

КОРЖИМАНОВ Артём Владимирович

**КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИ ИНТЕНСИВНОГО
ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ЗАКРИТИЧЕСКОЙ ПЛАЗМОЙ**

01.04.08 – физика плазмы

А в т о р е ф е р а т

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Нижний Новгород – 2010

Работа выполнена в Институте прикладной физики РАН
(г. Нижний Новгород)

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук А. В. Ким

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук И. Ю. Костюков

доктор физико-математических наук, профессор Н. Е. Андреев

Ведущая организация: Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

Защита состоится 20 декабря 2010 г. в 15⁰⁰ часов на заседании диссертационного совета Д 002.069.02 в Институте прикладной физики РАН (603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46)

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института прикладной физики РАН.

Автореферат разослан ___ ноября 2010 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета
доктор физико-математических наук,
профессор

Ю. В. Чугунов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Бурное развитие лазерных технологий, связанное с открытием в 1985 году метода усиления импульсов с линейной частотной модуляцией [1], привело к созданию лазерных систем, способных генерировать излучение мощностью выше 1 ПВт [2]. При этом качество получаемых пучков позволило фокусировать их в пятна диаметром порядка нескольких длин волн, что обеспечило достижение интенсивности излучения на уровне 10^{22} Вт/см² [3]. В настоящее время в мире разрабатывается сразу несколько комплексов, на которых планируется достигнуть мощности излучения 10 ПВт. Это, во-первых, Vulcan-10PW, являющийся модернизацией установки Vulcan, действующей в Резерфордской лаборатории в Англии. Во-вторых, это ILE-Apollon, разрабатываемый в рамках панъевропейского проекта ELI, направленного на создание установки экзаваттного уровня. Наконец, мультитераваттный комплекс планируется создать в Институте прикладной физики РАН на основе уже имеющегося лазера PEARL мощностью 560 ТВт.

Изучение механизмов взаимодействия сверхсильного излучения, получаемого на таких установках, с веществом является фундаментальной задачей, стоящей перед современной физикой, и широко исследуется как экспериментально, так и теоретически многими научными группами [4]. Повышенный интерес к этой проблеме объясняется также наличием большого количества связанных с ней практически важных приложений.

Среди приложений особо можно выделить следующие: разработка компактных ускорителей электронов [5] для предварительного ускорения электронных пучков с целью их использования в обычных ускорителях или в лазерах на свободных электронах; разработка компактных ускорителей протонов и других лёгких ионов для целей адронотерапии раковых опухолей, протонографии, а также для создания компактных коллайдеров; создание новых источников рентгеновского и гамма-диапазонов [6] для целей диагностики процессов в плотной лабораторной плазме; получение аттосекундных импульсов для диагностики быстрых процессов, происходящих в атомах и ядрах; инерционный термоядерный синтез и связанная с ним проблема «быстрого поджига» мишени лазерным импульсом [7].

В данной работе рассматривается, в частности, проблема получения моноэнергетических пучков ускоренных лёгких ионов. Это направление широко обсуждается мировым научным сообществом, и в последнее время предложено несколько схем получения таких пучков. Часть этих схем была реализована в эксперименте. Особый интерес ускорение ионов вызывает в связи с тем, что получение компактного источника ионных пучков

чрезвычайно важно для проблемы адронотерапии раковых опухолей, которая на данный момент проводится только в специализированных оборудованных центрах, расположенных вблизи больших и дорогостоящих ускорителей. Проблемой является то, что для медицинских приложений протонные пучки должны обладать относительно высокой энергией порядка 200—300 МэВ, но при этом обладать высокой моноэнергетичностью: допускается разброс по энергиям не более 1%. К сожалению, в реализованных на данный момент схемах ускорения удалось получить протоны с энергиями не более 50 МэВ [8], а разброс по энергиям составлял не менее 20—30% [9, 10].

Кроме того, протонные пучки могут быть использованы в схеме инерционного термоядерного синтеза с «быстрым поджигом» для нагрева мишени после её сжатия. Важным также является возможность использования протонных пучков для задачи диагностирования плотной плазмы и металлических объектов.

Помимо прикладных задач в мире обсуждаются также фундаментальные проблемы взаимодействия сверхсильного лазерного излучения с плазмой. К таким проблемам, в частности, следует отнести вопрос механизмов бесстолкновительного нагрева плазмы. Проблема нагрева плазмы в поле релятивистски интенсивного излучения исследуется с середины 80-х годов прошлого века, однако адекватная теория, позволяющая оценивать степень поглощения лазерной энергии, на данный момент всё ещё не построена. Лишь в последнее время появились работы, идентифицирующие детальные механизмы поглощения в плотной плазме [11].

Другой фундаментальной проблемой, представляющей интерес, является проблема релятивистской самоиндуцированной прозрачности. Это явление, предсказанное Ахиезером в 1956 году [12], обычно объясняется эффективным увеличением массы электронов, вызванным их релятивистским движением и приводящим к тому, что уменьшается эффективная плазменная частота, так что изначально непрозрачная на данной частоте плазма может стать прозрачной.

Целями данной работы являются:

- разработка аналитических методов построения квазистационарных структур, возникающих при взаимодействии релятивистски интенсивного лазерного излучения с критической плазмой;
- исследование некоторых динамических режимов взаимодействия сверхсильного лазерного излучения с границей критической плазмы;
- обсуждение фундаментальных вопросов взаимодействия релятивистски интенсивного лазерного излучения с веществом, в том числе

механизмов бесстолкновительного нагрева плазмы и явления релятивистской самоиндуцированной прозрачности;

- применение разработанных аналитических методов для анализа ряда задач, имеющих важное прикладное значение;

- проверка полученных аналитическими методами результатов в численных расчётах

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. Предложен новый сценарий возникновения релятивистской самоиндуцированной прозрачности плазмы в поле циркулярно поляризованной волны, заключающийся в потере граничными электронами плазмы своей устойчивости при достижении пороговой амплитуды поля.
2. Обнаружен неизвестный ранее хаотический режим взаимодействия линейно поляризованного релятивистски интенсивного лазерного импульса с резкой границей за критической плазмы.
3. На основе детального анализа динамики граничных электронов в поле релятивистски интенсивного лазерного импульса предложен новый механизм нагрева плазмы, приводящий при достижении пороговой амплитуды также и к хаотизации колебаний плазменной границы.
4. Предложен новый метод получения лазерных импульсов с предельно малым временем нарастания интенсивности на переднем фронте, основанный на эффекте релятивистски индуцированной прозрачности слоя.
5. Предложена новая схема ускорения протонов и лёгких ионов до энергий в несколько сотен МэВ при взаимодействии релятивистски интенсивного лазерного излучения с твердотельными мишенями.

