и заряда электронов от Δt_{fs-ns} . Наблюдается два максимума выхода ТГц излучения для различных значений Δt_{fs-ns} , при этом максимум на $\Delta t_{fs-ns} > 1$ нс связан с электронами, генерируемыми в направлении отражения, когда мишень еще не является оптически прозрачной. Максимум для $\Delta t_{fs-ns} < 1$ нс коррелирует с максимумами выхода ускоренных электронов, при этом наблюдается полное совпадение зависимостей выхода ТГц и ускоренных электронов с $E > 0.1$ МэВ.

Была также измерена зависимость выхода ТГц излучения от энергии основного фемтосекундного излучения, см. [Рис. 8а](#). В данной области энергий она хорошо аппроксимируется линейной функцией. На [Рис. 8б](#) представлена дополняющая ее зависимость квадрата числа ускоренных электронов с энергиями $E > 3$ МэВ от энергии основного импульса. Видно, что энергия ТГц излучения линейно растет с увеличением энергии основного импульса, при этом не испытывая насыщения. Такая же зависимость наблюдается для квадрата числа ускоренных электронов, т.е. энергия ТГц растет пропорционально квадрату заряда пучка. Спектр ТГц излучения и

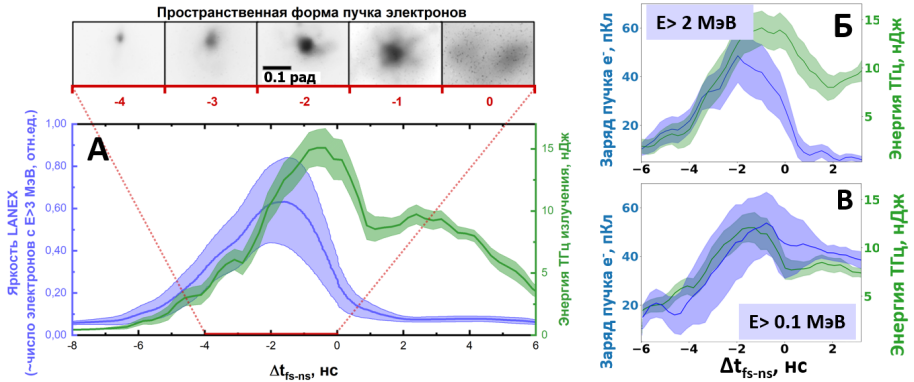


Рис. 7 Зависимости энергии ТГц излучения и яркости сцинтиллятора LANEX ($E > 3$ МэВ (а)) и заряда пучка электронов ($E > 2$ МэВ (б), $E > 0.1$ МэВ (в)) от Δt_{fs-ns} в направлении прохождения основного лазерного импульса. На вставке к (а) представлена пространственная форма пучка электронов.

соответствующая автокорреляционная функция представлены на Рис. 8в и находится в области 1-5 ТГц.

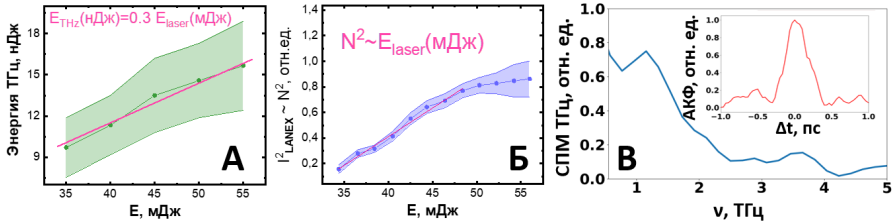


Рис. 8 Зависимость максимальной энергии ТГц излучения (а) и яркости сцинтиллятора I_{LANEX}^2 ($\propto N^2$ для $E > 3$ МэВ, где N - число ускоренных электронов) (б) от энергии основного импульса и их линейная аппроксимация, а также спектральная плотность мощности ТГц излучения и соответствующая автокорреляционная функция для $\Delta t_{fs-ns} = -1$ нс (в) ($n_{eMAX}/n_{cr} = 0.17$).

