

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

На правах рукописи

Вайс Ольга Евгеньевна

**Теоретическое исследование эффектов прямого
лазерного ускорения частиц для целей диагностики
интенсивных лазерных импульсов**

Специальность 1.3.19 – Лазерная физика

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва — 2021

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физическом институте им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН), г.Москва.

Научный

руководитель: доктор физико-математических наук, профессор
Быченков Валерий Юрьевич

Официальные
оппоненты:

Андреев Николай Евгеньевич,
доктор физико-математических наук, профессор,
Федеральное государственное бюджетное учреждение
науки Объединенный институт высоких температур Рос-
сийской академии наук, заведующий лабораторией

Ширяев Олег Борисович,
доктор физико-математических наук,
Федеральное государственное бюджетное учреждение на-
уки Федеральный исследовательский центр «Институт
общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии
наук», ведущий научный сотрудник

Ведущая

организация: Федеральное государственное бюджетное научное учре-
ждение «Федеральный исследовательский центр Инсти-
тут прикладной физики Российской академии наук»

Защита состоится 22 ноября 2021 г. в 11 часов на заседании диссертацион-
ного совета 24.1.262.01 на базе Федерального государственного бюджетного
учреждения науки Физического института им. П. Н. Лебедева Российской
академии наук по адресу: 119991, г. Москва, Ленинский проспект, д. 53.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФИАН и на сайте ин-
ститута: www.lebedev.ru.

Автореферат разослан «___» _____ 2021 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета
24.1.262.01,
доктор физ.-мат. наук

А.С. Золотько

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования.

Разработка новых методов усиления лазерных импульсов, связанная с их временным растяжением, дальнейшим усилением в активной среде (chirped pulse amplification, [1]) или нелинейном кристалле (optical parametric chirped pulse amplification, [2]), и последующем сжатии, позволила обеспечить постоянный рост энергии лазерных импульсов. А дальнейший значительный прогресс в технологиях фемтосекундных лазеров высокой мощности привел за последние два десятилетия к созданию лазеров петаваттного [3], а также десяти-петаваттного класса мощности [4, 5, 6, 7]. При фокусировке таких мощных лазерных пучков в пятно диаметром, равным нескольким длинам волн, интенсивность может достигать экстраординарных значений порядка 10^{22} Вт/см² [8, 9, 10], при этом еще большие интенсивности могут быть достигнуты уже в ближайшем будущем. Такая высокая пространственно-временная концентрация энергии могла бы позволить исследовать взаимодействие света с частицами в пределе, когда силы радиационного трения дают весомый вклад в их динамику. Также крайне высокие интенсивности позволили бы исследовать эффекты поляризации вакуума, инициировать рождение электрон-позитронных пар при фотон-фотонных и электрон-фотонных столкновениях, инициировать квантово-электродинамические каскады, а также изучить ядерную квантовую оптику [11].

Для сравнения результатов экспериментов друг с другом и с теоретическими предсказаниями требуется знать параметры эксперимента, в том числе интенсивность лазерного импульса. Однако измерение с необходимой точностью экстремальных интенсивностей, $\gtrsim 10^{22}$ Вт/см², при помощи традиционных косвенных методов оказывается недостижимой задачей, что поднимает вопрос о создании новых методов и подходов к диагностике лазерных импульсов. Кроме того, в случае точного ее измерения для систем с высокой частотой повторения использование различных методов оптимизации [12] позволяет дополнительно повышать значения интенсивности, что также подчеркивает необходимость создания новых методов диагностики лазерных импульсов.

Как правило, оценка интенсивности производится путем отдельного измерения пространственных (диаметр фокального пятна) и временных (длительность импульса) характеристик при пониженной энергии лазерного импульса и последующей экстраполяции полученных результатов в область более высоких значений мощности лазерного пучка. Интенсивность, полученная при помощи такого подхода, может значительно отличаться от фактического значения, достигнутого в эксперименте, из-за искажений волнового фронта и спектральной фазы, эффектов рекомпрессии, искажений мод, возникающих в последовательности

стретчера-усилителя-компрессора, которые могут ухудшить качество фокального пятна и временную форму импульса из-за хроматических aberrаций, и частотного chirpa [13, 14, 15]. В тоже время другой косвенный подход, состоящий в измерении характеристик части лазерного пучка, проходящего через зеркало в экспериментальной камере, не учитывает конечную фокусирующую оптику, которая является основным источником aberrаций особенно в случае короткофокусных параболических зеркал.

В настоящее время ведутся разработки новых методов диагностики лазерных импульсов. Так существуют эффективные методы, такие как обнаружение фотоэлектронных выходов [16], позволяющие измерять интенсивность лазера с высокой точностью, но применяемые для более низких диапазонов интенсивностей. Кроме того было предложено и реализовано несколько методов оценки интенсивности высокомоощного лазерного излучения, в том числе с использованием многократной туннельной ионизации атомов с высокими потенциалами ионизации [17, 18, 19], нелинейного комптоновского рассеяния [20, 21], спектрально-угловых распределений рассеиваемого пучка ускоренных электронов [22], на одновременном изменении энергии электронного пучка и распределении вторичного излучения [23] или при помощи временного разрешения интенсивности (TRIC), основанном на схеме chirпированного зондирования [24]. Первый метод включает в себя определение времени пролета различных видов ионов, полученных вблизи фокуса лазерного пучка, взаимодействующего с газом очень низкой плотности. Основной проблемой такого метода при интенсивностях выше 10^{22} Вт/см² является необходимость учета пондеромоторного ускорения ионов с высоким Z в лазерном поле. В свою очередь в подходах, использующих пучки ускоренных электронов, требуется сложная экспериментальная методика, требующая идеальной синхронизации и пространственного перекрытия лазерного и электронного пучков, а также полной информации о характеристиках пучка частиц.

В то же время самые высокие лазерные интенсивности могут быть достигнуты только в случае сверхострой фокусировки пучков, близкой к дифракционному пределу. Высокая интенсивность лазерного импульса приводит к надпороговой ионизации вещества, а сложная пространственная структура его поля позволяет ускорять заряженные частицы без использования вспомогательных устройств [25, 26]. При этом характеристики спектрально-угловых распределений напрямую ускоренных частиц зависят от параметров лазерного импульса, что может быть использовано для его диагностики, как отмечалось в работах [27, 28, 29], где было рассмотрено пондеромоторное ускорение электронов. Предлагаемая в рамках диссертационной работы методика основана на предположении, что взаимодействие между частицами (эффект коллективного поля) незначительно по сравнению с взаимодействием между лазером и частицами. В этом случае динамика частиц определяется только параметрами диагностируемого

лазерного импульса. Такое условие может быть удовлетворено за счет использования в экспериментах ультратонких фольг или разреженного газа. Рассматриваемый метод на основе лазерно-ускоренных электронов был недавно реализован в эксперименте с разреженным газом (при давлении от 10^{-5} до 10^{-3} мбар) и лазерным импульсом (Ti:Sapphire), сфокусированным в пятно диаметром 2.2 мкм, а экспериментальные результаты сравнивались с теоретическими предсказаниями, полученными в результате моделирования взаимодействия электронов с лазерным импульсом гауссовской формы [28].

Теоретическому исследованию последнего из перечисленных методов диагностики высокоинтенсивных фемтосекундных лазерных импульсов посвящена диссертационная работа. Данный подход охватывает не только анализ распределений электронов, а также протонов и вторичного излучения, генерируемого в процессе нелинейного томсоновского рассеяния. Исследуемые в рамках диссертационной работы новые методы диагностики лазерных импульсов могут использоваться как независимо друг от друга, так и совместно, дополняя друг друга. Развитая теория описывает эффекты ускорения частиц в вакууме для интенсивностей остросфокусированных лазерных импульсов, лежащих в диапазоне от 10^{18} до 10^{24} Вт/см², и может быть расширена на более высокие значения путем учета сил радиационного трения, что существенно превосходит запросы современных петаваттных систем и безусловно останется актуальным для систем, которые будут появляться в будущем.

Цель работы.

