

Российская Академия Наук  
Физический институт им. П.Н. Лебедева

На правах рукописи

УДК 533.951, 533.932

Бочкарев Сергей Геннадьевич

**ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ  
РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ЧАСТИЦ В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ**

Специальность 01.04.21 – лазерная физика

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва – 2007

Работа выполнена в Отделении квантовой радиофизики им. Н.Г. Басова  
Физического института им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук

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

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,  
Андреев Николай Евгениевич

кандидат физико-математических наук,  
Сахаров Александр Сергеевич

Ведущая организация: Федеральное государственное унитарное предпри-  
ятие Научно-производственная корпорация "ГОИ им. С.И. Вавилова"

Защита состоится 28 мая 2007 года в 12 часов на заседании Диссертационного  
совета К002.023.02 в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН)  
по адресу: 119991, Москва, Ленинский просп., 53.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФИАН.

Автореферат разослан “\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2007 г.

Ученый секретарь Диссертационного совета  
доктор физико-математических наук

Чуенков В.А.

# ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

## Актуальность темы

Исследования по воздействию мощного лазерного излучения на вещество свидетельствуют о формировании в образующейся плазме неравновесных распределений частиц как электронов, так и ионов. В частности, для высоких поглощенных потоков лазерного излучения, характерных для экспериментов по проблеме лазерного термоядерного синтеза (ЛТС), возникает существенное перераспределение электронов по скоростям. Такое перераспределение обуславливает своеобразный перенос энергии, называемый нелокальным переносом. Часто воздействие мощного лазерного излучения на плазму сопровождается появлением частиц сверхвысоких энергий, что привлекает повышенный интерес в связи с проводимыми в настоящее время экспериментами и предлагаемыми практическими приложениями.

Если для исследований по ЛТС, ведущихся около 40 лет, характерны достаточно длинные, наносекундные, лазерные импульсы с интенсивностями в диапазоне  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> ÷  $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>, то в последнее время в связи с бурным развитием лазерных технологий появился новый объект исследований – фемтосекундная лазерная плазма, образованная сверхмощными ультракороткими импульсами. Соответствующие лазерные системы обеспечивают пиковую мощность до 1 ПВт, а интенсивность в фокусе лазера доходит до  $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>. Исследования неравновесных распределений частиц в фемтосекундной плазме является передовым научным направлением.

Для интерпретации данных экспериментов, в которых наблюдаются сильнонервновесные распределения частиц, требуется привлечение адекватных теоретических моделей. Так, важным направлением исследований по проблеме ЛТС является кинетическое описание явлений переноса и прежде всего переноса энергии. При этом теплоперенос связан с надтепловыми электронами. Поэтому необходимо корректно описывать их перераспределение под действием самосогласованного амбиполярного электрического поля.

На протяжении многих лет для описания переноса тепла в плазме использовалась классическая теория теплопроводности Спитцера-Брагинского [1-2]. Однако, эта теоретическая модель справедлива при достаточно плавных градиентах неоднородности температуры:  $\lambda_{ei}/L < 10^{-2}/\sqrt{Z} \lll 1$ , где  $\lambda_{ei}$  –

длина свободного пробега электронов,  $L$  – масштаб пространственной неоднородности электронной температуры, а  $Z$  – кратность ионизации ионов. В то же время, в условиях ЛТС-экспериментов интерес представляют значительно более сильные неоднородности плазмы, при которых нужно учитывать нелокальные эффекты в переносе тепла. В этих условиях теория Спитцера-Брагинского даёт завышенную оценку для электронного теплового потока и неадекватно описывает вклад надтепловых электронов. Простые оценки показывают, что уже при электронных тепловых потоках  $> 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> в области энерговыделения, где плотность плазмы порядка критической, необходимо отказываться от классической теории Спитцера-Брагинского. Это актуальное направление современных исследований по физике лазерной плазмы все еще недостаточно разработано. К настоящему времени была создана достаточно полная линейная нелокальная теория [3], справедливая для малых возмущений температуры. Был также предложен ряд полуаналитических и феноменологических нелинейных нелокальных теорий. Однако, до сих пор отсутствует последовательная нелинейная нелокальная теория переноса тепла. Построение такой теории важно для экспериментов по ЛТС, для создания практической модели электронной теплопроводности, пригодной для использования в глобальном численном моделировании сжатия термоядерных мишеней. Также построение такого рода теории важно для других сопутствующих явлений в лазерной плазме, обусловленных возникающей неравновесной функцией распределения электронов, включая волновые явления, поглощение, гидродинамические и кинетические неустойчивости и т.д. В первой главе данной диссертации делается шаг в направлении создания элементов такой теории.

Эксперименты со сверхмощными лазерными импульсами, которые осуществляются в настоящее время и планируются в будущем, нацелены, в частности, на получение высокоэнергетичных электронов с энергией вплоть до нескольких ГэВ. Пучки релятивистских электронов предполагается использовать для быстрого поджига термоядерных мишеней, в качестве яркого ультракороткого источника жесткого рентгеновского излучения, для создания аттосекундных электромагнитных импульсов и для медицинских целей. Известно большое число механизмов ускорения электронов в лазерной плазме,

привлекающих практический интерес. Одним из них является прямое ускорение электронов лазерным импульсом. Распространенным теоретическим подходом к описанию прямого ускорения электронов является метод пробных частиц т.е. анализ движения пробных частиц в лазерных полях. Отсюда можно получить информацию об угловом и энергетическом распределениях ускоренных электронов и оценить эффективность схем прямого ускорения, чему посвящена вторая глава диссертации.