Научная и практическая ценность.

1. Разработанные в ходе выполнения работы аналитические методы найти широкое применение в решении актуальных фундаментальных и прикладных задач современной физики взаимодействия сверхсильного лазерного излучения с веществом, в частности, для анализа процессов взаимодействия релятивистски интенсивного лазерного излучения с резкой границей плотной плазмы.
2. Предложенный механизм бесстолкновительного нагрева плазмы важен для правильной оценки степени поглощения энергии лазерного излучения твердотельными мишенями в таких приложениях, как нагрев мишени в схеме инерционного термоядерного синтеза с «быстрым поджигом» и ускорение ионов в схеме TNSA (Target Normal Sheath Acceleration).

3. Предложена схема очистки лазерного импульса от предимпульса, которая может быть использована при проведении экспериментов по взаимодействию сверхсильного лазерного излучения с резкой границей твердотельных мишеней на крупнейших экспериментальных установках, в том числе на лазерной установке PEARL, разработанной в ИПФ РАН.
4. Предложенная в работе схема ускорения протонов и лёгких ионов может быть реализована на лазерных установках мощностью более 100 ТВт с целью получения протонных пучков с энергией 200—300 МэВ, необходимых для адронотерапии раковых опухолей.

На защиту выносятся следующие **основные положения**:

1. При взаимодействии релятивистски интенсивного циркулярно поляризованного лазерного излучения с плоским слоем закритической плазмы возможно существование квазистационарных режимов, представляющих собой слоистые одномерные структуры, состоящие из чередующихся электронных и кавитационных областей.
2. Механизм релятивистской самоиндуцированной прозрачности в случае циркулярной поляризации импульса и резкой границы плазмы качественно отличается от случаев линейной поляризации и плавной границы. Причиной наблюдения эффекта является потеря стационарности граничными электронами плазмы.
3. При взаимодействии линейно поляризованного лазерного излучения с резкой границей плотной плазмы существует пороговая амплитуда поля, определяемая плотностью плазмы, при превышении которой наблюдается хаотизация колебаний плазменной границы в поле импульса. Причиной наступления хаотического режима взаимодействия является возбуждение в толще плазмы нелинейных колебаний, которые при превышении порога входят в резонанс с пондеромоторной силой лазерного импульса.
4. Возможно осуществление очистки лазерного импульса от предимпульса, а также формирование предельно короткого фронта импульса на основе эффекта релятивистски индуцированной прозрачности слоя, заключающегося в резком падении коэффициента отражения фольги при превышении амплитудой лазерного импульса некоторого порога, определяемого плотностью плазмы и толщиной фольги.
5. При нормальном падении лазерного импульса на плазменный слой происходит разделение зарядов и возникает разность потенциалов, способная ускорять лёгкие ионы, находящиеся на облучаемой стороне

мишени, до энергий в несколько сотен МэВ. Этот процесс наиболее эффективен в мишенях с малой плотностью плазмы.

Достоверность полученных результатов подтверждается хорошим согласием аналитически полученных выводов с результатами проведенных численных расчетов.

Апробация работы. Изложенные в диссертации результаты обсуждались на семинарах ИПФ РАН и университета Умео (Швеция) и докладывались на научной школе-конференции «Нелинейные дни в Саратове для молодых – 2004» (Саратов, 2004), на научных конференциях по радиофизике (Нижний Новгород, 2005, 2006, 2007, 2008, 2009), на Нижегородских сессиях молодых ученых (Нижний Новгород, 2007, 2008, 2009), на научных школах «Нелинейные волны» (Нижний Новгород, 2006, 2008, 2010), на международных симпозиумах «Topical Problems of Nonlinear Wave Physics» (Нижний Новгород, 2005, 2008), на третьей международной конференции «Frontiers of Nonlinear Physics» (Нижний Новгород, 2007), на международных конференциях «Ultra-intense Laser Interaction Science» (Бордо, 2007, Фраскати, 2010), на XIV международном конгрессе по физике плазмы (Фукуока, 2008) и на российско-французский-немецком лазерном (Нижний Новгород, 2009).

По теме диссертации опубликовано 25 работ, в том числе статьи в реферируемых журналах «ЖЭТФ», «Письма в ЖЭТФ», «Physical Review Letters», «European Physical Journal D» и «Physics of Plasmas» и глава в книге «Нелинейные волны'2008».

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, одного приложения и списка литературы. Общий объем работы – 121 страница, включая 31 рисунок. Список цитируемой литературы состоит из 163 наименований.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении обоснована актуальность работы, сформулированы её цели, изложена структура диссертации, приведены выносимые на защиту положения, сделан обзор литературы.

В первой главе представлены некоторые методы построения стационарных решений, возникающих при взаимодействии релятивистски интенсивного циркулярно поляризованного лазерного излучения с плоским слоем закритической плазмы в одномерной геометрии.

Рассматривается случай нормального падения плоской монохроматической электромагнитной волны на бесконечный в поперечном направлении слой закритической плазмы. При этом

пренебрегается развитием возможных поперечных неустойчивостей, так что задача считается одномерной. Для описания плазмы используется квазигидродинамическое приближение, тем самым считается, что в системе не развиваются двухпоточковые течения, а другие кинетические эффекты несущественны. Рассматриваются также достаточно короткие лазерные импульсы, так что их длительность лежит в пределах $\omega_{pe}^{-1} \ll \tau \ll \omega_{pi}^{-1}$ (где ω_{pe} , ω_{pi} – электронная и ионная плазменные частоты соответственно), что позволяет пренебречь динамикой ионной жидкости и перейти от двухкомпонентного описания к рассмотрению движения только электронной компоненты.

Таким образом, решается совместная система уравнений Максвелла и гидродинамических уравнений для электронной компоненты плазмы. Для циркулярно поляризованной падающей волны система в стационарном случае может быть сведена к следующему виду:

$$\frac{d^2 A}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{4\pi e^2 N_e}{\gamma m \omega^2} \right) A = 0 \quad (2)$$

$$\frac{d^2 \varphi}{dz^2} = 4\pi e (N_e - Z_i N_i) \quad (3)$$

$$e \frac{d\varphi}{dz} = mc^2 \frac{d\gamma}{dz} + \frac{T_e}{N_e} \frac{dN_e}{dz} \quad (4)$$

Здесь введены обозначения A – комплексная амплитуда поперечного векторного потенциала, ω – частота падающего излучения, $e > 0$ – элементарный заряд, m – масса электрона, c – скорость света, N_e , N_i – концентрации электронов и ионов соответственно, T_e – некая эффективная температура электронов, γ – гамма-фактор электронов.