Целью диссертационной работы являлась разработка, теоретическое исследование и обоснование нового метода диагностики высокоинтенсивных фемтосекундных лазерных импульсов, основанного на эффектах прямого (вакуумного) ускорения заряженных частиц. В соответствии с поставленной целью в диссертационной работе ставились следующие задачи:

1. Исследовать зависимости спектрально-угловых характеристик электронов, ускоренных лазерным импульсом с релятивистской интенсивностью, от параметров лазерного пучка: интенсивности, длительности, диаметра фокального пятна и пространственно-временного распределения, для целей их диагностики.

2. Исследовать влияние остроты фокусировки на спектрально-угловые характеристики нелинейного томсоновского рассеяния релятивистски интенсивного лазерного пучка на отдельных электронах и на ансамбле частиц. Получить связь характеристик вторичного излучения с интенсивностью лазерного импульса и диаметром его фокального пятна.

3. В режиме интенсивностей вплоть до 10^{24} Вт/см² исследовать связь угловых и энергетических характеристик распределений протонов с

параметрами остросфокусированного лазерного импульса. Получить полуаналитические оценки характеристик протонных спектров для лазерного импульса в зависимости от его пространственно-временного профиля.

4. Сформулировать условия применимости предлагаемой диагностики параметров релятивистски сильных остросфокусированных лазерных импульсов на основе спектрально-угловых распределений частиц в экспериментах. Предложить последовательность процедуры нахождения параметров лазерного импульса на основе их связи с характеристиками частиц.

Научная новизна.

Диссертация содержит описание законченного исследования, научная новизна которого заключается в следующем:

1. Впервые исследована динамика электронов в поле лазерного импульса, сфокусированного внеосевым параболическим зеркалом вплоть до дифракционного предела. Проведено комплексное исследование зависимостей характеристик распределений частиц от параметров лазерного импульса.

2. Исследовано влияние остроты фокусировки лазерного импульса на спектрально-угловые распределения вторичного излучения в процессе нелинейного томсоновского рассеяния как на отдельных электронах, так и на ансамбле частиц в режиме предельно острой фокусировки.

3. Впервые предложено использование распределений пондермоторно ускоренных протонов (или других ионов) для диагностики параметров высокоинтенсивного остросфокусированного лазерного импульса.

4. Было проведено теоретическое обоснование одновременной диагностики интенсивности лазерного импульса и его длительности на основе двух сортов частиц: электронов и протонов.

Теоретическая и практическая значимость.

Проведенные в рамках диссертационной работы теоретические и численные исследования демонстрируют связь характеристик спектрально-угловых распределений частиц, ускоренных из ультратонких нанофольт (электроны) или разреженного газа (электроны и протоны), с параметрами остросфокусированного высокоинтенсивного фемтосекундного лазерного импульса: пиковой интенсивностью, диаметром фокального пятна, длительностью импульса, а также его пространственно-временным профилем. Полученные результаты могут выступать в качестве теоретического базиса для создания нового метода диагностики лазерных импульсов петаваттного класса мощности на лазерных установках как в России (Pearl, г. Нижний Новгород), так и за рубежом (ELI, Чехия–Румыния–Венгрия; Vulcan, Великобритания; Apollon, Франция; и др.).

Положения, выносимые на защиту.

1. В условиях предельно острой фокусировки релятивистски интенсивных лазерных импульсов увеличение диаметра фокального пятна при фиксированной мощности лазерного излучения приводит к росту максимальных энергий электронов, в то время как при дальнейшем увеличении пятна, сопровождающимся переходом к плавной фокусировке, наблюдается обратная тенденция.

2. Угловые распределения энергетических спектров электронов, ускоренных релятивистски интенсивным лазерным импульсом с диаметром пятна порядка длины волны, анизотропны в плоскости перпендикулярной направлению распространения лазерного пучка и имеют наибольшую ширину в направлении поляризации светового излучения, что обусловлено наличием значительной продольной компоненты лазерного поля.

3. При рассеянии остросфокусированного лазерного импульса с интенсивностью, превышающей 10^{21} Вт/см², угол вылета наиболее энергетичных частиц (электронов и фотонов вторичного излучения) определяется диаметром фокального пятна лазерного импульса, причем его уменьшение приводит к увеличению угла вылета частиц. Угловая ширина энергетических спектров протонов определяется диаметром фокального пятна остросфокусированного лазерного импульса, в случае когда смещение протонов за время взаимодействия мало по сравнению с диаметром фокального пятна лазерного импульса.

4. Для остросфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов с интенсивностями в диапазоне от 10^{21} Вт/см² до 10^{24} Вт/см² измерения спектрально-угловых характеристик электронов, протонов и фотонов вторичного излучения позволяют производить одновременную оценку пиковой интенсивности, диаметра фокального пятна и длительности импульса, а также выявлять нарушение качества пространственно-временного распределения лазерного импульса.

Достоверность результатов работы.

Численное моделирование проводилось при помощи самостоятельно разработанных численных кодов. Код, моделирующий динамику частицы в поле лазерного импульса, был количественно протестирован на задаче движения электрона в плоской электромагнитной волне с известным аналитическим решением [30] и качественно проверен на адекватность физики ускорения частиц при жесткой фокусировке. Численный код, рассчитывающий спектрально-угловые характеристики вторичного излучения, был проверен с помощью задачи рассеяния плоской электромагнитной волны на встречном электроне [31]. Достоверность полученных результатов подтверждается их согласием с результатами других авторов, полученных для их приближений, а также согласием полученных аналитических оценок с

результатами численного моделирования. Кроме того совместно с лабораторией релятивистской лазерной плазмы МЛЦ МГУ им.М.В. Ломоносова была проведена экспериментально-теоретическая работа, посвященная апробации метода диагностики интенсивности фемтосекундных лазерных импульсов при помощи прямого вакуумного ускорения электронов [А4, В2, С2], в которой результаты теоретических предсказаний оказались в хорошем согласии с результатами эксперимента.

Апробация работы.

Основные результаты работы докладывались автором лично на российских и международных конференциях, в том числе: International Symposium “Topical problems of nonlinear wave physics” (Нижний Новгород, 2014; Москва, 2017), XV Школе молодых ученых Актуальные проблемы физики (Москва, 2014), Международных звенигородских конференциях по физике плазмы и УТС (Звенигород, 2015, 2016, 2017, 2018), XXII Международной конференции студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов» (Москва, 2015), Международной молодежной конференций «Физика.Спб/2015» (Санкт-Петербург, 2015), 6 Всероссийской молодежной конференции «Фундаментальные и инновационные вопросы современной физики» (Москва, 2015), International Conference on Coherent and Nonlinear Optics/ Lasers, Applications, and Technologies ICONO/LAT (Минск, Республика Беларусь, 2016), European conference of laser interaction with matter ECLIM (Москва, 2016; Ретимно, Греция, 2018), Международной конференции «Лазерные, плазменные исследования и технологии ЛаПлаз» (Москва, 2017, 2019), Plasma Physics by Laser and Applications PPLA (Мессина, Италия, 2017), International Conference on Ultrafast Optical Science UltrafastLight (Москва, 2017, 2018, 2019, 2020), XX Харитоновских тематических научных чтениях «Применений лазерных технологий для решения задач по физике высоких плотностей энергии» (Саров, 2018), 18th International Conference on Laser Optics ICLO (Санкт-Петербург, 2018), 46th EPS Conference on Plasma Physics (Милан, Италия, 2019). А также на семинарах отделения квантовой радиофизики им.Н.Г.Басова (19 января 2018 года, 25 сентября 2020 года, ФИАН, Москва), семинаре «Физика импульсной высокотемпературной плазмы» (11 декабря 2018 года, ФИАН, Москва), межинститутском семинаре «Новые методы ускорения частиц и экстремальные состояния материи» (12 июля 2020 года, 25 марта 2021 года) и международном совместном семинаре China-Russia Frontier Seminar on Ultra Intense Laser Technology and Intense Field Physics Китайской и Российской академий наук (3 – 5 ноября 2019 года, Шанхай, Китай).