В последнее время особый интерес вызывает использование мощных лазерных импульсов субпикосекундной длительности для ускорения ионов до энергий мультимэВного диапазона. Эксперименты, проведенные в ряде лабораторий мира, указывают на возможность получения высокой эффективности (до 10%) преобразования энергии лазера в коллимированные пучки сверхбыстрых ионов. Актуальность исследований по лазерному ускорению ионов связана с обсуждаемыми возможными применениями ускоренных ионов, включающими создание компактного нейтронного источника, получение короткоживущих изотопов, ядерные эксперименты на сверхкоротких промежутках времени, получение источников частиц для адронной терапии и ионной радиологии.

Среди механизмов ускорения ионов короткими лазерными импульсами наиболее обсуждаемым, из-за его практической ценности, является механизм ускорения частиц при сильном нарушении квазинейтральности плазмы. Этому посвящена третья глава диссертации. Для типичных экспериментов характерен многокомпонентный состав плазмы, включающий как различные энергетические группы электронов, так и ионы разных сортов и разной кратности ионизации. Это приводит к существенному усложнению теории, которая до недавнего времени базировалась, в основном, на гидродинамическом описании [4,5]. Однако такое описание не может учитывать эффекты многопоточности, которые наиболее характерны для плазмы со многими сортами частиц. Для последовательного описания ускорения ионов из многокомпонентной плазмы необходимо исходить из кинетического рассмотрения. Таким образом, создание кинетической модели для описания ускорения ионов в многокомпонентной плазме представляет практический интерес. В частности, приоритетной задачей современных исследований по лазерному ускоре-

нию частиц является нахождение условий формирования сгустков ускоренных ионов с узким энергетическим спектром.

### **Цели диссертационной работы**

1. Целью первой части данной работы являлось кинетическое исследование неравновесных квазистационарных распределений электронов и неклассической электронной теплопроводности в условиях достаточно сильной пространственной неоднородности лазерной плазмы, когда выполняется неравенство:  $10^{-2}/\sqrt{Z} < \lambda_{ei}/L < 1$ .
2. Цель второй части данной работы заключалась в изучении прямого ускорения электронов релятивистски сильным ультракоротким лазерным импульсом при его фокусировке в фокальное пятно размером порядка дифракционного предела, а также в изучении прямого ускорения электронов линейно поляризованным квазиплоским лазерным импульсом, распространяющимся с групповой скоростью, отвечающей модели однородной плазменной среды.
3. Целью третьей части данной работы являлась разработка гибридной модели Больцмана-Власова-Пуассона (БВП) и ее использование для описания пространственно-временных и энергетических распределений ускоренных ионов многокомпонентной плазмы на тыльной стороне мишени под действием поля разделения зарядов, обусловленного горячими электронами, которые генерирует лазер.

### **Научная новизна работы**

1. Разработан метод квазиавтомодельных решений кинетического уравнения с интегралами столкновений в форме Ландау для описания неравновесных распределений электронов в пространственно неоднородной плазме, когда  $\lambda_{ei}/L < 10^{-2}/\sqrt{Z} < 1$ , и на его основе найден неклассический коэффициент теплопроводности.
2. Предложен подход к описанию прямого ускорения электронов остросфокусированным лазерным импульсом с использованием строгого решения уравнений Максвелла, описывающего фокусировку света в пятно диаметром  $\approx \lambda$ , где  $\lambda$  – длина волны лазерного импульса.

3. Выполнено исследование механизма прямого лазерного ускорения электронов линейно поляризованным лазерным импульсом с групповой скоростью, отвечающей модели однородной плазменной среды.
4. Разработана гибридная модель для изучения электростатического ускорения ионов в многокомпонентной лазерной плазме. С ее использованием обнаружен и исследован эффект формирования квазимоноэнергетических групп ионов ускоренных из гомогенной лазерной мишени. Предложен подход, позволяющий описывать генерацию быстрых ионов лазерными импульсами заданной формы.

**Практическая ценность** результатов состоит в:

1. разработке нелинейной кинетической теории теплопереноса и сопутствующих электромагнитных явлений в условиях, характерных для экспериментов по ЛТС, когда классическая теория переноса неприменима;
2. разработке моделей прямого ускорения электронов мощными световыми импульсами для целей создания источника релятивистских электронов на основе лазера;
3. разработке гибридной ВВП модели и нахождении характеристик ускоренных ионов из многокомпонентной плазмы применительно к экспериментам по лазерному ускорению ионов и разработке практических схем получения ионных сгустков с квазимоноэнергетическим спектром.

### **Положения, выносимые на защиту**

1. Найдено решение стационарного кинетического уравнения для электронов с самосогласованным электрическим полем в квазиавтомодельной форме для плазмы с достаточно резкими пространственными градиентами,  $10^{-2}/\sqrt{Z} < \lambda_{ei}/L < 1$ . На его основе получен коэффициент теплопроводности для типичных в условиях ЛТС лазерных интенсивностей,  $10^{14} \text{ Вт/см}^2 < I < 10^{16} \text{ Вт/см}^2$ , а также вычислены: декремент затухания плазменных волн, инкремент ионно-звуковой неустойчивости обратного тока и спектральная функция томсоновского рассеяния света.