Вначале данная система рассматривается в приближении холодных электронов, то есть их температура считается тождественно равной нулю. В этом приближении система сводится к одному уравнению

$$\frac{d^2 a}{d\zeta^2} - \frac{a}{1+a^2} \left(\frac{da}{d\zeta} \right)^2 + \left(1 + a^2 - n_0 \sqrt{1+a^2} - \frac{s^2}{a^4} (1+a^2) \right) a = 0, \quad (6)$$

где введены безразмерные величины a (модуль векторного потенциала) и ζ (продольная координата) и параметры n_0 (параметр за критичности, равный отношению невозмущённой концентрации электронов к её критическому значению для данной частоты излучения) и s (безразмерная плотность потока электромагнитной энергии вдоль направления распространения падающего импульса).

В ряде работ [13-17] уже проводилось аналитическое и численное исследование уравнения (6) и возникающих при его решении продольных структур в неограниченном и полуограниченном слоях плазмы. Поэтому в данной диссертации обсуждается только практически более важный случай слоя конечной толщины.

Существенной особенностью рассматриваемого уравнения является то, что в некоторой области значений неизвестной функции $a(\zeta)$ концентрация электронов формально оказывается отрицательной, что связано с пренебрежением температурой электронов, а следовательно, и внутренним давлением плазмы.

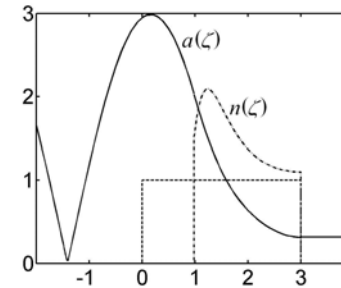


Рис. 1. Пример стационарной структуры с одним электронным слоем

Чтобы обойти этот недостаток, решения строятся в виде кусочно-непрерывных функций: области с электронами, в которых справедливо уравнение (6), чередуются с кавитационными областями, полностью лишёнными электронов, для которых решается «вакуумное» уравнение для поля. Сшивка решений на разрывах производится с учётом непрерывности функций $a(z)$ и da/dz .

В работе развит алгоритм построения подобных решений. На рис. 1 приведён пример наиболее простого решения с одним разрывом. Возможны, однако, структуры с двумя и большим количеством разрывов. Пример приведён на рис. 2.

Общей особенностью является то, что при непрерывном увеличении амплитуды падающего импульса, коэффициент отражения слоя падает. Кроме того, интересно, что в некотором диапазоне амплитуд однослойные структуры не существуют. В этом диапазоне реализуется либо динамический режим взаимодействия, либо одна из более сложных стационарных структур. Следует также отметить, что многослойные решения носят гистерезисный характер, то есть для данной интенсивности падающего

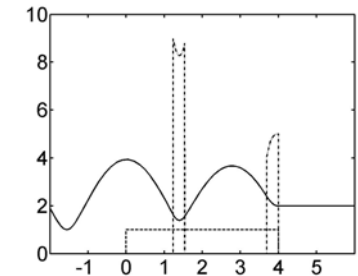


Рис. 2. Пример стационарной структуры с двумя электронными слоями

излучения в зависимости от предыстории процесса могут реализоваться различные структуры.

Далее в главе рассматриваются структуры с учётом конечной температуры электронов. Как уже говорилось, основным недостатком системы уравнений в приближении холодной плазмы является то, что решения носят разрывный характер. Введение температуры как малого параметра позволяет избежать этого недостатка ценой увеличения степени решаемой системы уравнений. При учёте температуры решаемая система уравнений может быть сведена к следующему виду

$$\frac{d^2 a}{d\zeta^2} = \left(\frac{n_0}{\sqrt{1+a^2}} \exp \frac{\varphi - \sqrt{1+a^2} + 1}{\mu} - 1 \right) a \quad (7)$$

$$\frac{d^2 \varphi}{d\zeta^2} = n_0 \left(\exp \frac{\varphi - \sqrt{1+a^2} + 1}{\mu} - 1 \right), \quad (8)$$

где φ — безразмерный скалярный потенциал, $\mu = T_e/mc^2$ — безразмерный параметр, характеризующий температуру электронов.

Данная система была рассмотрена в бесконечной плазме и в ограниченном слое. Пример локализованных структур в бесконечной плазме приведён на рис. 3. Особенностью этих структур является то, что оказывается невозможным построить антисимметричные относительно функции $a(\zeta)$ решения, в то время как такие решения существуют в холодной плазме [18]. Данный факт, видимо, объясняется тем, что в случае

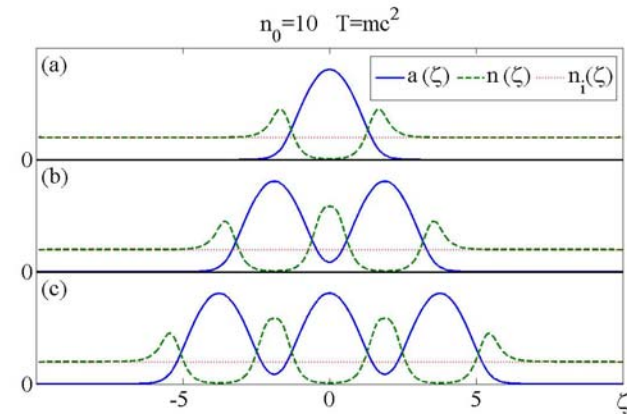


Рис. 3. Локализованные стационарные структуры в бесконечной плазме при учёте конечной температуры электронов

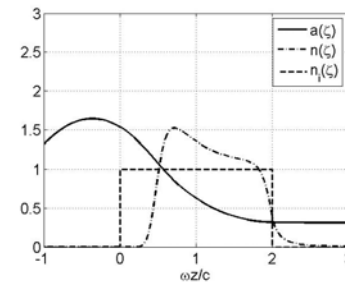


Рис. 4. Пример стационарной структуры с одним электронным слоем с учётом температуры электронов.

наличия ненулевой температуры два максимума противоположной полярности взаимодействуют посредством горячих электронов и не могут находиться в стационарном состоянии.

В ограниченном слое плазмы получаемые решения качественно похожи на решения в холодной плазме, однако получаются в классе гладких функций. Пример решения, аналогичного приведённому на рис. 1, изображён на рис. 4. Положительной особенностью является и то, что решения с

произвольным количеством слоёв получаются в едином классе решений путём варьирования только начальных условий, в то время как для случая холодной плазмы для каждого типа многослойных решений приходится решать собственную систему уравнений.