Публикации.

Материалы диссертации изложены в 8 статьях в рецензируемых научных журналах, индексируемых в Web of Science и Scopus, и в 4 материалах научных конференций. В работах [A4, B2, C2] представлены результаты диссертационной работы по численному моделированию методом тестовых частиц, экспериментальные исследования не входят в диссертацию. Список публикаций приводится на 22 странице автореферата.

Личный вклад автора.

Программные коды, используемые в ходе исследований, были разработаны автором лично. Автором были проведены все численные расчеты, лежащие в основе диссертационной работы, а также их обработка и последующий анализ. Постановка задач исследования, интерпретация результатов и написание статей проводилась совместно с научным руководителем и другими соавторами при непосредственном участии автора.

Объем и структура диссертации.

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Полный объем диссертации 145 страниц текста с 45 рисунками и 4 таблицами. Список литературы содержит 133 наименования.

Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, приводится обзор научной литературы по изучаемой проблеме, формулируются цели и ставятся задачи работы, излагается научная новизна и практическая значимость работы, представляются выносимые на защиту научные положения, даются сведения о достоверности, практической значимости результатов, их апробации и личном вкладе автора. Кроме того дается список публикаций автора по теме диссертации.

Первая глава посвящена методике проведения исследования, включающей в себя постановку задачи (**раздел 1.1**), а также описание используемых теоретических моделей (**разделы 1.2 - 1.4**). Теоретическая разработка нового метода диагностики высокоомощных ультракоротких лазерных импульсов включает в себя исследование динамики электронов и протонов в процессе их прямого (вакуумного) ускорения остросфокусированным лазерным импульсом (см. рис. 1), а также нелинейного томсоновского рассеяния лазерного импульса на отдельных электронах и на ансамбле частиц. Описание поля лазерного импульса ведется на основе интегралов Стреттона-Чу, которые позволяют описывать лазерные

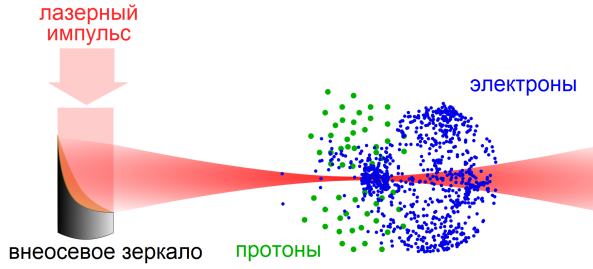


Рис. 1: Схема ускорения электронов и протонов из фокального объема лазерного пучка, сфокусированного внеосевым параболическим зеркалом.

импульсы различной пространственно-временной формы, сфокусированные внеосевым параболическим зеркалом в пятно диаметром вплоть до дифракционного предела, $D_F \sim \lambda$. Пример фокальных распределений электрических компонент поля лазерного пучка представлен на рисунке 2. Динамика частиц рассчитывается методом тестовых частиц, который не учитывает силы взаимодействия между частицами, что соответствует условиям малости плазменных эффектов, что является необходимым условием для реализации предлагаемого метода диагностики лазерных импульсов. Метод тестовых частиц заключается в решении уравнения движения частицы с силой, описывающей релятивистское воздействие лазерного импульса на частицы. Рассматриваемый в работе диапазон интенсивностей является ультррелятивистским для электронов, поэтому для них решается релятивистское уравнение движения с силой Лоренца:

$$\frac{d\gamma\vec{v}}{dt} = \frac{q}{m} \left(\vec{E} + \frac{[\vec{v} \times \vec{B}]}{c} \right), \quad \frac{d\vec{R}}{dt} = \vec{v},$$

где \vec{R} , \vec{v} и γ – радиус-вектор частицы, ее скорость и фактор Лоренца, а \vec{E} и \vec{B} – электрические и магнитные составляющие поля лазерного импульса. Для протонов решается усредненное нерелятивистское уравнение движения с нерелятивистской пондермоторной силой:

$$\frac{dm_p\vec{v}_d}{dt} = \vec{F}_p = -\frac{q^2}{4m_p\omega^2} \vec{\nabla}|\vec{E}|^2,$$

где \vec{v}_d – скорость дрейфа частицы. Результаты полученные для протонов в приближении пондермоторной силы находятся в хорошем согласии с результатами, полученными из решения полных уравнений движения с силой Лоренца, что говорит о корректности выбранного подхода.

Вторая глава посвящена исследованию динамики электронов, ускоренных фемтосекундным высокоинтенсивным лазерным импульсом из ультратонкой нанофольги. В **разделе 2.1** обсуждается постановка задачи и параметры численного расчета. В разделе приводятся условия, ограничивающие толщину фольги и плотность разреженного газа, которые

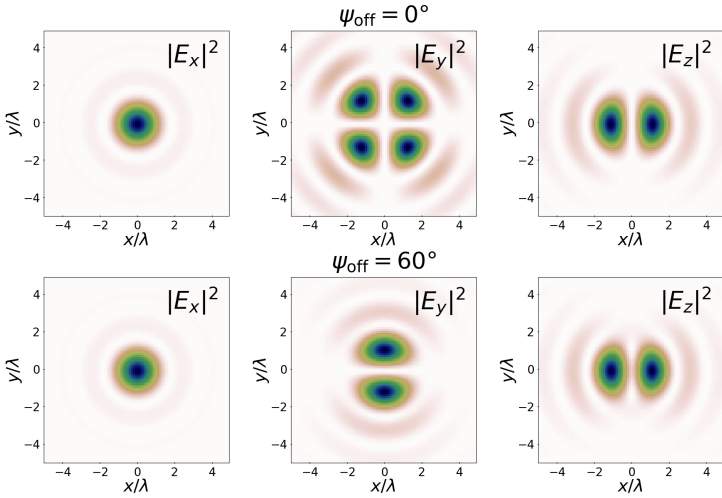


Рис. 2: Фокальные распределения компонент электрического поля лазерного пучка с однородным первоначальным пространственным профилем. Лазерный импульс сфокусирован параболическим зеркалом ($f_{\#} = 1.5$), E_x – компонента поляризации лазерного поля, E_z – продольная компонента.

необходимо учитывать для проведения диагностического эксперимента, а также обсуждаются факторы влияющие на данные значения.

Основные особенности спектрально-угловых распределений электронов обсуждаются в **разделе 2.2**. Частицы ускоряются под действием релятивистски интенсивного лазерного импульса, выбрасываясь как в направлении перпендикулярном направлению распространения лазерного импульса за счет градиента интенсивности острогофокусированного пучка, так и ускоряясь вперед под действием $[\vec{v} \times \vec{B}]$ -силы. Так угловое распределение частиц для $D_F \approx 1.5\lambda$ имеет максимум под углом $\vartheta \approx 45^\circ$. Кроме того в условиях острой фокусировки существенную роль начинает играть продольная компонента поля лазерного пучка, что приводит к полярной(φ) анизотропии распределения быстрых частиц (см. рис. 3а), которые в свою очередь детектируются под углами $\vartheta < 30^\circ$ (см. рис. 3б).

В **разделе 2.3** исследовано влияние мощности лазерного импульса на распределения электронов при фиксированных значениях длительности и диаметра фокального пятна лазерного импульса. Расчеты показали, что увеличение мощности, сопровождающееся увеличением интенсивности, приводит к росту характерных энергий электронов: энергий отсечки электронных спектров и «температуры» низкоэнергетичной части спектров.