Угловые распределения ТГц излучения для различных начальных плотностей мишени представлены на Рис. 9а-г. Для $\Delta t_{fs-ns} = -2 - -1$ нс ($n_{eMAX}/n_{cr} = 0.17 - 0.15$), т.е. в режиме генерации высокоэнергетичного электронного пучка, ТГц излучение генерируется в "полюй" конус с углом раствора порядка 40° . Затем, при переходе к генерации "диффузного" пучка ($n_{eMAX}/n_{cr} > 0.2$), провал в направлении 0° исчезает.

Наблюдаемые экспериментально характеристики ТГц излучения (коническое угловое распределение, пропорциональность квадрату заряда пучка, линейная поляризация в плоскости $Y = 0$) указывают на то, что механизмом его генерации является переходное излучение (ПИ) ускоренных электронов. В разделе 3.3 были проведены численные расчеты на основе аналитической модели переходного излучения. На Рис. 9д-и представлены рассчитанные угловые распределения переходного излучения и его спектры для различных начальных параметров электронного пучка, измеренных

экспериментально (указаны в подписи) для соответствующих значений Δt_{fs-ns} . Отметим, что исчезновение минимума в угловом распределении в направлении 0° (см. рис. Рис. 9г), наблюдаемое экспериментально, возникает исключительно из-за некогерентного сложения угловых распределений и связано с методикой измерения. В модели ПИ также была рассчитана временная форма ТГц импульса и показана, что она представляет собой импульс, близкий к униполярному.

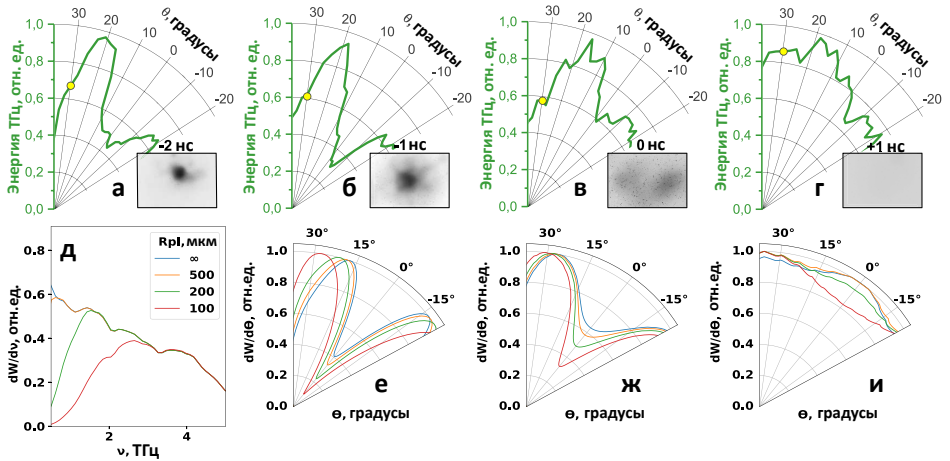


Рис. 9 (а-г) – экспериментально измеренные угловые распределения ТГц излучения для разных значений задержки между основным импульсом и предимпульсом Δt_{fs-ns} . Полученные в численных расчетах: (д) – спектр переходного излучения для $E = 2$ МэВ, (е-и) – угловое распределение переходного излучения для параметров электронного пучка: $E = 2$ МэВ, угловая ширина $\alpha_{FWHM} = 0.05$ рад, стабильность $S = 0.1$ рад (е), $E = 1.5$ МэВ, $\alpha_{FWHM} = 0.1$ рад, $S = 0.2$ рад (ж), $E = 1$ МэВ, $\alpha_{FWHM} = 0.3$ рад, $S = 0.5$ рад (и), соответствующие параметрам электронного пучка для задержек $\Delta t_{fs-ns} = -2, -1, 0$ нс соответственно. Разные графики соответствуют различным поперечным размерам плазмы (см. подпись). В расчетах проводилось некогерентное сложение по 10 импульсам, что соответствует процедуре измерения. Желтой точкой отмечено направление измерения для Рис. 7, Рис. 8.