Во второй главе рассматриваются некоторые динамические режимы взаимодействия сверхсильного лазерного излучения с закритической плазмой. Анализируется два типа нарушения стационарности решений, полученных в первой главе: связанное с нелинейным характером взаимодействия и связанное с нециркулярностью поляризации лазерного импульса.

Сначала рассматривается вопрос устойчивости полученных в первой главе стационарных решений. Для этого рассматриваются силы, действующие на граничные электроны, находящиеся в точке разрыва решений, полученных в первой главе в приближении холодной плазмы. При небольших смещениях электрона из состояния равновесия действующие на него ponderomotive и электростатическая силы претерпевают малые изменения. Путём сравнения этих изменений между собой в диссертации показано, что для всех стационарных структур положение граничных электронов устойчиво. В то же время при пороговой амплитуде, при превышении которой однослойные стационарные структуры построить не удаётся, граничные электроны оказываются в седловой точке. Таким образом, при превышении некоторой амплитуды наблюдается потеря граничными электронами устойчивости — они начинают вылетать навстречу лазерному излучению. Это явление известно как явление релятивистски индуцированной прозрачности.

Обычно считается, что релятивистская самоиндуцированная прозрачность объясняется тем, что электроны, двигаясь с релятивистскими энергиями, эффективно увеличивают свою массу, тем самым уменьшая эффективную плазменную частоту, так что первоначально непрозрачная для данной частоты плазма может стать прозрачной. Это объяснение хорошо работает для плавной граница вакуум — плазма, однако, как показано в данной диссертации, неверно для резкой границы. На резкой границе существенную роль играет пондеромоторная нелинейность, и основным механизмом просветления является потеря граничными электронами своей устойчивости.

Во второй части главы рассматривается другой тип нарушения стационарности решений: связанный с нециркулярностью поляризации падающего излучения. Решения, полученные в первой главе стационарны в силу того, что в каждый момент времени выполняется точный баланс между пондеромоторной и электростатической силами, при чём пондеромоторная сила постоянна в силу постоянности потока электромагнитного импульса в циркулярно поляризованной волне. В линейно поляризованной волне поток импульса переменен и колеблется на удвоенной частоте. Соответственно наблюдаются колебания пондеромоторной силы также на удвоенной частоте. При взаимодействии с резкой границей за критической плазмы в случае нормального падения также наблюдаются колебания границы на удвоенной частоте.

В диссертационной работе отмечается, что в рассматриваемой системе наблюдается так называемый хаотический режим, который может быть объяснён наступлением нелинейного резонанса между собственными колебаниями плазмы, возбуждаемыми в толще мишени, и вынуждающей силой пондеромоторного воздействия излучения. Действительно, приравнивая эффективную частоту плазменных колебаний с учётом лоренцевского увеличения массы электронов, и частоты вынуждающей силы, имеем:

$$\omega_{pe}^{eff} = \frac{\omega_{pe}}{\gamma} = 2\omega \quad (8)$$

В ультрарелятивистском случае можно с хорошей степенью точности считать, что гамма-фактор колеблющихся электронов по порядку величины равен безразмерной амплитуде векторного потенциала в волне $\gamma = \alpha a_0$, откуда, с учётом соотношения (8), несложно получить пороговую амплитуду, при которой частоты сравниваются:

$$a_0 = \alpha \frac{n_0}{4} \quad (9)$$

Сравнение этой формулы с результатами численного расчёта даёт значение коэффициента α равное 2.

Путём детального анализа динамики граничных и приграничных электронов плазмы в работе показано, что на микроскопическом уровне причиной хаотизации становится пересечение траекторий этих двух типов электронов. При этом при некоторой пороговой амплитуде лазерного излучения приграничные электроны начинают вылетать после пересечения траекторий с граничными электронами из плазмы навстречу излучению. Это и является причиной хаотизации колебаний на микроуровне.

Наличие хаотического режима имеет важное значение для прикладных задач. В частности путём численного моделирования в диссертации показано, что при наступлении хаотических колебаний резко увеличивается степень поглощения лазерной энергии плазмой. Резкое увеличение степени поглощения лазерной энергии, по всей видимости, объясняется не только увеличением энергии вбрасываемых электронов в силу увеличения амплитуды колебаний (что могло бы увеличить степень поглощения в 2–3 раза), но и увеличением количества этих электронов. Последнее связано с тем, что при переходе к хаотическим колебаниям происходит размытие плазменной границы. Как следствие, лазерное излучение взаимодействует с электронами плазмы не только в тонком скин-слое, но и непосредственно в самой лазерной волне. Таким образом, наблюдается ситуация, аналогичная наличию градиента концентрации, что, как было ранее показано [19], также приводит к увеличению степени поглощения.

Другим важным аспектом является то, что генерируемые на границе плазмы высокие гармоники при наступлении хаотического режима теряют свою когерентность. На рис. 5 приведено сравнение отражённых сигналов для двух значений концентрации плазмы, соответствующих регулярному и хаотическому режимам взаимодействия. Видно, что при переходе к хаосу линейчатый спектр становится, фактически, сплошным, что косвенно подтверждает декогеренцию гармоник. Чтобы подтвердить факт уменьшения когерентности, ниже на том же рисунке приведён отражённый сигнал, пропущенный через высокочастотный фильтр. Сигнал представляет собой последовательность аттосекундных всплесков, идущих в регулярном режиме с постоянным периодом, равным половине периода лазерного излучения. В хаотическом же режиме можно отметить две особенности: во-первых, нарушается строгая периодичность импульсов, а во-вторых, заметно снижается их амплитуда. Оба факта без сомнения указывают на то, что гармоники, генерируемые в хаотическом режиме, обладают меньшей когерентностью.