2. С использованием метода пробных частиц решена задача о прямом ускорении электронов полем релятивистски сильного лазерного импульса ( $I > 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>), сфокусированного в пятно размером, соизмеримым с длиной волны света, и получены энергия, набираемая электронами, и их угловое распределение. Развита модель прямого лазерного ускорения электронов квазиплоским линейно поляризованным импульсом, распространяющимся в среде, и найдены пороговая лазерная интенсивность и пространственная длина, при которых происходит ускорение.
3. На основе предложенной гибридной модели БВП, учитывающей горячие и холодные электроны, а также многокомпонентный ионный состав лазерной мишени, получены пространственно-временные распределения и спектры ускоренных ионов. Показано, что при учете пространственного разделения зарядов для формирования квазимоноэнергетической группы легких ускоренных из гомогенной лазерной мишени ионов не требуются ограничения по ее композиционному составу, известные из предшествующей квазинейтральной теории ионного ускорения.

## **Публикации**

По теме диссертации опубликовано 7 печатных работ, список которых приведен в конце автореферата.

### **Апробация работы**

Основные результаты докладывались на конференциях: XXVII-Европейской конференции по взаимодействию лазерного излучения с веществом (Москва 2002), конференции отделения физики плазмы Американского физического общества (США, Флорида, 2002), на пятом международном рабочем совещании по физике взаимодействия лазерного излучения с плазмой (Канада, Альберта, г. Банф, 2003), Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС (2004, 2005, 2006, 2007), конференции Европейского физического общества по физике плазмы (Великобритания, г. Лондон, 2004, г. Таррагона, Испания, 2005), конференции по аномальному поглощению (США, Орегон, 2004), четвертой международной конференции по инерциальному термоядерному синтезу и приложениям (Франция, г. Биаритц, 2005), конференции "Фундаментальные и прикладные проблемы современной физики" в рамках Российского научного форума "Демидовские чтения" (г. Москва, 2006), а также



докладывались на научных семинарах отдела лазерного термоядерного синтеза ОКРФ ФИАН и на научных конференция МФТИ (г. Долгопрудный, 2002, 2003, 2004, 2006).

Сделанные в диссертации выводы нашли подтверждение в численном моделировании и эксперименте. Найденные в диссертации алгебраические "хвосты" надтепловых электронов были обнаружены при фоккер–планковском моделировании, выполненном в Массачусетском технологическом институте (США) [I]. Исследованный в диссертации механизм прямого ускорения электронов линейно поляризованным лазерным импульсом был идентифицирован при многомерном моделировании методом частиц, выполненном в Институте вычислительных технологий (ИВТ) СО РАН [II]. Предсказанные квази-моноэнергетические ионы из гомогенной многокомпонентной плазмы были обнаружены в численном моделировании [6], выполненном в ФИАН, и экспериментально в Институте Макса Борна (Германия) [7].

### **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из введения, трех глав, и списка литературы. Текст иллюстрируют 34 рисунка и одна таблица, библиография содержит 150 наименований. Общий объем работы составляет 161 машинописных страниц.

## **СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ**

Во **введении** обоснована актуальность темы диссертационной работы, научная новизна, а также дан обзор литературы, сформулированы цели, описана структура работы, изложены положения, которые выносятся на защиту, практическая ценность работы, апробация и внедрение результатов.

В **главе 1 диссертации** развита кинетическая теория неравновесных распределений электронов и изучена зависимость неклассического коэффициента теплопроводности от параметров пространственно неоднородной плазмы и лазерного излучения. Глава состоит из шести параграфов и заключения.

В **§1.1** сформулирована физическая постановка и математическая формулировка задачи. Выведено упрощенное кинетическое уравнение с автономной скоростью исходя из кинетического уравнения с электрон-ионными (e-i) и электрон-электронными (e-e) интегралами столкновений в форме Ландау. При этом введены следующие упрощения. Во-первых, использовано диффузионном приближение, которое справедливо при  $\lambda_{ei}/L < 1$ . Это отвечает

учету в разложении функции распределения электронов (ФРЭ),  $f_e = f_e(v = |\mathbf{v}|, \mu, t, x)$  изотропной части,  $f_0$ , и первой анизотропной добавки,  $f_1$ . Таким образом:  $f_e = f_0 + \mu f_1$ , где  $\mu$  – косинус угла между вектором скорости  $\mathbf{v}$  и осью  $x$ , вдоль которой плазма пространственно неоднородна. Во-вторых, рассматривалось стационарное приближение, что отвечает медленности изменения температуры,  $T_e$ , плотности,  $n_e$  и теплового потока,  $q$ , на временных масштабах порядка обратной частоты е-е столкновений в плазме. Кроме того, плазма принималась квазинейтральной. Кратность ионизации ионов считалась большой, что позволило пренебречь влиянием е-е столкновений на угловую анизотропию ФРЭ.

В системе кинетических уравнений для  $f_0(x, v)$  и  $f_1(x, v)$  производился переход от переменных  $x, v$  к новым переменным: автомодельной скорости  $u = v/v_0(x)$  и параметру столкновительности  $\delta(x) = \sqrt{Z} \lambda_{ei}/L$ , определяемому через зависящие от  $x$   $\lambda_{ei}$  и  $L = |d \ln T_e/dx|^{-1}$ . Изотропная и анизотропные части ФРЭ искались в виде:

$$f_0 = \frac{n_e(x)}{4\pi M_2 v_0^3(x)} F_0(u, \delta), \quad f_1 = \frac{n_e(x)}{4\pi M_2 Z Y} \frac{dv_0}{dx} F_1(u, \delta), \quad M_n = \int_0^\infty u^n du F_0 \quad (1)$$