Интенсивность лазерного импульса может варьироваться как за счет изменения мощности лазерного импульса, так и за счет изменения диаметра фокального пятна лазерного импульса. В **разделе 2.4** проведено

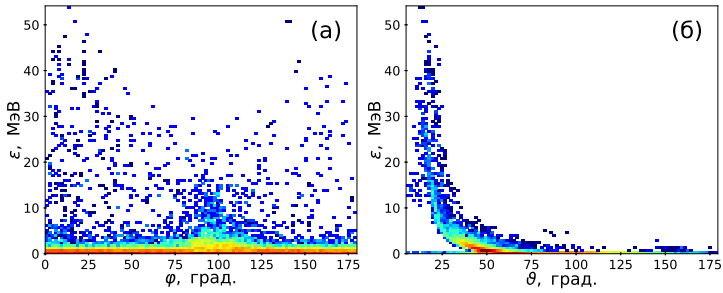


Рис. 3: Спектрально-угловое распределение электронов, ускоренных лазерным импульсом ($D_{FWHM} = 1.5\lambda$, $I_F = 10^{22}$ Вт/см²) из ультратонкой нанополки. $\vartheta \in [0, \pi]$ – угол, отсчитываемый от направления распространения лазерного импульса (оси z), $\varphi \in [0, 2\pi]$ – угол в плоскости XY , отсчитываемый от направления поляризации лазерного пучка.

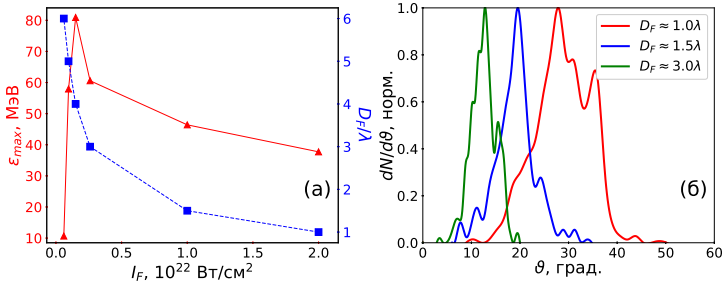


Рис. 4: Энергия отсечки электронных спектров в зависимости от пиковой интенсивности лазерного импульса в случае заданной мощности (красным) и связь между диаметром фокального пятна и пиковой интенсивностью (синим) для $P \approx 200$ ТВт (а), угловое распределение электронов с энергиями, превышающими 10 МэВ (б).

исследование влияние диаметра фокального пятна лазерного импульса на спектрально-угловые распределения частиц при фиксированном значении мощности лазерного пучка. Расчеты показали, что при увеличении диаметра фокального пятна от 1 до 4 длин волн лазерного импульса мощностью ≈ 200 ТВт энергии отсечки электронных спектров растут, в то время как пиковая интенсивность лазерного импульса уменьшается (см. рис. 4а). Однако дальнейшее увеличение диаметра приводит уже к уменьшению максимальной энергии электронов. Данный эффект можно объяснить следующим образом: в высокоинтенсивном остросфокусированном лазерном импульсе амплитуда колебаний электронов сравнима с диаметром фокального пятна светового пучка, поэтому частица покидает область взаимодействия, не достигая высокой энергии. Увеличение размера фокального пятна приводит к более эффективному взаимодействию лазерного пучка с частицами даже при немного меньшей интенсивности

света. Однако если диаметр пучка в фокусе становится много больше амплитуды осцилляций электрона, то при расширении фокального пятна эффективная область взаимодействия с частицей остается практически неизменной, в то время как уменьшенная интенсивность лазерного импульса приводит к меньшим энергиям электронов.

В **разделе 2.4** было показано, что диаметр фокального пятна лазерного импульса также влияет на угол вылета высокоэнергетичных частиц. Так для меньшего диаметра фокального пятна лазерный импульс имеет больший угол расходимости, что приводит к сильному отличию волнового фронта лазерного пучка от фронта плоской электромагнитной волны, поэтому частицы при взаимодействии с таким импульсом вылетают под большими углами к оси распространения лазерного импульса (рис. 4б). Это может быть использовано для диагностики диаметра фокального пятна лазерного импульса.

В **разделе 2.5** было проведено исследование влияния радиального пространственного распределения лазерного импульса на распределения частиц. Распределения частиц, ускоренных лазерным импульсом с первоначально однородным пространственным профилем, сравнивались с распределениями электронов ускоренными лазерным импульсом с модой Лагерра-Гаусса, представляющей собой основной пик с периферийным кольцом. Результаты расчетов показали, что достаточно интенсивное кольцо существенно влияет на динамику частиц. В угловом распределении формируется дополнительный максимум при малых углах, за счет отражения частиц периферийным кольцом и их последующей коллимации. В спектрах частиц наблюдается увеличение доли среднеэнергетичных электронов. В **разделе 2.6** было показано, что форма огибающей лазерного импульса также влияет на спектры электронов. Например, дефект переднего фронта лазерного импульса в виде фемтосекундного пика может вытеснять электроны из области взаимодействия до прихода основного импульса. В этом случае энергии отсечки электронных спектров такие, как если бы частицы взаимодействовали с лазерным импульсом меньшей интенсивности.

Был проведен анализ влияния фазы лазерного импульса на спектры частиц. В **разделе 2.7** обсуждается смещение фазы несущей частоты лазерного импульса относительно положения пика его огибающей. Расчеты показали, что данная характеристика оказывает влияние только в случае предельно острой фокусировки, когда диаметр пятна не более 1λ , а длительность импульса отвечает всего-лишь нескольким периодам лазерного поля.

В **разделе 2.8** было проведено исследование влияния длительности лазерного импульса на энергии частиц при фиксированной мощности лазерного импульса и диаметре фокального пятна. Расчеты показали, что короткие импульсы ускоряют электроны до больших энергий чем более

длинные импульсы. Поскольку частицы находятся вблизи фокуса лазерного пучка в течение всего нескольких периодов света, быстрое увеличение интенсивности лазерного импульса, связанное с более короткой длительностью, приводит к более эффективному ускорению частицы. Таким образом, при фиксированном значении диаметра фокального пятна энергии отсечки электронных спектров пропорциональны $I_R^\alpha \tau^{-\beta}$, где $\alpha, \beta > 0$.

Было проведено исследование стабильности диагностических измерений лазерных импульсов относительно случайных флуктуаций параметров эксперимента. В **разделе 2.9** было показано, что рассматриваемый подход оказывается устойчивым к отклонениям, возникающим при установке мишени и зеркал. Причем результаты, полученные для мишени, оказываются справедливыми и для экспериментов с разреженным газом.

Исследуемый в диссертационной работе метод диагностики параметров лазерного импульса был апробирован в эксперименте с лазерными импульсами, интенсивность которых варьировалась в диапазоне от 10^{18} до 10^{20} Вт/см². В **разделе 2.10** продемонстрированы результаты теоретического моделирования, проведенного при подготовке эксперимента. Расчеты показали, что при интенсивностях от 10^{18} до 10^{20} Вт/см² угол вылета частиц уже определяется не диаметром фокального пятна лазерного пучка, а его пиковой интенсивностью.

В **разделе 2.11** подводятся итоги **второй главы**, и формулируются основные выводы. Результаты представленные во **второй главе** были опубликованы в работах [А3-А5, В1-В2, С1-С2].

Третья глава посвящена исследованию нелинейного томсоновского рассеяния острогофокусированного лазерного импульса на первоначально покоящихся электронах. В **разделе 3.1** в качестве введения к главе обсуждаются основные особенности рассеяния плоских электромагнитных волн на заряженных частицах как в нерелятивистском, так и в релятивистском режимах взаимодействия.

Первая часть исследования нелинейного томсоновского рассеяния посвящена рассеянию гауссового острогофокусированного лазерного импульса на отдельных частицах. Так в **разделе 3.2** приведена модель гауссового лазерного импульса, основанная на решении уравнения Гельмгольца, полученного спектральным методом. Данный подход, так же как и интегралы Стреттона-Чу, позволяет моделировать лазерные импульсы, сфокусированные в пятно диаметром вплоть до дифракционного предела.

В **разделе 3.3** показана связь угловых распределений вторичного излучения с динамикой частицы. В релятивистском режиме электрон излучает в узком конусе вдоль направления своего движения. Поскольку параксиальное приближение не позволяет моделировать лазерные пучки с большими углами сходимости, то его неправомерное использование приводит к существенному занижению оптимального угла для наблюдения вторичного излучения.