Факт нарушения когерентности генерируемых гармоник является важным, поскольку, как известно, чем меньше плотность плазмы, тем

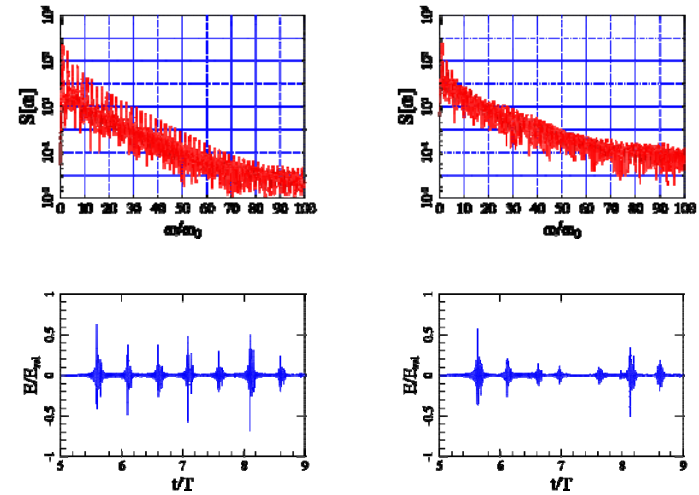


Рис. 5. Сравнение отражённых сигналов при взаимодействии лазерного импульса амплитуды $a_0 = 5$ с плазменными слоями плотностями $n_0 = 12$ (слева, регулярный режим) и $n_0 = 11$ (справа, хаотический режим). Сверху приведены спектры отражённых сигналов, снизу – вид сигнала после наложения высокочастотного фильтра

сильнее амплитуда колебаний границы и, следовательно, выше энергия колеблющихся частиц. В недавних работах [20, 21] было показано, что излучение гармоник хорошо описывается синхротронным механизмом, для которого максимальный номер генерируемой гармоники пропорционален кубу энергии электронов. Таким образом, уменьшение плотности плазмы должно приводить к увеличению количества гармоник. Однако для получения аттосекундного импульса необходимо, чтобы генерируемые гармоники были жёстко связаны по фазе, что обычно достигается когерентностью движения электронов в плазме, обеспечиваемой их когерентностью с падающим лазерным импульсом. Однако в режиме хаотических колебаний генерируемые гармоники некогерентны и, следовательно, порог хаотического режима является оптимальным значением плотности плазмы с точки зрения генерации аттосекундных импульсов максимальной амплитуды и минимальной длительности.

Наконец, наличие хаотического режима взаимодействия существенно изменяет порог релятивистской самоиндуцированной прозрачности для линейно-поляризованного излучения по сравнению с циркулярно поляризацией. В работах [15, 16] было показано, что в

ультрарелятивистском пределе в пренебрежении температурой электронов и движением ионов пороговая амплитуда циркулярно-поляризованного импульса определяется выражением

$$a_0^{RSIT} = \frac{27}{64} n_0^2 \quad (10)$$

В то же время для линейной поляризации пороговое значение совпадает с тем, которое получается из приближения бегущей плоской волны:

$$a_0^{RSIT} = \sqrt{n_0^2 - 1} \approx n_0 \quad (11)$$

Такое сильное различие связано с тем, что в случае циркулярной поляризации большое значение играет стрикционная (или пондеромоторная) нелинейность, которая приводит к группировке отжимаемых лазерным импульсом электронов в остром пике с высокой концентрацией. Наличие этого пика частично компенсирует релятивистское увеличение эффективной массы электронов, которое и приводит в конечном счёте к наступлению самоиндуцированной прозрачности. В случае же линейной поляризации роль стрикционной нелинейности сильно снижена, поскольку в силу наступления хаотических колебаний острый электронный пик практически полностью размывается, что и приводит к справедливости выражения (11), определяемого исключительно релятивистскими эффектами.

В третьей главе изложены основные результаты исследований двух прикладных задач взаимодействия релятивистски интенсивного лазерного излучения с плазмой, в которых используется метод стационарных плазменно-полевых структур, разработанный в первой главе.

Вначале в главе исследуется эффект релятивистски индуцированной прозрачности слоя, наблюдающийся в плазменных слоях конечной толщины. Эффект связан с пондеромоторным отжатием всех электронов слоя в тонкий слой, в котором все электроны вращаются с околосветовой скоростью. Наличие ограничения на скорость движения электронов приводит к насыщению отражательной способности слоя, что в свою очередь приводит к резкому падению коэффициента отражения при наступлении эффекта.

На основе разработанного в первой главе метода стационарных структур показано, что пороговая амплитуда, при которой наступает просветление определяется выражением

$$I_{th} = \left(\frac{n_0 L}{2} \right)^2, \quad (12)$$

где интенсивность нормирована на так называемое релятивистское значение $I_{rel} [\text{Вт/см}^2] = m^2 \omega^2 c^3 / 4\pi e^2 \approx 2,75 \times 10^{18} \lambda^{-2} [\text{мкм}]$.

Если рассмотреть взаимодействие с тонким плазменным слоем лазерного импульса, имеющего некую огибающую и максимальную интенсивность, превышающую пороговую, то можно показать, что прошедший импульс будет иметь значительно более крутой передний фронт, нежели падающий. Действительно, передняя часть импульса, интенсивность которого ниже пороговой, практически полностью отразится, а оставшаяся часть пройдёт с небольшими потерями. Этот эффект может быть использован для предельного укручения передних фронтов лазерных импульсов. Проведённый анализ был подтверждён численным расчётом в одномерной и трёхмерной геометрии.

На рис. 6 приведён результат трёхмерного численного расчёта режима релятивистски индуцированной прозрачности слоя. Лазерный импульс с гауссовой огибающей шириной 8 мкм и длительностью 33 фс, имеющий максимальную интенсивность 10^{22} Вт/см^2 , был сфокусирован на плазменный слой толщиной 1 мкм и критичностью $n_0 = 15$. Прошедший импульс имеет резкий передний фронт: интенсивность нарастает от 10^{17} до 10^{22} Вт/см^2 на временах порядка 3 фс (один период поля). Следует также отметить, что в момент просветления электроны испытывали поперечную неустойчивость, что приводило к некоторым искажениям на переднем фронте импульса, однако, величина этих искажений не превышала величины порядка 10 %.

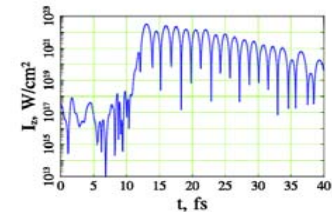


Рис. 6. Результат трёхмерного численного расчёта предельного укручения переднего фронта лазерного импульса. Сплошной линией показан модуль заполнения прошедшего импульса в логарифмическом масштабе

Второй проблемой, рассматриваемой в третьей главе, является ускорение протонов и лёгких ионов в твердотельных мишенях. В работе предлагается новая схема ускорения, основанная на квазистационарном перераспределении электронов внутри мишени, состоящей из тяжёлых ионов, под действием пондеромоторной силы со стороны лазерного излучения. При этом задача заключается в создании максимально возможного перепада потенциала на слое, который и используется для ускорения лёгких пробных ионов, пролетающих через весь слой. То есть в

отличие от традиционных схем ускоряемые ионы изначально должны помещаться в начале слоя.