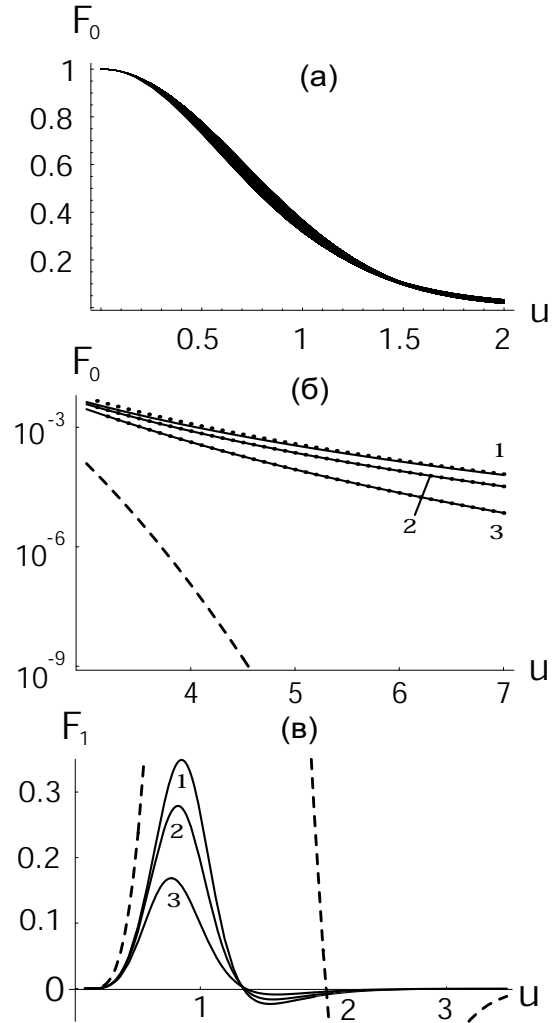
т.е. ФРЭ выражалась через свои моменты. В частности  $v_T = \sqrt{T_e/m_e} = v_0 \sqrt{M_4/M_2}$ , где  $m_e$  – масса электрона. Ниже под изотропной и анизотропной частями ФРЭ понимаются введенные здесь безразмерные функции  $F_0$  и  $F_1$ . Расчеты показали, что ФРЭ более слабо зависит от  $\delta$ , чем от  $u$ . В этом смысле  $\delta$  является параметром (слабой функцией  $x$ ), определяющим ФРЭ. Решение кинетического уравнения в форме (1) существует, если  $T_e$  и  $n_e$  удовлетворяют уравнению состояния (УС):  $n_e T_e^a = const$ ,  $a > 1$ , где  $a$  – параметр УС.

В §1.2 получено и исследовано решение для ФРЭ. Задача нахождения решения с учетом указанных приближений была сведена к решению системы пяти ОДУ первого порядка. Они описывают функцию  $F_0$ , её производную, и три потенциала Розенблюда. При этом, самосогласованное электрическое поле, входящее в эту систему уравнений и определяющееся из условия квазинейтральности плазмы, находилось с помощью итераций. На рис. 1а представлен целый набор симметричных частей ФРЭ  $F_0$  для  $a = 5/2$  в интервале значений столкновительного параметра  $0.01 \leq \delta \leq 10$ . Анализ задачи показывает, что у ФРЭ формируются "хвосты" надтепловых частиц т.е.  $F_0 \simeq C/u^{2a+3}$ , где

$C = C(\delta)$ . Эти алгебраические "хвосты" представлены на рис.1б. Одновременно с образованием степенных "хвостов" происходит обеднение основного тела ФРЭ подтепловыми электронами, что естественно связано с сохранением числа частиц. Анизотропная часть ФРЭ,  $F_1$ , представлена на рис. 1в. Кривые 1,2,3 на рис. 1б-в отвечают значениям параметра УС  $a = 1.1, 3/2, 5/2$  и  $\delta = 0.3$ .

Область значений  $F_1 < 0$  соответствует быстрым электронам, переносящим тепло, а область  $F_1 > 0$  связана с обратным током медленных электронов. Перераспределение частиц по энергиям приводит к тому, что с ростом  $\delta$  уменьшается характерная скорость тех электронов, которые вносят основной вклад в тепловой поток по сравнению сильно столкновительным пределом ( $\delta \rightarrow 0$ ).

В §1.3 исследованы глобальные характеристики плазмы в условиях неклассического переноса тепла в зависимости от параметра столкновительности и параметра УС. К этим характеристикам относится доля надтепловых электронов, самосогласованное электрическое поле и характерная скорость, отвечающая формированию "хвоста" надтепловых частиц. Кроме того в данном параграфе исследована зависимость неклассического коэффициента теплопроводности от  $\delta$  и  $a$ .



**Рис. 1:** Симметричная часть ФРЭ  $F_0$  (серия кривых) (а), "хвосты" симметричной части (б) и анизотропная часть  $F_1$  (в). Пунктиром показаны распределения, которые отвечают сильно столкновительному пределу.