Вторичное излучение, генерируемое в процессе нелинейного томсоновского рассеяния, в диссертации характеризуется временными и спектральными характеристиками. К первым относится зависимость излучаемой мощности от времени, которая была исследована в **разделе 3.4**. При рассеянии лазерного импульса интенсивностью около 10^{22} Вт/см² вторичное излучение представляет собой набор аттосекундных импульсов, число которых зависит как от длительности лазерного импульса, так и от диаметра фокального пятна. Так, например, частица, находящаяся в фокусе лазерного импульса диаметром порядка одной длины волны, за время взаимодействия генерирует только один импульс. При расфокусировке лазерного пучка количество излучаемых импульсов растет, кроме того растет их мощность, что связано с увеличением области эффективного взаимодействия частицы с лазерным пучком, что обсуждалось в **разделе 2.4**. Однако, при достижении оптимального значения диаметра фокального пятна при фиксированной мощности лазерного импульса происходит последующий спад эффективности вторичного излучения.

В **разделе 3.5** проведено исследование спектрально-угловых характеристик вторичного излучения одиночных электронов. Было показано, что существует оптимальное направление для наблюдения, при котором детектируемое вторичное излучение имеет наибольшую ширину спектра и наибольшую частоту, соответствующую максимуму спектральной амплитуды. Кроме того данные характеристики достигают наибольших значений при оптимальном значении диаметра фокального пятна. В ходе расчетов было показано, что в условиях острой фокусировки (при $D_F \approx 1\lambda$) положение частицы непосредственно в центре фокуса пучка является не оптимальным с точки зрения генерации вторичного излучения. Вторичное излучение электронов, находящихся на расстоянии рэлеевской длины перед фокусом, имеет более широкий спектр и большую яркость.

Вторая часть исследования процесса нелинейного томсоновского рассеяния посвящена рассеянию лазерного импульса на ансамбле электронов из ультратонкой фольги. Поскольку период осцилляций электрона зависит от напряженности лазерного поля, то сильная пространственная неоднородность лазерного импульса в условиях его острой фокусировки приводит к асинхронному колебанию частиц. В **разделе 3.6** описывается модель некогерентного излучения ансамбля электронов в процессе рассеяния остророфокусированного лазерного импульса. Спектрально-угловые распределения и энергия вторичного излучения рассчитываются как алгебраическая сумма спектральных амплитуд и излученных энергий отдельных частицами.

В **разделе 3.7** представлен анализ спектрально-угловых характеристик вторичного излучения электронов при рассеянии релятивистски интенсивного остророфокусированного лазерного импульса на ансамбле частиц. На рис. 5 продемонстрировано угловое распределение энергии

вторичного излучения $dW/d\Omega$, генерируемого в результате рассеяния лазерных импульсов мощностью 200 ТВт с разными размерами фокального пятна. Так же как и в случае с плоской волной, наблюдается анизотропия в распределении энергии вторичного излучения с излучением энергии под большими углами вдоль направления поляризации лазерного импульса. Аналогичная анизотропия наблюдается и для спектрально-угловых распределений. Расчеты показали, что в условиях острой фокусировки при $\varphi = 0^\circ$ спектры с наибольшей шириной наблюдаются в двух направлениях ϑ : при ~ 0 (малые углы) и при $\leq 30^\circ$ (ϑ_{rad}).

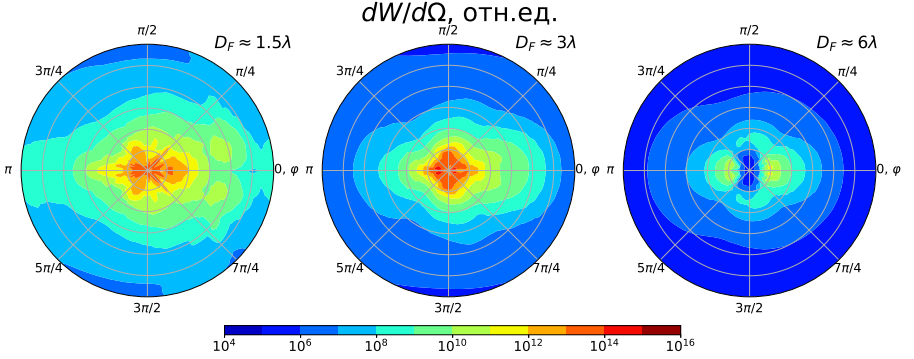


Рис. 5: Угловое распределение энергии вторичного излучения ансамбля электронов при рассеянии лазерного импульса мощностью ≈ 200 ТВт с различными значениями диаметра фокального пятна. Концентрические окружности соответствует углу $\vartheta \in [0, \pi/2]$.

При увеличении диаметра фокального пятна вторичное излучение с широким спектром в направлении малых углов не генерируется, что видно на рис. 6. В то время как угол ϑ_{rad} сначала уменьшается с увеличением диаметра фокального пятна, а затем увеличивается, что связано с направлением вылета высокоэнергетичных электронов. Причем при уменьшении интенсивности для заданного диаметра фокального пятна угол ϑ_{rad} сохраняется до тех пор пока интенсивность не достигнет такого значения, при котором второй пик в угловом распределении станет неразличим на фоне пика в направлении малых углов. Таким образом, детектирование направления, в котором излучается наиболее широкий спектр, может быть использовано для диагностики диаметра фокального пятна лазерного импульса (подобно детектированию направления вылета высокоэнергетичных электронов). Кроме того, в **разделе 3.7** показано, что критическая частота яркости вторичного излучения зависит от интенсивности лазерного импульса при фиксированных значениях его длительности и диаметра фокального пятна. Данный эффект может быть использован для диагностики пиковой интенсивности лазерных импульсов.

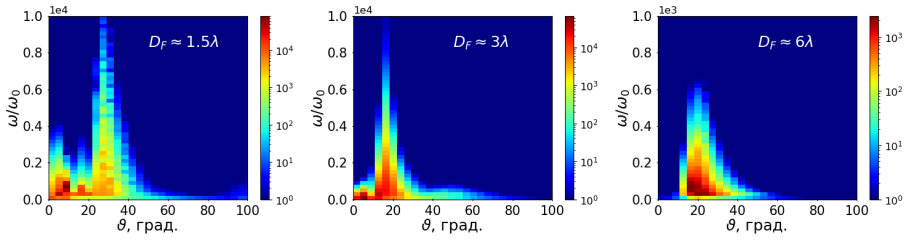


Рис. 6: Спектры, $d^2W/d\Omega d\omega$ (отн. ед.), нелинейного томсоновского рассеяния лазерного импульса на 10^4 частицах для различных значений угла наблюдения ϑ вдоль направления поляризации лазерного импульса ($\varphi = 0$).

Поскольку в предложенном подходе предлагается детектировать характеристики нелинейного томсоновского рассеяния, то остальные эффекты способствующие генерации вторичного излучения должны быть малы по сравнению с рассматриваемым процессом. В конце **раздела 3.7** приведено условие на малость вклада тормозных потерь в следствии рассеяния электронов на ионах в излучение заряженных частиц.

Раздел 3.8 выступает в качестве заключения к **третьей главе**, где перечислены основные результаты, полученные в данной главе, а также предложены основные подходы и условия для диагностики лазерных импульсов при помощи метода на основе измерения характеристик вторичного излучения. Результаты третьей главы были опубликованы в работах [A1-A2, A7].

Четвертая глава посвящена связи характеристик распределений пондермоторно ускоренных протонов с параметрами лазерного импульса. В **разделе 4.1** обсуждается постановка задачи и параметры численного расчета, а также приведены оценки на параметры среды, которая может быть использована в реальных экспериментах.