В разделе 3.4 предложен метод расчета свойств ТГц излучения на основе аналитических формул для ПИ и параметров ускоренных электронов, полученных в РИС-моделировании, и показано, что они находятся в согласии с полученными в разделах 3.2, 3.3. В разделе 3.5 предложенным в разделе 3.4 методом рассчитаны свойства ТГц излучения, генерируемого при взаимодействии 15 ПВт лазерного импульса с пленочной мишенью в двух геометриях: одноэтапной с одной мишенью-пленкой, в которой происходит ускорение электронов и генерация ТГц, и двухэтапной, где в первой мишени создается пучок ускоренных электронов, который затем генерирует ТГц излучение проходя через вторую мишень-пленку. Показано, что в таком

взаимодействии возможно достичь релятивистских интенсивностей в ТГц диапазоне частот.

Заключение

Основные научные результаты диссертационной работы:

1. Для экспериментального получения и исследования характеристик пучков ускоренных электронов с использованием 1 ТВт лазерной системы были разработаны и улучшены методики регистрации их характеристик. Показано, что лавсановая пленка позволяет изменять поляризацию ТВт лазерного излучения с линейной на эллиптическую со степенью эллиптичности до $\varepsilon = 0.8$. Создана и охарактеризована мишень в виде слоя плазмы с концентрацией электронов порядка 10% от критической и длиной несколько сотен мкм с использованием лавсановой пленки толщиной несколько десятков мкм, аблированной дополнительным наносекундным лазерным импульсом.
2. Разработаны пакеты обработки и визуализации данных численного моделирования методом крупных частиц. В численном моделировании проведено исследование корректности приближения неподвижных ионов, а также установлено отсутствие влияния численной схемы решения уравнений Максвелла в рассматриваемой задаче. Реализовано разделение векторных полей на потенциальную и вихревую компоненты, расчет работы полученных полей над большой выборкой тестовых частиц. Показано, что используемая в моделировании численная схема решения уравнений Максвелла приводит к накоплению ошибок численного интегрирования при оценке работ полей над частицами; предложен и реализован метод их коррекции.
3. Экспериментально продемонстрировано, что взаимодействие фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью 5×10^{18} Вт/см² и центральной длиной волны 805 нм с плазменным слоем с электронной концентрацией порядка 10% от критической и длиной несколько сотен мкм, формируемым при абляции лавсановой пленки наносекундным лазерным импульсом с интенсивностью $\approx 10^{12}$ Вт/см², приводит к генерации пучка электронов с зарядом в десятки-сотни пКл, экспоненциальным спектром со средней энергией 2-3 МэВ, угловой шириной 0.1-0.3 рад в направлении распространения лазерного импульса. Изменение средней и максимальной электронной концентрации, а также протяженности плазменного слоя при варьировании задержки между наносекундным и фемтосекундным импульсами, приводит к значительному изменению характеристик ускоренных электронов при воздействии на плазменный слой фемтосекундного импульса: при совпадении максимумов импульсов генерируется электронный пучок с зарядом до 0.1 нКл, средней энергией 1 МэВ, угловой шириной 0.25 рад, при отставании фемтосекундного импульса на 3 нс генерируется электронный пучок с зарядом до 40 пКл, средней энергией 2 МэВ,

угловой шириной 0.1 рад.