Коэффициент теплопроводности связан с тепловым потоком соотношением:

$$q = -\kappa(T_e, \delta) \frac{dT_e}{dx},$$

$$\kappa = n_e \frac{v_T^5 (3M_2/M_4)^{5/2} M_5^1}{4ZY M_4}. \quad (2)$$

В сильно столкновительном пределе имеем следующее значение:

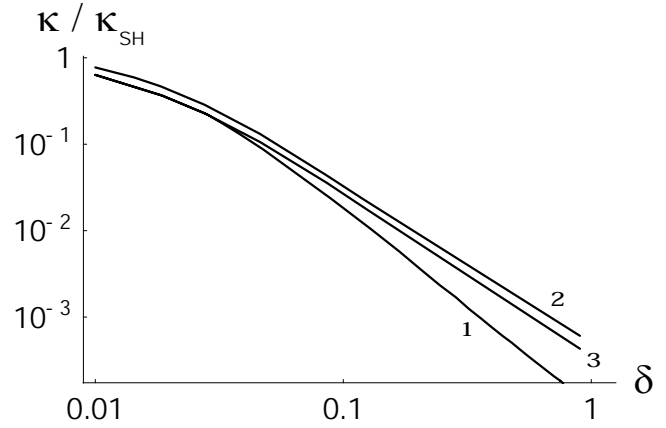
$$\kappa(\delta \rightarrow 0) = \kappa_{SH} = 128n_e v_{Te} \lambda_{ei} / 3\pi,$$

отвечающее пределу Спитцера-Брагинского. Безразмерный коэффициент теплопроводности пред-

ставлен на рис. 2 в зависимости от параметра столкновительности при различных значения параметра УС. Полученные результаты демонстрируют подавлением теплопереноса по сравнению с сильно столкновительным пределом. Из приведённых данных можно сделать вывод о немонотонной зависимости  $\kappa/\kappa_{SH}$  от параметра  $a$  для заданного  $\delta$ . Также в данном параграфе описан вклад различных групп частиц в теплоперенос, а также с использованием полученного  $\kappa$  найдены самосогласованные профили температуры.

В §1.4 исследовано влияние неравновесных распределений электронов на некоторые волновые свойства плазмы. Найденная ФРЭ использована для нахождения декремента затухания плазменных волн и инкремента ионно-звуковой неустойчивости, инициируемой обратным током холодных электронов в неоднородной плазме, в зависимости от параметра столкновительности и параметра УС. Расчеты демонстрируют, что перераспределение электронов по энергиям сильно влияет на указанные характеристики.

В §1.5 обсуждаются условия применимости развитой теоретической модели: применимость диффузионного приближения, квазиавтомодельного приближения и стационарного приближения. В частности, показано, что развитая теория применима при условии:  $AI\lambda^4\sqrt{Z} < 10^{16}\tau$ , где  $I$  – лазерная интенсивность, выраженная в Вт/см<sup>2</sup>,  $\lambda$  – длина волны в мкм,  $A$  – коэффициент трансформации лазерной энергии в тепловую, а  $\tau$  – длительность лазерного импульса в нс. Это неравенство выполняется для типичных усло-



**Рис. 2:** Зависимость безразмерного коэффициента теплопроводности  $\kappa/\kappa_{SH}$  от параметра столкновительности и параметра УС для  $a = 1.2$  (1),  $a = 3/2$  (2),  $a = 5/2$ .

вий современных экспериментов по ЛТС.

В §1.6 результаты исследований по неклассическому коэффициенту теплопроводности сопоставляются с результатами других известных теоретических и эмпирических подходов. Также найденный асимптотический скейлинг в виде степенных "хвостов" ФРЭ сопоставлен с результатами численного моделирования полного кинетического уравнения, которые подтвердили формирование степенных "хвостов" надтепловых частиц.

Во второй главе диссертации рассмотрено прямое ускорение электронов релятивистски сильным лазерным импульсом ( $I > 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>). При этом изучено ускорение как остросфокусированным импульсом, распространяющимся в вакууме, так и импульсом с квазиплоским волновым фронтом, распространяющимся в среде с заданной групповой скоростью. Глава состоит из двух параграфов и заключения.

В §2.1.1 рассмотрена физическая постановка задачи и математическая модель для описания распространения остросфокусированного лазерного пучка в вакууме. Предполагалось, что поляризованный вдоль оси  $x$  лазерный импульс фокусируется в пятно диаметром  $\sim \lambda$ . На входе, при  $z = 0$  распределение интенсивности задавалось в виде гауссового профиля, а лазерный пучок имел сходящийся волновой фронт. Электромагнитное поле определялось через вектор-потенциал,  $\mathbf{A} = \{A_x, 0, 0\}$ , заданный на входе в виде:

$$A_x(t, x, y, z = 0) = \frac{1}{2}A^0 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2\rho_0^2} - \frac{ik_0(x^2 + y^2)}{4\rho_0 f} - i\omega_0 t\right) + c.c. \quad (3)$$

Здесь  $k_0 = 2\pi/\lambda$ ,  $\omega_0 = ck_0$ ,  $A^0$  – медленно меняющаяся при  $z = 0$  функция времени,  $\rho_0$  – поперечный радиус пучка при  $z = 0$ ,  $f$  – обратная светосила т.е. отношение фокусного расстояния к диаметру пучка при  $z = 0$ . В данном разделе приводится решение волнового уравнения для  $A_x$ , определяемое по заданному на границе  $z = 0$  распределению (3). С учетом лоренцевой калибровки, из  $A_x$  можно найти все компоненты электрического и магнитного полей. Полученное точное решение не опирается на параксиальное приближение и позволяет описать поля лазерного пучка при фокусировке в дифракционный предел. В §2.1.2 рассмотрена структура электромагнитного поля пучка. В частности, изучена структура продольного электрического и магнитного полей. Особенностью фокусировки в дифракционный предел

является то, что продольные компоненты полей не малы по сравнению с поперечными компонентами. Раздел §2.1.3 посвящен исследованию ускорения электронов острофокусированным лазерным импульсом с симметричной по времени огибающей и изучению распределений ускоренных частиц по углам и энергиям вылета из фокальной области. В расчетах огибающая электромагнитного импульса, определенная в (3), была взята в виде:

$$A^0 \sim \theta \left(1 - \frac{\sigma}{\omega_0 \tau}\right) \theta \left(1 + \frac{\sigma}{\omega_0 \tau}\right) \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{\sigma}{\omega_0 \tau}\right), \quad \sigma = k_0 z - \omega_0 t + \omega_0 \tau, \quad (4)$$