В **разделе 4.2** рассматриваются типичные распределения протонов, пондермоторно ускоренных остросфокусированным лазерным импульсом. Рассматриваемый в диссертационной работе диапазон интенсивностей относится к нерелятивистскому режиму для протонов, $a_{0p} \ll 1$, где a_{0p} – безразмерная амплитуда лазерного поля в терминах массы протона. Здесь благодаря градиенту светового давления протоны расталкиваются преимущественно в направлении, перпендикулярном распространению лазерного импульса (см. рис. 7а). Перемещение протона незначительно в течение времени взаимодействия с лазерным импульсом, что позволяет оценить прирост энергии протона ε_p из пондермоторного приближения следующим образом:

$$\varepsilon_p = \frac{2\pi^2 q^4}{m^3 c^2 \omega^4} \frac{\tau^2}{w_0^2} I_0^2 \left(\vec{\nabla}_* g(\vec{r}_*) \right)^2 \left(\int_{-\infty}^{\infty} f(\xi_*) d\xi_* \right)^2,$$

где $I = I_0 g(\vec{r}) f(\xi)$, I_0 – максимальная интенсивность лазерного импульса, $g(\vec{r})$ – его пространственное распределение, $f(\xi)$ – временная огибающая

относительно координаты $\xi = t - z/c$, τ и w_0 – длительность и диаметр фокального пятна лазерного импульса, а $\xi_* = \xi/\tau$ и $\vec{r}_* = \vec{r}/w_0$, $\vec{\nabla}_* = w_0 \vec{\nabla}$ – безразмерные переменные. Исходя из данной формулы, протонные спектры имеют резкую отсечку по энергии ε_{max} , позволяющую измерять максимальную энергию частиц (см. рис. 7б).

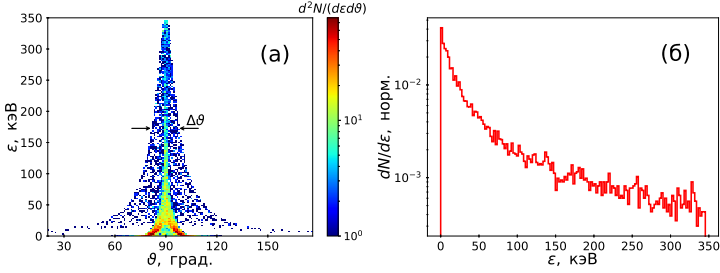


Рис. 7: Усредненные по φ (а) и усредненные по (φ, ϑ) (б) спектральные распределения протонов, ускоренных гауссовым лазерным импульсом длительностью 36 фс и пиковой интенсивностью $5 \times 10^{22} \text{ Вт/см}^2$, $D_{FWHM} = 1.3\lambda$.

Раздел 4.3 посвящен задаче оценки пиковой интенсивности лазерного импульса по характеристикам распределений протонов. Расчеты показали, что для лазерных импульсов интенсивностью в диапазоне от 10^{21} до 10^{23} Вт/см² с гауссовым пространственно-временным профилем энергия отсечки протонных спектров может быть оценена по следующей аналитической формуле: $\varepsilon_{max} \approx 1.7 \times 10^{-10} I_{L18}^2 (\tau[\text{фс}]/D_{F\lambda})^2 [\text{кэВ}]$, где $I_{L18} = I_p/10^{18}$ Вт/см², а $D_{F\lambda}$ – диаметр фокального пятна в длинах волн. Для более высоких интенсивностей, $\gtrsim 10^{23}$ Вт/см², характерное время взаимодействия определяется сверхбыстрой динамикой ускорения протонов и пропорционально $w_0/\sqrt{I_p}$, поэтому энергии протонов выходят на линейно пропорциональную зависимость от интенсивности лазерного импульса и не зависят от размера фокального пятна (см. рис. 8).

Влияние формы временной огибающей лазерного импульса на распределение протонов обсуждается в **разделе 4.4**. Расчеты показали, что в случае когда дрейфовое смещение протонов незначительно по сравнению с диаметром фокального пятна светового пучка ($a_{0p} c \tau < D_F$), энергия ускоренного протона зависит от интеграла временной огибающей лазерного импульса по времени. Таким образом, протоны, ускоренные лазерными импульсами с одинаковой энергией и размером фокального пятна, набирают одну и ту же энергию.

В **разделе 4.5** рассмотрено влияние пространственной неоднородности профиля сечения лазерного пучка на распределения протонов. При фокусировке половинной площади сечения лазерного пучка его фокальное

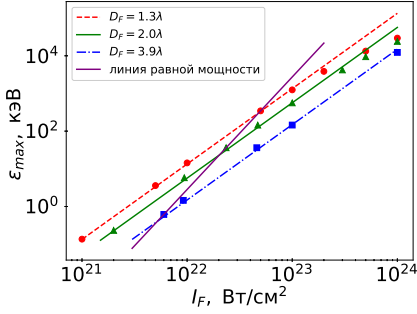


Рис. 8: Энергии отсечки протонных спектров как функция пиковой интенсивности лазерного импульса при заданном значении размера фокального пятна и пиковой мощности.

распределение имеет эллиптическую форму, что влияет на угловое распределение частиц. Поскольку:

$$\frac{dp_i}{dt} = -\frac{2\pi q^2}{m\omega^2 c} \frac{\partial I(\vec{r}, t)}{\partial r_i},$$

где индекс i соответствует координатам x , y или z , а углы вылета частиц (ϑ и φ) связаны с компонентами импульса частицы: $p_x = p \cos \varphi \sin \theta$, $p_y = p \sin \varphi \sin \theta$, $p_z = p \cos \theta$, то в направлениях $\varphi = 0^\circ$ и $\varphi = 90^\circ$ при $\vartheta = 90^\circ$ частицы имеют только p_x и p_y компоненты импульса соответственно, отношение которых пропорционально $p_x/p_y \simeq D_{Fy}/D_{Fx}$, где D_{Fy} и D_{Fx} – оси эллипса. И как следствие при детектировании частиц под рассматриваемыми углами отношение их наибольших энергий будет пропорционально $(D_{Fy}/D_{Fx})^2$, что может быть использовано для диагностики пространственных неоднородностей лазерных импульсов.

В разделе 4.6 проведен теоретический анализ связи угловой ширины протонного спектра $\Delta\vartheta$ (рис. 7а) с диаметром фокального пятна лазерного импульса. Показано, что в случае когда угловая ширина мала, т.е. $\Delta\vartheta/2 \ll 1$, то $\text{tg}(\Delta\vartheta/2) \sim D_F/z_R$, где z_R – рэлеевская длина. Поскольку z_R нелинейно связана с D_F (например, квадратичная зависимость в случае параксиального приближения), отношение z_R/D_F принимает различные значения для различных размеров фокального пятна, и как следствие углов $\Delta\vartheta$ (см. рис. 9), что может быть использовано для диагностики диаметра фокального пятна лазерного импульса.

Характерные энергии спектров нерелятивистских протонов и релятивистских электронов имеют различные зависимости от пиковой интенсивности и длительности лазерного импульса, что позволяет разработать взаимодополняющую диагностику лазерного импульса на основе совместного детектирования протонов и электронов. В разделе 4.7

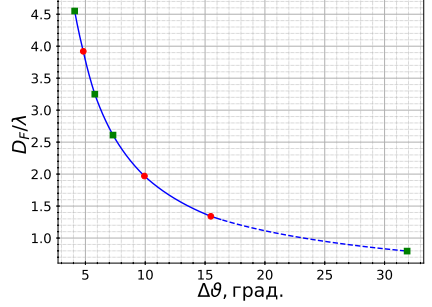


Рис. 9: Связь угловой ширины протонных спектров $\Delta\vartheta$ с диаметром фокального пятна $D_{F_{WHM}}$ для лазерного импульса с гауссовым начальным пространственным профилем.

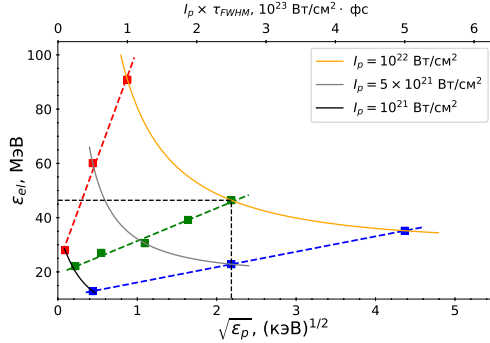


Рис. 10: График линий равной интенсивности лазерного импульса (оранжевый, серый и черный) и равной длительности: красный (10 фс), зеленый (25 фс) и синий (50 фс), в осях ε_{el} и $\sqrt{\varepsilon_p}$.