Анализ, проведённый на основе метода стационарных структур, разработанного в первой главе, показал, что при заданной интенсивности излучения максимальная энергия, до которой можно ускорить протоны, определяется выражением

$$\varepsilon_p = \frac{2I}{n_0}, \quad (13)$$

при этом толщина слоя должна составлять величину $L > 2a/n_0$ (a – амплитуда импульса, $I = a^2$). Из выражения (13) видно, что чем меньше плотность плазмы в мишени, тем выше энергия ускоряемых протонов. Проведённое численное моделирование показало, что минимально возможная концентрация плазмы определяется порогом релятивистской самоиндуцированной прозрачности. На основе оценки пороговой концентрации, сделанной в работе [15], определена максимально возможная энергия протонов при заданной интенсивности излучения в случае оптимального выбора параметров слоя (концентрации и толщины):

$$\varepsilon_p \approx \left(\frac{27}{4}\right)^{1/4} I^{3/4} \quad (14)$$

Простые оценки показывают, что имея излучение интенсивностью 10^{22} Вт/см² на длине волны 800 нм (титан-сапфировый лазер), можно ускорить протоны до энергии порядка 0,5 ГэВ. При этом необходимо иметь мишень с параметром $n_0 \approx 12$, что соответствует электронной концентрации $N_e \approx 10^{22}$ см⁻³ (что в десятки раз ниже, чем в твёрдом теле, на практике это может быть достигнуто, например, использованием нанопористых материалов), и толщиной $L \approx 17c/\omega \approx 2,7\lambda \approx 2200$ нм.

При построении вышеописанной модели было использовано стационарное приближение, которое справедливо только на временах много меньших времени отклика ионов в слое. Это означает, что для эффективного ускорения протонов и лёгких ионов требуется использовать плазменные слои с ионами, имеющими большое отношение массы к заряду, чтобы они не сдвигались на значительные расстояния по сравнению с ускоряемыми частицами. Также схема накладывает достаточно жёсткие условия на длительность лазерного импульса, поскольку он не должен быть слишком коротким, чтобы не кончился до того, как протоны будут ускорены, но и не должен нарастать слишком медленно, чтобы протоны не обогнали отжимаемую границу электронов. В оптимальном режиме, приведённом выше, длительность гауссова импульса должна составлять порядка 20 фс.

Аналитически полученные результаты были проверены в одномерном и трёхмерном численных расчётах. Одномерное моделирование с хорошей степенью точности подтвердило аналитические оценки, однако в трёхмерном моделировании проявилась значительная роль поперечных неустойчивостей, которые развиваются на границе электронного слоя вблизи порога прозрачности. Это заставило увеличить используемую плотность плазмы, что привело к ухудшению результата.

В расчёте был использован слой толщиной 1 мкм с параметром закритичности $n_0 = 20$. В качестве ускоряемых ионов были использованы протоны, размещённые в слое толщиной 200 нм. Фоновую плазму составляли ионы золота Au^{10+}_{197} . Был использован гауссов импульс длительностью 3 периода поля и шириной в 8 мкм с несущей длиной волны 1 мкм. Амплитуда импульса в максимуме составляла $a_0 = 50$. В результате на выходе из слоя получился пучок протонов со средней энергией в районе 140—150 МэВ и разбросом по энергиям менее 10 %. Пучок также оказался хорошо коллимированным: разброс по углам не превысил нескольких мрад.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. Для слоя закритической плазмы, облучаемой релятивистски интенсивным лазерным излучением, с учётом конечной температуры электронов в приближении неподвижных ионов развит аналитический метод построения стационарных структур, представляющих собой электронные слои, разделённые кавитационными областями, практически полностью лишёнными электронов. Показано, что эти решения являются всюду гладкими аналогами кусочно-непрерывных решений, получаемых в приближении нулевой температуры электронов.
2. Предложен новый механизм эффекта релятивистской самоиндуцированной прозрачности при падении циркулярно-поляризованного излучения на слой закритической плазмы. Механизм связан с потерей устойчивости граничными электронами. При превышении падающей амплитуды пороговой величины электроны начинают движение навстречу падающему излучению, понижая тем самым плотность плазмы в области эффективного взаимодействия.
3. Показано, что при падении на слой закритической плазмы линейно-поляризованного излучения взаимодействие носит принципиально динамический характер. Обнаружен неизвестный ранее эффект хаотизации колебаний резкой границы закритической плазмы в поле интенсивной волны. Показано, что хаотизация колебаний границы плазмы приводит к увеличению степени поглощаемой слоем лазерной энергии, к качественному изменению спектра высоких гармоник, генерируемых на границе, и к изменению порога релятивистской самоиндуцированной прозрачности по сравнению со случаем

циркулярно поляризованного импульса. Предложен механизм хаотизации колебаний граничных электронов, ответственный также за бесстолкновительный нагрев электронов и позволяющий повысить температуру электронов плазмы до релятивистских значений.

4. Предложен новый метод очистки релятивистски интенсивных лазерных импульсов от предимпульса, позволяющий формировать предельно короткие передние фронты. Метод основан на эффекте релятивистски индуцированной прозрачности слоя, заключающемся в резком падении коэффициента отражения слоя за критической плазмы при достижении интенсивностью падающего на слой лазерного импульса пороговой амплитуды. Дана оценка пороговой амплитуды эффекта. Показано, что контраст, полученный данным методом, может достигать величины $10^{12} : 1$ на временах порядка 30 фс. Проведённый анализ подтверждён одномерным и трёхмерным численным моделированием.
5. Предложена новая схема ускорения протонов и лёгких ионов при взаимодействии релятивистски интенсивного лазерного излучения с тонкими твердотельными фольгами. Показано, что при доступных на данный момент интенсивностях излучения возможно получение моноэнергетических коллимированных протонных пучков с энергиями на уровне сотен МэВ. Аналитические выкладки подтверждены одномерным и трёхмерным численным моделированием.