где  $\theta$ –функция Хевисайда. Также были взяты следующие параметры лазерного импульса: длительность импульса  $\tau \approx 30$  фс по половинной интенсивности, фокальная интенсивность  $\approx 2 \cdot 10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>, радиус фокального пятна  $\approx \lambda/2$ . В рамках метода пробных частиц движение электронов описывалось релятивистским уравнением Лоренца, а начальное положение электронов выбирались вблизи фокуса лазерного импульса. Проведенный анализ показал, что в случае ускорения свободных электронов острофокусированным импульсом с огибающей (4) электроны вылетают под значительными углами к оси распространения лазерного импульса и не формируют узконаправленный пучок. Кроме того отсутствует жесткая корреляция между углом и энергией вылета электронов, характерная для ускорения электронов в приближении квазиплоской волны. Однако общей тенденцией является уменьшение угла при увеличении энергии вылета. Так на рис. 3 представлена зависимость энергии (а) и угла вылета (б) электрона от его начального положения на оси поляризации в фокальной плоскости. Первоначально покоящиеся электроны, расположенные изначально в окрестности фокуса, ускоряясь на переднем фронте импульса, очень быстро, всего за несколько оптических периодов, покидают область фокуса прежде чем могли бы испытать воздействие центральной, интенсивной части импульса. В результате, несмотря на чрезвычайно высокую концентрацию лазерной энергии, не возникает эффективного ускорения электронов. Больших значений энергии вылета электронов можно достичь при умеренной фокусировке, когда частицы дольше остается в фокальной области. Так более оптимально иметь радиус фокального пятна в 3-4 $\lambda$  при той же энергии лазерного импульса.

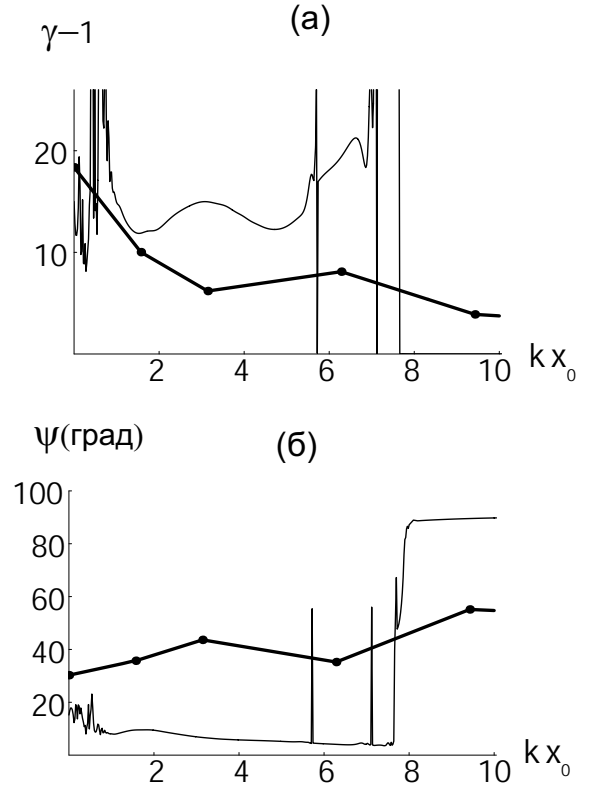
Также найдено, что максимальную энергию набирают электроны, находящиеся изначально на лазерной оси перед лазерным фокусом на расстоянии  $\approx \lambda$  от него.

В §2.1.4 рассмотрено ускорение электронов из предварительно ионизированной плазмы. Ионизация моделировалась тем, что электрон начинал свое движение уже находясь в сильном поле лазерного импульса. Так считалось, что это происходит, когда он испытывает воздействие электрического поля напряженностью  $E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2 + E_z^2} = E_{th}$ , которая достаточна для фотоионизации иона с заданной кратностью ионизации. Проведенные расчеты демонстрируют, что освобожденные при ионизации электроны имеют в несколько раз большую энергию по сравнению со случаем первоначально свободных электронов. В случае ионизации ионов  $Ti^{20+}$  максимальная энергия ускоренных фотоионизованных электронов увеличивается в 5 раз по сравнению со случаем первоначально свободных частиц для параметров лазерного импульса, указанных выше.

Параграф 2.2 посвящен изучению ускорения электронов линейно поляризованным электромагнитным импульсом ультракороткой длительности, который распространяется с групповой скоростью, отвечающей модели однородной плазменной среды. Электромагнитное поле поперечного импульса задавалось в виде:

$$\mathbf{A} = \left\{ A_x = A_0 \exp\left(-\frac{(z - v_g t)^2}{2c^2 \tau^2}\right) \sin[k_0(z - v_{ph} t)], 0, 0 \right\},$$

где  $v_g$  и  $v_{ph}$  – групповая и фазовая скорости волны, считающиеся параметрами задачи наряду с длительностью лазерного импульса ( $\tau$ ) и его интенсив-