представлена методология определения интенсивности и длительности лазерного импульса при помощи карты энергий электронов и протонов (см. рис. 10). Каждая точка на данном графике соответствует определенному значению энергий отсечки электронных и протонных спектров, а также является пересечением линий равной интенсивности и длительности лазерного импульса с гауссовым пространственно-временным профилем. Серия подобных графиков может быть построена для качественно разных пространственно-временных распределений лазерного импульса для конкретных целей диагностики.

Раздел 4.8 выступает в качестве заключения к **четвертой главе**, где перечислены основные результаты, полученные в данной главе, а также перечислены основные особенности диагностики лазерных импульсов при помощи протонов. Результаты четвертой главы опубликованы в работах [A6, A8].

В **заключении** изложены основные выводы и результаты, полученные в диссертационной работе. В конце диссертации дается список используемой литературы.

Основные результаты работы

1. На основе численного моделирования взаимодействия релятивистски интенсивного лазерного импульса со свободными электронами было установлено, что в условиях острой фокусировки, $D_F/\lambda \sim 1$, увеличение диаметра фокального пятна при фиксированной мощности лазерного излучения приводит к росту максимальных энергий электронов, в то время как для плавной фокусировки, $D_F/\lambda \gg 1$, наблюдается обратная тенденция. Так на примере первоначально однородного лазерного импульса с \cos^2 -временной огибающей длительностью 26 фс и мощностью ≈ 200 ТВт

было показано, что увеличения диаметра фокального пятна с 1λ до 4λ приводит к увеличению энергии отсечки частиц с 35 до 80 МэВ, а дальнейшее увеличение диаметра пятна, наоборот, приводит к ее уменьшению.

2. Показано, что угловые распределения энергетических спектров электронов, анизотропны в плоскости перпендикулярной направлению распространения остророфокусированного лазерного импульса, причем они имеют наибольшую угловую ширину в направлении поляризации светового излучения. Исследованием зависимости конечной энергии частиц от их начального положения установлено, что этот эффект обусловлен влиянием продольной компоненты лазерного поля, амплитуда которой в условиях предельно острой фокусировки составляет существенную долю от амплитуды поля в фокусе (например, $\approx 12\%$ при $D_F \approx 1.5\lambda$ для лазерного импульса с первоначально однородным пространственным профилем).

3. Найдено, что в случае высоких интенсивностей, превышающих 10^{21} Вт/см², угол вылета наиболее энергетичных частиц (электронов и фотонов вторичного излучения) относительно направления распространения лазерного импульса определяется диаметром фокального пятна остророфокусированного лазерного пучка, причем уменьшение пятна приводит к увеличению угла вылета частиц. Для падающего лазерного импульса с однородным пространственным профилем углы вылета высокоэнергетичных частиц приближенно равны 10° и 30° для $D_F = 4\lambda$ и $D_F = \lambda$, соответственно. На основе пондермоторного приближения получена аналитическая зависимость угловой ширины энергетических спектров протонов от диаметра фокального пятна остророфокусированного лазерного импульса: $\text{tg}(\Delta\vartheta/2) \propto D_F/z_R$, которая для лазерного импульса с пространственным профилем оказывается $\text{tg}(\Delta\vartheta/2) \approx 0.8D_F/z_R$.

4. На основе проведенных численных расчетов для острой фокусировки лазерных импульсов была обоснована хорошо работающая в широком диапазоне длительностей аналитическая оценка для энергии отсечки протонных спектров в зависимости от пикового флюенса лазерного импульса и диаметра фокального пятна: $\varepsilon_p \propto (I_F\tau)^2/D_F^2$ при $a_{0p}c\tau < D_F$. Для лазерного импульса с диаметром фокального пятна $\approx 1.5\lambda$ это условие выполняется при флюенсе, не превышающем 4×10^{24} Вт·фс/см². Соответственно, для лазерного импульса с гауссовым пространственно-временным профилем максимальная энергия частиц может быть оценена как: $\varepsilon_p \approx 1.7 \times 10^{-10} I_{L18}^2 (\tau[\text{фс}]/D_F\lambda)^2$ [кэВ], где $I_{L18} = I_F/10^{18}$ Вт/см².

5. На основе проведенных численных расчетов сформулированы основные положения для проведения экспериментов по диагностике релятивистских интенсивных лазерных импульсов с интенсивностями в диапазоне $10^{21} - 10^{24}$ Вт/см², диаметром фокального пятна от 1 до 6 длин волн, длительностью от 10 до 50 фс. Были определены границы применимости предложенной диагностики по параметрам лазера и среды, предполагаемых для использования в эксперименте. Измерения

спектрально-угловых характеристик электронов, протонов и фотонов вторичного излучения позволят определить пиковую интенсивность лазерного импульса, диаметр фокального пятна и длительность импульса, а также выявить нарушение качества пространственно-временного распределения лазерного пучка.

Список публикаций по теме диссертации

А. Публикации в научных рецензируемых журналах, индексируемых в базах Web of Science и Scopus:

- [A1] Вайс О. Е., Бочкарев С. Г., Быченков В. Ю. К теории нелинейного томсоновского рассеяния остророфокусированного лазерного импульса // Краткие сообщения по физике. 2015. Т. 42, № 12. с. 62–67. [переводная версия: Bulletin of the Lebedev Physics Institute. 2016. Vol. 43. No. 1. pp. 12–15.]
- [A2] Вайс О. Е., Бочкарев С. Г., Быченков В. Ю. Неленинейное томсоновское рассеяние релятивистски-сильного остророфокусированного лазерного импульса ультракороткой длительности // Физика Плазмы. 2016. Т. 42, № 9. с. 796–812. [переводная версия: Plasma Physics Reports. 2016. Vol. 42 No. 9 pp. 818–833.]
- [A3] Вайс О. Е., Бочкарев С. Г., Тер-Аветисян С., Быченков В. Ю. Об угловом распределении напрямую ускоренных электронов под действием мощного остророфокусированного лазерного импульса // Квантовая электроника. 2017. Т. 47, № 1. с. 38–41. [переводная версия: Quantum Electronics. 2017. Vol. 47. No. 1 pp. 38–41.]
- [A4] Ivanov K. A., Tsymbalov I. N., Vais O. E., Bochkarev S. G., Volkov R. V., Bychenkov V. Yu., Savel'ev A. B. Accelerated electrons for in situ peak intensity monitoring of tightly focused femtosecond laser radiation at high intensities // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. Vol. 60. p. 105011 (8pp).
- [A5] Vais O. E., Bychenkov V. Yu. Direct electron acceleration for diagnostics of a laser pulse focused by an off-axis parabolic mirror // Appl. Phys. B. 2018. Vol. 124. p. 211 (13pp).
- [A6] Vais O. E., Thomas A. G. R., Maksimchuk A. M., Krushelnick K., Bychenkov V. Yu. Characterizing extreme laser intensities by ponderomotive acceleration of protons from rarified gas // New J. Phys. 2020. Vol. 22. p. 023003 (14pp).
- [A7] Вайс О. Е., Быченков В. Ю. Нелинейное томсоновское рассеяние остророфокусированного релятивистски интенсивного лазерного импульса на ансамбле частиц // Квантовая электроника. 2020. Т. 50, №

10. с. 922–928. [переводная версия: Quantum Electronics. 2020. Vol. 50. No. 10 pp. 922–928.]

- [A8] Vais O. E., Bychenkov V. Yu. Complementary diagnostics of high-intensity femtosecond laser pulses via vacuum acceleration of protons and electrons // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. Vol. 63. p. 014002 (8pp).

В. Тезисы докладов в сборниках трудов конференций, индексируемых в базах Web of Science и Scopus:

- [B1] Vais O. E., Bychenkov V. Yu. Laser direct particle acceleration for diagnostics of intense pulse focused by off-axis parabolic mirror // International Conference Laser Optics (ICLO). 2018, p. 261.
- [B2] Ivanov K. A., Vais O. E., Tsymbalov I. N., Bochkarev S. G., Bychenkov V. Yu., Savel'ev A. B. Electrons accelerated by tightly focused relativistic laser pulse for single shot peak intensity diagnostics // International Conference Laser Optics (ICLO). 2018. p. 237.