4. Ускорение электронов осуществляется гибридным механизмом ускорения в плазменном канале - самомодулированное кильватерное ускорение (DLA – SM-LWFA). При более низкой плотности мишени ($\Delta t_{fs-ns} = -3$ нс) основной вклад в набор энергии вносит механизм SM-LWFA. При более высокой плотности мишени ($\Delta t_{fs-ns} = 0$ нс) основное ускорение электронов происходит механизмом DLA. Механизмами инжекции являются ионизационная инжекция и инжекция в результате разрушения плазменных волн ВКР назад, при этом вклад каждого типа инжекции определяется начальной плотностью мишени. Коллимация пучка электронов достигается увеличением среднего продольного импульса электронов p_x в фазе SM-LWFA, при этом ширина распределения p_y определяется характером ускорения электронов в плазменном канале (DLA).
5. Из-за жесткой фокусировки и релятивистской самофокусировки лазерный импульс имеет продольное поле $E_{A,x}$ значительной амплитуды ($a_0 \approx 0.05 - 0.1$). Поэтому для установления механизма ускорения электронов необходимо проводить разделение полей на потенциальные и вихревые; наиболее важным является разделение компонент поля E_x . При анализе работ без разделения полей происходит значительное занижение вклада в ускорение продольных плазменных волн.
6. С использованием полученного пучка ускоренных электронов был создан и охарактеризован источник нейтронов на основе реакций фоторасщепления (γ, n). Показано, что максимальный поток нейтронов составляет $\approx 10^5$ нейтронов/с·срад при эффективности $\approx 10^6$ нейтронов/Дж лазерного излучения. Также было продемонстрировано, что регистрация числа генерируемых нейтронов в эксперименте может быть использована для оценки заряда и средней энергии ускоренных электронов. Полученные значения хорошо согласуются со значениями, измеренными стандартными средствами диагностики пучка.
7. Был предложен, экспериментально подтвержден и численно изучен метод управления углом вылета пучка ускоренных электронов, основанный на рефракции фемтосекундного лазерного импульса в среде с неоднородным показателем преломления. Показано, что при отклонениях на углы $\pm 10^\circ$ качество пучка меняется незначительно. Предлагаемый подход может быть успешно применен как на лазерно-плазменных ускорителях, так и на установках, использующих схему плазменного кильватерного ускорения.
8. Установлено, что пучок электронов, ускоренных в слое плазмы толщиной в несколько сотен мкм и электронной концентрацией 0.1 от критической фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью 5×10^{18} Вт/см² и центральной длиной волны 805 нм, формирует при выходе из плазмы близкий к униполярному импульс электромагнитного излучения в диапазоне частот 1-5 ТГц с эффективностью по энергии до 0.1% от энергии лазерного импульса и угловым распределением

в виде конуса с углом раствора 40° . Механизмом генерации такого излучения является когерентное переходное излучение ускоренных электронов, пересекающих границу плазма-вакуум. Проведено подробное рассмотрение характеристик переходного излучения, генерирующегося пучком электронов с характерными для лазерно-плазменного ускорения с твердотельной мишени параметрами (энергиями \approx МэВ и угловой шириной \approx рад). Предложен и опробован численный метод расчета характеристик ТГц излучения на основе параметров пучка электронов, полученных в численном моделировании методом крупных частиц.

Список публикаций по теме диссертации

Основные результаты работы отражены в научных статьях, опубликованных в журналах Scopus, WoS, RSCI, а также в Перечне изданий МГУ:

1. **Горлова Д. А.**, Цымбалов И.Н., Иванов К.А., Савельев А.Б. Генерация терагерцевого излучения с экстремальными параметрами с использованием мультитераваттного лазерного пучка // Квантовая электроника. – 2023. – Т. 53. – №. 3. – С. 259-264. IF WoS JIF: 1.194. Авторский вклад: 70%.
2. **Gorlova D.**, Tsymbalov I., Volkov R., Savelev A. Transition radiation in the THz range generated in the relativistic laser–tape target interaction // Laser Physics Letters. – 2022. – Т. 19. – №. 7. – С. 075401. IF WoS JIF: 1.704. Авторский вклад: 70%.
3. Tsymbalov I., **Gorlova D.**, Ivanov K., Shulyapov S., Prokudin V., Zavorotny A., Volkov R., Bychenkov V., Nedorezov V., Savelev A. Efficient electron injection by hybrid parametric instability and forward direct laser acceleration in subcritical plasma // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2020. – Т. 63. – №. 2. – С. 022001. IF WoS JIF: 2.532. Авторский вклад: 40%.
4. Иванов К.А., Шуляпов С.А., **Горлова Д.А.**, Мордвинцев И.М., Цымбалов И.Н., Савельев-Трофимов А.Б. Роль контраста релятивистского фемтосекундного лазерного импульса при его взаимодействии со сплошными и структурированными мишенями // Квантовая электроника. – 2021. – Т. 51, № 9. – С. 768–794. IF WoS JIF: 1.194. Авторский вклад: 20%.
5. Tsymbalov I., **Gorlova D.**, Savel'ev A. Hybrid stimulated Raman scattering–two-plasmon decay instability and 3/2 harmonic in steep-gradient femtosecond plasmas // Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics. – 2020. – Vol. 102, no. 6. – P. 063206. IF WoS JIF: 2.707. Авторский вклад: 40%.
6. **Горлова Д.А.**, Овчинникова Л.Ю., Заворотный А.Ю., Лалик А.М., Русаков А.В., Бурмистров Ю.М., Иванов К.А., Цымбалов И.Н., Недорезов В.Г., Туринге А.А., Савельев А.Б. Исследование генерации позитронов вблизи порога // Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 2019. – Т. 50, № 5. – С. 697–707. IF WoS JIF: 0.786. Авторский вклад: 30%.
7. **Горлова Д.А.**, Недорезов В.Г., Иванов К.А., Савельев А.Б., Туринге

А.А., Цымбалов И.Н. К возможности генерации позитронов низких энергий на электронных ускорителях с энергией пучка несколько МэВ и на тераваттных лазерах // Квантовая электроника. — 2017. — Т. 47, № 6. — С. 522–527. IF WoS JIF: 1.194. Авторский вклад: 60%.

Иные публикации:

1. **Gorlova D.**, Tsymbalov I., Ivanov K., Zavorotniy A., Nedorezov V., Savelev A. Efficient forward direct laser acceleration of electrons in subcritical plasma with injection through hybrid parametric instability // Proc. SPIE. Laser Acceleration of Electrons, Protons, and Ions VI. - 2021. - Vol. 11779 - p. 1177906. IF Scopus SJR: 0.38. Авторский вклад: 70%.
2. **Gorlova D.**, Tsymbalov I., Zavorotniy A., Savelev A., Nedorezov V. Study of electron acceleration and near threshold nuclear reactions in the relativistic laser-plasma of solid targets // Proc. SPIE. Laser Acceleration of Electrons, Protons, and Ions V. - 2019. - Vol. 11037 - p. 30-37. IF Scopus SJR: 0.38. Авторский вклад: 70%.
3. Tsymbalov I., **Gorlova D.**, Savel'ev A. Electrons acceleration in plasma channel in the relativistic laser-plasma of solid targets // Proc. SPIE. Laser Acceleration of Electrons, Protons, and Ions V. - 2019. - Vol. 11037 - p. 22-29. IF Scopus SJR: 0.38. Авторский вклад: 30%.