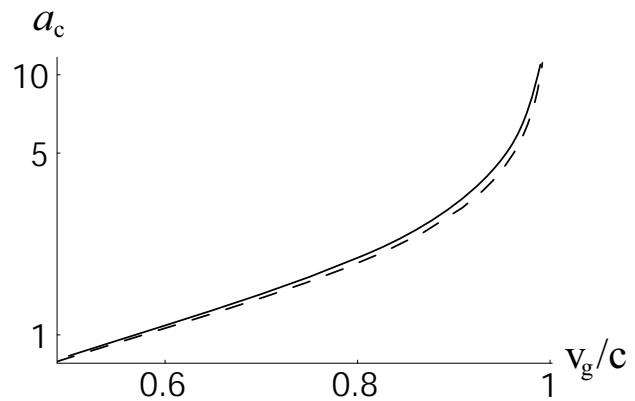


**Рис. 3:** Распределения ускоренных частиц. Зависимость энергии электронов (а) и их углов вылета  $\psi$  в градусах (б) от начального положения частицы  $x_0$  в фокальной плоскости вдоль оси  $x$ . Тонкие линии отвечают использованию параксиальных полей.

ностью ( $A_0$ ). В расчетах использовалось следующее соотношение для связи групповой и фазовой скоростей:  $v_g v_{ph} = c^2$ . С использованием модели пробных частиц были найдены пороговые значения интенсивности импульса в зависимости от  $v_g$ , при которых электрон отражается на его переднем фронте в системе отчета, движущейся с групповой скоростью. При этом в лабораторной системе отчета электрон обгоняет лазерный импульс.

Ускорение электронов в случае циркулярно поляризованного лазерного импульса описывается простыми аналитическими формулами, найденными Мак-Кинстри и Старцевым [8], однако решение уравнений Лоренца для импульса линейной поляризации не может быть выражено в простом аналитической виде. Выполненные численные расчеты свидетельствуют о том, что пороговые значения для отражения электрона линейно поляризованным электромагнитным импульсом незначительно превышают соответствующие значения для импульса циркулярной поляризации, что показано на рис. 4, где представлены расчеты для  $ct = 3\lambda$ . Этот результат заранее не был очевиден, так как в релятивистской режиме взаимодействия движения частиц описываются нелинейными уравнениями. Проведенные исследования были использованы для интерпретации двухмерных численных расчетов методом частиц по ускорению электронов в преплазме, образованной при взаимодействии лазерного предимпульса с тонкой мишенью (фольгой) [II].

В **третьей главе диссертации** с использованием гибридной БВП модели изучено ускорение ионов на тыльной стороне мишени под действием поля разделения зарядов, включая пространственно-временные и энергетические спектры разных сортов частиц.



**Рис. 4:** Зависимость пороговой интенсивности (выраженной через безразмерный параметр  $a_c = eA_0/m_e c^2$ ), при которой электрон отражается линейно поляризованным лазерным импульсом. Пунктирной кривой показан случай циркулярной поляризации.



В §3.1 описана физическая постановка решаемой задачи и математическая формулировка БВП модели. В начальный момент времени рассматривался слой однородной плазмы со скачкообразным изменением плотности ионов. Динамика разлета ионов плазмы описывалась в одномерном приближении с помощью уравнения Власова для функций распределения ионов различных сортов. Самосогласованное электрическое поле  $E(t, x) = -\partial\Phi/\partial x$ , выраженное через электрический потенциал,  $\Phi(t, x)$ , определялось из уравнения Пуассона. При этом как для горячих (ускоренных лазером) электронов, так и холодных (электронов мишени) принималось распределение Больцмана

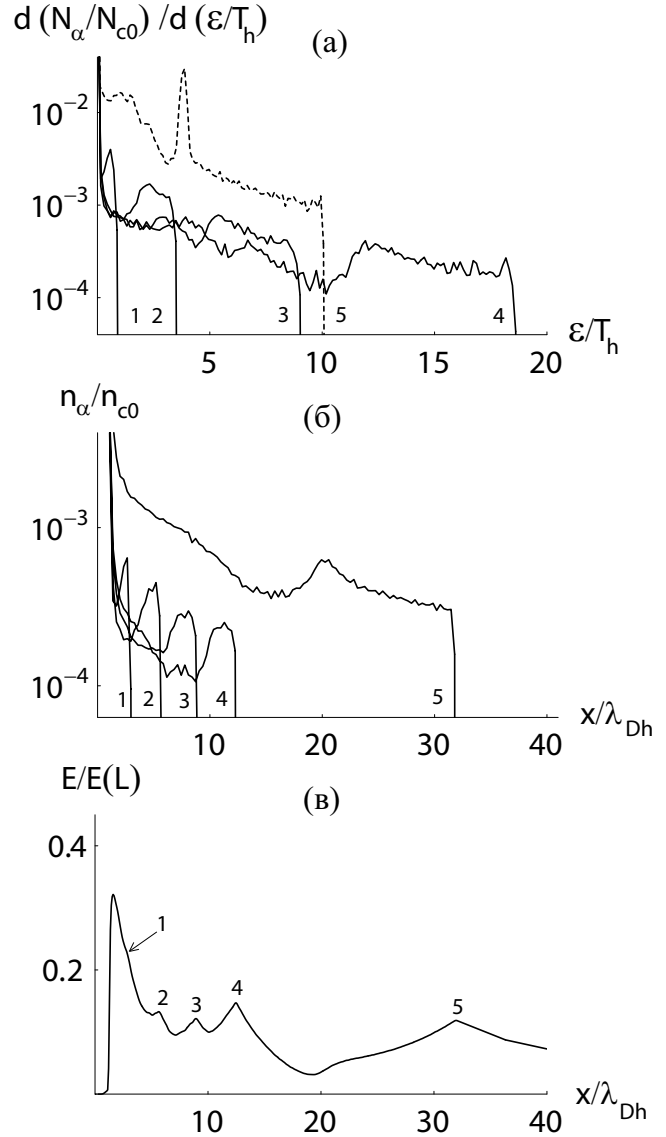
$$n_{\beta} = n_{\beta 0} \exp(e\Phi/T_{\beta}),$$