С. Тезисы докладов в сборниках трудов конференций, индексируемых в базе РИНЦ:

- [C1] Vais O. E., Bochkarev S. G., Ter-Avetisyan S., Bychenkov V. Yu. New method of high-intensity laser pulse diagnostics by using ultrathin foils // Журнал прикладной спектроскопии. 2016. Т. 83, №. 6-16. с. 406. URL: <https://elibrary.ru/item.asp?id=29781642>
- [C2] Ivanov K. A., Vais O. E., Bochkarev S. G., Tsymbalov I. N., Bychenkov V. Yu., Volkov R. V., Savel'ev A. B. Electron dynamics in the tightly focused relativistically strong femtosecond laser pulse // Журнал прикладной спектроскопии. 2016. Т. 83, №. 6-16. с. 393. URL: <https://elibrary.ru/item.asp?id=29781629>

Список литературы

- [1] Strickland D., Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses // Optics Communications. 1985. Vol. 56, no. 3. P. 219 – 221.
- [2] Dubietis A., Jonušauskas G., Piskarskas A. Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal // Optics Communications. 1992. Vol. 88, no. 4. P. 437 – 440.
- [3] Petawatt and exawatt class lasers worldwide / C. N. Danson, C. Haefner, J. Bromage et al. // High Power Laser Science and Engineering. 2019. Vol. 7. P. e54.

- [4] The extreme light infrastructure—nuclear physics (ELI-NP) facility: new horizons in physics with 10 PW ultra-intense lasers and 20 MeV brilliant gamma beams / S. Gales, K. A. Tanaka, D. L. Balabanski et al. // Reports on Progress in Physics. 2018. Vol. 81, no. 9. P. 094301.
- [5] The Vulcan 10 PW project / C. Hernandez-Gomez, S. P. Blake, O. Chekhlov et al. // Journal of Physics: Conference Series. 2010. Vol. 244, no. 3. P. 032006.
- [6] Improvement of the focusing ability by double deformable mirrors for 10-PW-level Ti: sapphire chirped pulse amplification laser system / Z. Guo, L. Yu, J. Wang et al. // Opt. Express. 2018. Vol. 26, no. 20. P. 26776–26786.
- [7] The Apollon 10 PW laser: experimental and theoretical investigation of the temporal characteristics / D. Papadopoulos, J. Zou, C. Le Blanc et al. // High Power Laser Science and Engineering. 2016. Vol. 4. P. e34.
- [8] Ultra-high intensity- 300-TW laser at 0.1 Hz repetition rate. / V. Yanovsky, V. Chvykov, G. Kalinchenko et al. // Opt. Express. 2008. Vol. 16, no. 3. P. 2109–2114.
- [9] Approaching the diffraction-limited, bandwidth-limited Petawatt / A. S. Pirozhkov, Y. Fukuda, M. Nishiuchi et al. // Opt. Express. 2017. Vol. 25, no. 17. P. 20486–20501.
- [10] Achieving the laser intensity of 5.5×10^{22} W/cm² with a wavefront-corrected multi-PW laser / J. W. Yoon, C. Jeon, J. Shin et al. // Opt. Express. 2019. Vol. 27, no. 15. P. 20412–20420.
- [11] Extremely high-intensity laser interactions with fundamental quantum systems / A. Di Piazza, C. Müller, K. Z. Hatsagortsyan et al. // Rev. Mod. Phys. 2012. Vol. 84. P. 1177–1228.
- [12] Generation of relativistic intensity pulses at a kilohertz repetition rate / O. Albert, H. Wang, D. Liu et al. // Opt. Lett. 2000. Vol. 25, no. 15. P. 1125–1127.
- [13] Pretzler G., Kasper A., Witte K. J. Angular chirp and tilted light pulses in CPA lasers // Applied Physics B. 2000. Vol. 70, no. 1. P. 1–9.
- [14] Space–time characterization of ultra-intense femtosecond laser beams / G. Pariente, V. Gallet, A. Borot et al. // Nature Photonics. 2016. Vol. 10, no. 8. P. 547–553.
- [15] Degradation of femtosecond petawatt laser beams: Spatio-temporal/spectral coupling induced by wavefront errors of compression gratings /

- Z. Li, K. Tsubakimoto, H. Yoshida et al. // Applied Physics Express. 2017. Vol. 10, no. 10. P. 102702.
- [16] Measurement of laser intensities approaching 10^{15} W/cm² with an accuracy of 1% / M. G. Pullen, W. C. Wallace, D. E. Laban et al. // Phys. Rev. A. 2013. Vol. 87. P. 053411.
- [17] Chowdhury E. A., Barty C. P. J., Walker B. C. “Nonrelativistic” ionization of the L-shell states in argon by a “relativistic” 10^{19} W/cm² laser field // Phys. Rev. A. 2001. Vol. 63. P. 042712.
- [18] Ionization of many-electron atoms by ultrafast laser pulses with peak intensities greater than 10^{19} W/cm² / K. Yamakawa, Y. Akahane, Y. Fukuda et al. // Phys. Rev. A. 2003. Vol. 68. P. 065403.
- [19] Progress toward atomic diagnostics of ultrahigh laser intensities / M. F. Ciappina, S. V. Popruzhenko, S. V. Bulanov et al. // Phys. Rev. A. 2019. Vol. 99. P. 043405.
- [20] Har-Shemesh O., Piazza A. D. Peak intensity measurement of relativistic lasers via nonlinear Thomson scattering // Opt. Lett. 2012. Vol. 37, no. 8. P. 1352–1354.
- [21] High-order multiphoton Thomson scattering / W. Yan, C. Fruhling, G. Golovin et al. // Nature Photonics. 2017. Vol. 11, no. 8. P. 514–520.
- [22] Mackenroth F., Holkundkar A. R., Schlenvoigt H.-P. Ultra-intense laser pulse characterization using ponderomotive electron scattering // New Journal of Physics. 2019. Vol. 21, no. 12. P. 123028.
- [23] Model-independent inference of laser intensity / T. G. Blackburn, E. Gerstmayr, S. P. D. Mangles et al. // Phys. Rev. Accel. Beams. 2020. Vol. 23. P. 064001.
- [24] Temporally Resolved Intensity Contouring (TRIC) for characterization of the absolute spatio-temporal intensity distribution of a relativistic, femtosecond laser pulse / D. Haffa, J. Bin, M. Speicher et al. // Scientific Reports. 2019. Vol. 9, no. 1. P. 7697.
- [25] Hu S. X., Starace A. F. GeV Electrons from Ultraintense Laser Interaction with Highly Charged Ions // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 88. P. 245003.
- [26] Maltsev A., Ditmire T. Above Threshold Ionization in Tightly Focused, Strongly Relativistic Laser Fields // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 90. P. 053002.

- [27] Electrodynamics of electron in a superintense laser field: New principles of diagnostics of relativistic laser intensity / A. L. Galkin, M. P. Kalashnikov, V. K. Klinkov et al. // *Physics of Plasmas*. 2010. Vol. 17, no. 5. P. 053105.
- [28] Diagnostics of peak laser intensity based on the measurement of energy of electrons emitted from laser focal region / M. Kalashnikov, A. Andreev, K. Ivanov et al. // *Laser and Particle Beams*. 2015. Vol. 33, no. 3. P. 361–366.
- [29] Shiryaev O. The combination of cold and hot components in the energy spectra of electrons scattered by relativistically intense laser pulses with various transverse distributions of amplitude // *Laser and Particle Beams*. 2017. Vol. 35, no. 1. P. 64–71.
- [30] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Том 2. Теория поля. 7-е изд, испр. изд. М.: Наука., 1988.
- [31] Nonlinear Thomson scattering: A tutorial / Y. Y. Lau, F. He, D. P. Umstadter et al. // *Physics of Plasmas*. 2003. Vol. 10, no. 5. P. 2155–2162.