Литература

1. *Gales S., Tanaka K., Balabanski D.*, [et al.] // Reports on Progress in Physics. — 2018. — Vol. 81, no. 9. — P. 094301.
2. *Mourou G. A., Tajima T., Bulanov S. V.* // Reviews of modern physics. — 2006. — Vol. 78, no. 2. — P. 309.
3. *Umstadter D.* // J. Phys. D Appl. Phys. — 2003. — Vol. 36, no. 8. — R151–R165.
4. *Ledingham K. W. D., Galster W.* // New J. Phys. — 2010. — Vol. 12, no. 4. — P. 045005.
5. *Недорезов В. Г., Рыкованов С. Г., Савельев-Трофимов А. Б.* // Успехи физических наук. — 2021. — Vol. 191, no. 12. — P. 1281–1306.
6. *Nakamura T., Hayakawa T.* // Phys. Plasmas. — 2015. — Vol. 22, no. 8. — P. 83113.
7. *Gonsalves A. J., Nakamura K., Daniels J.*, [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2019. — Vol. 122, no. 8. — P. 84801.
8. *Pukhov A., Sheng Z. M., Meyer-ter-Vehn J.* // Phys. Plasmas. — 1999. — Vol. 6, no. 7. — P. 2847–2854.
9. *Ma Y. Y., Zhao J., Li Y.*, [et al.] // Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A. — 2018. — Vol. 115, no. 27. — P. 6980–6985.
10. *Faure J., Gustas D., Guénot D.*, [et al.] // Plasma Physics and Controlled Fusion. — 2018. — Vol. 61, no. 1. — P. 014012.

11. *Bocoum M., Thévenet M., Böhle F., [et al.] // Physical Review Letters. — 2016. — Vol. 116, no. 18. — P. 185001.*
12. *Rovige L., Huijts J., Andriyash I., [et al.] // Physical Review Accelerators and Beams. — 2020. — Vol. 23, no. 9. — P. 093401.*
13. *Feister S., Austin D. R., Morrison J. T., [et al.] // Opt. Express. — 2017. — Vol. 25, no. 16. — P. 18736–18750.*
14. *Liao G.-Q., Li Y.-T. // IEEE Transactions on Plasma Science. — 2019. — Vol. 47, no. 6. — P. 3002–3008.*
15. *Sun W., Wang X., Zhang Y. // Opto-Electronic Science. — 2022. — Vol. 1, no. 8. — P. 220003–1.*
16. *Geng Y., Li D., Zhang S., [et al.] // Physics of Plasmas. — 2020. — Vol. 27, no. 11. — P. 113104.*
17. *Гунэбурз В., Франк И. // ЖЭТФ. — 1946. — Vol. 16, no. 1. — P. 15–28.*
18. *Shiraishi S. — Springer, 2014.*
19. *Thévenet M., Leblanc A., Kahaly S., [et al.] // Nat. Phys. — 2016. — Vol. 12, no. 4. — P. 355–360.*
20. *Mordovanakis A. G., Easter J., Naumova N., [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2009. — Vol. 103, no. 23. — P. 235001.*
21. *McKenna P., Ledingham K., Spencer I., [et al.] // Review of scientific instruments. — 2002. — Vol. 73, no. 12. — P. 4176–4184.*
22. *Rosmej O. N., Andreev N. E., Zaechter S., [et al.] // New J. Phys. — 2019. — Vol. 21, no. 4. — P. 043044.*
23. *Herzner S., Woldegeorgis A., Polz J., [et al.] // New J. Phys. — 2018. — Vol. 20, no. 6. — P. 63019.*
24. *Singh M., Sharma R. P. // Contrib. Plasma Phys. — 2013. — Vol. 53, no. 7. — P. 540–548.*
25. *Liao G. Q., Li Y. T. // IEEE Trans. Plasma Sci. IEEE Nucl. Plasma Sci. Soc. — 2019. — Vol. 47, no. 6. — P. 3002–3008.*
26. *Wang T., Khudik V., Arefiev A., Shvets G. // Physics of Plasmas. — 2019. — Vol. 26, no. 8. — 083101.*
27. *Shaw J. L., Lemos N., Marsh K. A., Froula D. H., Joshi C. // Plasma Phys. Controlled Fusion. — 2018. — Vol. 60, no. 4. — P. 44012.*
28. *Miller K. G., Palastro J. P., Shaw J. L., [et al.]. — 2023. — arXiv: 2303.12874.*
29. *Nakajima K. // Light, Science & Applications. — 2018. — Vol. 7. — P. 1.*
30. *Mittelberger D. E., Thévenet M., Nakamura K., [et al.] // Physical Review E. — 2019. — Vol. 100, no. 6. — P. 063208.*