Цитируемая литература

- [1] *Strickland D., Mourou G.* Compression of amplified chirped optical pulses // *Optics Communications* 1985. V. 56, № 3. P. 219–221.
- [2] *Хазанов Е. А., Сергеев А. М.* Петаваттные лазеры на основе оптических параметрических усилителей: состояние и перспективы // *Успехи физических наук* 2008. Т. 178, № 9. С. 1006.
- [3] *Yanovsky V., Chvykov V., Kalinchenko G., Rousseau P., Planchon T., Matsuoka T., Maksimchuk A., Nees J., Cheriaux G., Mourou G., Krushelnick K.* Ultra-high intensity 300-TW laser at 0.1 Hz repetition rate // *Opt. Express* 2008. V. 16, № 3. P. 2109–2114.
- [4] *Mourou G. A., Tajima T., Bulanov S. V.* Optics in the relativistic regime // *Rev. Mod. Phys.* 2006. V. 78, № 2. P. 309–371.
- [5] *Esarey E., Schroeder C. B., Leemans W. P.* Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators // *Rev. Mod. Phys.* 2009. V. 81, № 3. P. 1229–1285.
- [6] *Teubner U., Gibbon P.* High-order harmonics from laser-irradiated plasma surfaces // *Rev. Mod. Phys.* 2009. V. 81, № 2. P. 445–479.
- [7] *Tabak M., Clark D. S., Hatchett S. P., Key M. H., Lasinski B. F., Snavely R. A., Wilks S. C., Town R. P. J., Stephens R., Campbell E. M.,*

- Kodama R., Mima K., Tanaka K. A., Atzeni S., Freeman R.* Review of progress in Fast Ignition // *Physics of Plasmas* 2005. V. 12, № 5. P. 057305.
- [8] *Hatchett S. P., Brown C. G., Cowan T. E., Henry E. A., Johnson J. S., Key M. H., Koch J. A., Langdon A. B., Lasinski B. F., Lee R. W., Mackinnon A. J., Pennington D. M., Perry M. D., Phillips T. W., Roth M., Sangster T. C., Singh M. S., Snavely R. A., Stoyer M. A., Wilks S. C., Yasuike K.* Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of Petawatt laser pulses with solid targets // *Physics of Plasmas* 2000. V. 7, № 5. P. 2076–2082.
- [9] *Hegelich B. M., Albright B. J., Cobble J., Flippo K., Letzring S., Paffett M., Ruhl H., Schreiber J., Schulze R. K., Fernandez J. C.* Laser acceleration of quasi-monoenergetic MeV ion beams // *Nature* 2006. V. 439. P. 441–444.
- [10] *Schwoerer H., Pfotenhauer S., Jackel O., Amthor K.-U., Liesfeld B., Ziegler W., Sauerbrey R., Ledingham K. W. D., Esirkepov T.* Laser-plasma acceleration of quasimonoenergetic protons from microstructured targets // *Nature* 2006. V. 439. P. 445–448.
- [11] *Mulser P., Bauer D., Ruhl H.* Collisionless Laser-Energy Conversion by Anharmonic Resonance // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 101, № 22. P. 225002.
- [12] *Ахиезер А. И., Половин Р. В.* Теория волнового движения электронной плазмы // *ЖЭТФ.* 1956. Т. 30. С. 915.
- [13] *Marburger J. H., Tooper R. F.* Nonlinear Optical Standing Waves in Overdense Plasmas // *Phys. Rev. Lett.* 1975. V. 35, № 15. P. 1001–1004.
- [14] *Felber F. S., Marburger J. H.* Nonlinear Optical Reflection and Transmission in Overdense Plasmas // *Phys. Rev. Lett.* 1976. V. 36, № 20. P. 1176–1180.
- [15] *Cattani F., Kim A., Anderson D., Lisak M.* Threshold of induced transparency in the relativistic interaction of an electromagnetic wave with overdense plasmas // *Phys. Rev. E* 2000. V. 62, № 1. P. 1234–1237.
- [16] *Kim A., Cattani F., Anderson D., Lisak M.* New regime of anomalous penetration of relativistically strong laser radiation into an overdense plasma // *JETP Letters.* 2000. V. 72, № 5. P. 241–244.
- [17] *Tushentsov M., Kim A., Cattani F., Anderson D., Lisak M.* Electromagnetic Energy Penetration in the Self-Induced Transparency Regime of Relativistic Laser-Plasma Interactions // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 87, № 27. P. 275002.
- [18] *Коржиманов А. В., Еремин В. И., Ким А. В., Тушенцов М. Р.* О взаимодействии релятивистски сильных электромагнитных волн со слоем закритической плазмы // *ЖЭТФ.* 2007. Т. 132, № 4. С. 771–784.
- [19] *Lefebvre E., Bonnaud G.* Nonlinear electron heating in ultrahigh-intensity-laser-plasma interaction // *Phys. Rev. E* 1997. V. 55, № 1. P. 1011–1014.

- [20] Gordienko S., Pukhov A., Shorokhov O., Baeva T. Relativistic Doppler Effect: Universal Spectra and Zeptosecond Pulses // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93, № 11. P. 115002.
- [21] Baeva T., Gordienko S., Pukhov A. Theory of high-order harmonic generation in relativistic laser interaction with overdense plasma // Phys. Rev. E 2006. V. 74, № 4. P. 046404.

Основные материалы диссертации опубликованы в работах:

- 1*. Коржيمانов А.В., Еремин В.И., Ким А.В., Тушенцов М.Р. О взаимодействии релятивистски сильных электромагнитных волн со слоем закритической плазмы // ЖЭТФ. 2007. Т. 132, № 4. С. 771–784.
- 2*. Коржيمانов А.В., Гоносков А.А., Ким А.В., Сергеев А.М. Об ускорении протонов и легких ионов до энергий ГэВ при взаимодействии сверхсильного лазерного излучения со структурированной плазменной мишенью // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86, № 9. С. 662–669.
- 3*. Gonoskov A.A., Korzhimanov A.V., Eremin V.I., Kim A.V., Sergeev A.M. Multicascade proton acceleration by a superintense laser pulse in the regime of relativistically induced slab transparency // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102, № 18. Art. no. 184801.
- 4*. Korzhimanov A.V., Kim A.V. Plasma-field structures during relativistic laser interaction with overdense plasmas at finite electron temperatures // Eur. Phys. J. D. 2009. V. 55, № 2. P. 287–292.
- 5*. Eremin V.I., Korzhimanov A.V., Kim A.V. Relativistic self-induced transparency effect during ultraintense laser interaction with overdense plasmas: Why it occurs and its use for ultrashort electron bunch generation // Phys. Plasmas. 2010. V. 17, № 4. Art. no. 043102.
- 6*. Коржيمانов А.В., Сергеев А.М. Петаваттные и аттосекундные источники света – новые рубежи лазерной физики // В кн.: Нелинейные волны'2008 (отв. ред. А.В. Гапонов-Грехов, В.И. Некоркин). Н. Новгород: ИПФ РАН, 2009. С. 9–23.
- 7*. Коржيمانов А.В. Структуры релятивистски сильного лазерного поля в плазме с конечной температурой // Материалы научной школы-конференции «Нелинейные дни в Саратове для молодых — 2004». Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 2004. С. 233–236.
- 8*. Коржيمانов А.В., Ким А.В. Прохождение релятивистски сильного лазерного излучения сквозь слой закритической плазмы // Труды (девятой) научной конференции по радиофизике «Факультет – ровесник победы». Нижний Новгород: ТАЛАМ, 2005. С. 165–166.
- 9*. Korzhimanov A.V., Kim A.V. Transmission of relativistically strong laser radiation through overdense plasma layer // Proc. of Int. Symposium «Topical Problems of Nonlinear Wave Physics» (NWP–2005), Nizhny

- Novgorod, August 2–9, 2005 (NWP-2 High-field Laser Physics, ed. by Alexander Sergeev). P. 64–65.
- 10*. *Коржиманов А.В.* Прохождение релятивистски сильного лазерного излучения сквозь слой закритической плазмы // Нелинейные волновые процессы. Конференция молодых ученых. Тезисы докладов. 1–7 марта 2006г. Н. Новгород – 2006. С. 87–88.
- 11*. *Коржиманов А.В., Ким А.В.* Динамика слоя закритической плазмы в поле релятивистски сильной лазерной волны // Труды (десятой) научной конференции по радиофизике, посвященной 90–летию ННГУ и 100-летию со дня рождения Г.С. Горелика. Нижний Новгород: ТАЛАН, 2006. С. 165–166.
- 12*. *Коржиманов А.В.* Численное моделирование системы уравнений Власова — Максвелла при облучении плазменного слоя релятивистски сильным лазерным излучением // 12-ая Нижегородская сессия молодых ученых (естественнонаучные дисциплины), 16–21 апреля 2007. Нижний Новгород, 2007. С. 99–100.
- 13*. *Коржиманов А.В., Ким А.В.* Взаимодействие релятивистски сильного лазерного излучения с плоским слоем прозрачной плазмы // Труды (одиннадцатой) научной конференции по радиофизике, посвященной 105-й годовщине со дня рождения М.Т. Грековой. Нижний Новгород: ТАЛАН, 2007. С. 117–118.
- 14*. *Korzhimanov A.V., Kim A.V.* The structure of the plasma wake field induced by superintense laser pulse and generation of the relativistic electrons in underdense plasma layer // Proc. of III Int. Conf. «Frontiers of Nonlinear Physics» (FNP–2007), Nizhny Novgorod, July 3–9, 2007. P. 102.
- 15*. *Korzhimanov A.V., Kim A.V.* The structure of the plasma wake field induced by superintense laser in highly non-linear regime // Proc. of The 1st Int. Conf. on Ultra-intense Laser Interaction Science (ULIS07), Bordeaux, France, October 1–5, 2007. P. 102.
- 16*. *Коржиманов А.В.* Ускорение легких ионов в разреженной мишени при ее облучении сверхсильным лазерным импульсом // Нелинейные волны — 2008: XIV Научная школа «Фундаментальные и прикладные проблемы нелинейной физики»: конференция молодых ученых. 1–7 марта 2008. Н. Новгород, 2008. С. 84–85.
- 17*. *Коржиманов А.В.* Ускорение пучков лёгких ионов в разреженных твердотельных мишенях при их облучении сверхсильным лазерным импульсом // 13-ая Нижегородская сессия молодых ученых (естественнонаучные дисциплины), 20–25 апреля 2008. Нижний Новгород, 2008.
- 18*. *Коржиманов А.В.* Генерация пучков высокоэнергетичных ионов при взаимодействии сверхсильного лазерного излучения с разреженными

- мишенями // Труды (двенадцатой) научной конференции по радиофизике, посвященной 90-й годовщине со дня рождения М. М. Кобрин. Нижний Новгород: ТАЛАН, 2008. С. 128–129.
- 19* *Korzhimanov A.V., Gonoskov A.A., Kim A.V., Sergeev A.M.* Light ions acceleration in rarefied targets irradiated by superstrong laser pulses // Proc. of Int. Symposium «Topical Problems of Nonlinear Wave Physics» (NWP–2008), Nizhny Novgorod, July 20–26, 2008 (NWP-2 Physics of Extreme Light, ed. by Alexander Sergeev). P. 41.
- 20* *Korzhimanov A., Gonoskov A., Kim A., Sergeev A.* Proton and light ion acceleration in rarefied targets irradiated by superstrong laser pulses // Proc. of The Fourteenth Int. Congress on Plasma Physics (ICPP–2008), Fukuoka, Japan, September 8–12, 2008. P. 344.
- 21* *Коржиманов А.В.* Одномерные стационарные структуры в релятивистском режиме взаимодействия лазерного излучения с закритической плазмой при наличии конечной температуры электронов // 14-ая Нижегородская сессия молодых ученых (естественнонаучные дисциплины), 19–24 апреля 2009. Нижний Новгород, 2009. С. 69–70.
- 22* *Коржиманов А.В., Ким А.В.* Анализ стационарных одномерных релятивистских лазерно-плазменных структур при учёте конечной температуры электронов // Труды (тринадцатой) научной конференции по радиофизике, посвященной 85-летию со дня рождения М. А. Миллера. Нижний Новгород: ТАЛАН, 2009. С. 108–109.
- 23* *Korzhimanov A.V., Kim A.V.* Chaotic Oscillations of the Surface in Super-intense Laser Interaction with Foils // Technical Digest of Russian–French–German Laser Symposium (RFGLS2009), Nizhny Novgorod, Russia, May 17–22, 2009. P. 111.
- 24* *Korzhimanov A.V.* Transition to chaotic regime of surface oscillations in super-intense laser interaction with sharp overdense plasmas // Proc. of The 2nd Int. Conf. on Ultraintense Laser Interaction Science (ULIS09), Laboratori Nazionale di Frascati, Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Italy, May 24–29, 2009. P. 111.
- 25* *Коржиманов А.В.* Предельное увеличение контраста и укрупнение переднего фронта лазерного импульса в режиме релятивистски индуцированной прозрачности слоя // Нелинейные волны — 2010: XV Научная школа «Фундаментальные и прикладные проблемы нелинейной физики»: конференция молодых ученых. 1–7 марта 2010. Н. Новгород, 2010.

КОРЖИМАНОВ Артём Владимирович

**КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИ ИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ С ЗАКРИТИЧЕСКОЙ ПЛАЗМОЙ**

Автореферат

Подписано к печати 13.11.10. Формат $60 \times 90^{1/16}$.
Бумага офсетная № 1. Печать офсетная. Усл. печ. л. 1,5.
Тираж 100 экз. Заказ № 64 (2009).

Отпечатано в типографии Института прикладной физики РАН
603950 Н. Новгород, ул. Ульянова, 46