где  $n_{\beta 0} = (n_{h0}, n_{c0})$  – плотности горячих и холодных электронов в невозмущенной плазме, а  $T_{\beta} = (T_h, T_c)$  – "температуры" горячих и холодных электронов. В качестве аргумента к использованию двухтемпературного больцмановского распределения для электронов приводятся экспериментальные данные, свидетельствующие о формировании квазитеплого спектра быстрых электронов. Также в данном параграфе представлено решение уравнения Пуассона, описывающее распределение потенциала и электрического поля на границе мишень-вакуум в начальный момент времени, и обсуждается применимость одномерного приближения для описания ускорения ионов.

В §3.2 рассмотрены особенности ускорения ионов в плазме многокомпонентного состава. В §3.2.1 изучено ускорение ионов в многокомпонентной плазме на примере углеводородной плазмы СН мишени, где суммарная концентрация ионов углерода в начальный момент времени равна концентрации протонов. Данная плазма состоит из пяти ионных сортов: четырех сортов ионов углерода  $C^{\alpha+}$ , где  $\alpha = 1 - 4$ , и протонов. Структура энергетических спектров (рис. 5а) и пространственные распределения ионов (рис. 5б) однозначно определяются распределением электрического поля, которое изображено на рис. 5в. Параметры электронной компоненты плазмы выбраны следующим образом:  $T_h/T_c = 10^3$ ,  $n_{h0}/n_{c0} = 10^{-2}$ . Пики (локальные максимумы) поля разделения заряда, пронумерованные числами  $\alpha = 1 - 5$ , совпадают с положениями фронтов быстрых ионов, хорошо видимыми на рис. 5а и обозначенными этими же цифрами в соответствии:  $\alpha = 1 - 4$  для  $C^{\alpha+}$  и  $\alpha = 5$  для  $H^+$ . Положение пиков электрического поля зависит от отношения  $Z/M$ .

Особенностью структуры спектров является наличие области плато и резкой отсечки по энергии. Характерный максимум в спектре протонов (пунктир на рис. 5а) формируется из-за ускорения последних на фронте ионов углерода  $C^{4+}$ .

В §3.2.2 рассмотрено ускорение легких ионов и исследовано влияние их парциальной концентрации на процесс ускорения, исследован механизм формирования группы квази-моноэнергетических ионов в спектре легких ионов за счет подускорения на фронте тяжелых. Особенностью разлета многокомпонентной плазмы является образование волн сжатия и разрежения в гало легких ионов перед фронтом тяжелой ионной компоненты. Расчеты демонстрируют, что в зависимости от соотношения концентраций легких и тяжелых ионов возможны случаи с более или менее эффективным ускорением легких или, наоборот, тяжелых ионов (в смысле максимальной энергии ускоренных ионов). При этом, максимальная энергия (энергия отсечки) примесных легких ионов меньше, чем для случая плазмы, содержащей только легкие ионы. В §3.2.3 исследованы особенности ускорения тяжелых ионов, находящихся в различных зарядовых состояниях. В этом разделе сопоставлены энергетические спектры тяжелых ионов из



**Рис. 5:** Энергетические спектры ионов,  $dN_\alpha/d\epsilon$  (а), нормированные на полное число холодных электронов на единицу площади поперечного сечения мишени  $N_{c0}$ , пространственное распределение плотности ионов,  $n_\alpha(x)$ , (б) и пространственное распределение электрического поля  $E(x)/E(L)$ , где  $E(L)$  – величина поля на границе плазменного слоя в начальный момент времени, (в).

СН мишени и СН<sub>2</sub> мишеней для различных соотношений между парциальными концентрациями ионов углерода. Дана оценка характерной энергии примесных тяжелых ионов. Найдено например, что больших значений энергии отсечки для ионов С<sup>4+</sup> можно достичь при увеличении их парциальной концентрации.

В §3.3 с использованием БВП модели было выполнено исследование влияние параметров электронной компоненты плазмы на ускорение ионов. Важным параметром для описания ускорения ионов является отношение давлений горячей и холодной электронных компонент плазмы  $n_{h0}T_h/n_{c0}T_c$ , поскольку этим отношением определяется относительный вклад электронных компонент в поле разделения заряда на границе плазма-вакуум в начальный момент времени, а следовательно и эффективность ускорения ионов в процессе разлета плазмы. Мотивацией данного исследования является то, что в различных условиях эксперимента этот параметр может варьироваться. Так увеличение температуры мишени может быть связано с предварительным нагревом мишени предимпульсом, а концентрация свободных электронов мишени может быть увеличена в эксперименте например при переходе от бериллиевой мишени к свинцовой более чем на порядок. В данном параграфе подтверждено, что нагрев электронов мишени приводит увеличению энергии отсечки. При увеличении величины  $n_{h0}/n_{c0}$  (при неизменном  $T_h/T_c$ ) число самых быстрых ионов растет, так как для этих ионов ускорение определяется только "горячей" электронной компонентой.

В §3.4 изложен подход, позволяющий описывать влияние на генерацию быстрых ионов формы лазерного импульса т.е. вида зависимости лазерной интенсивности от времени. Это исследовано с использованием известного из экспериментов скейлинга для температуры горячих электронов:  $T_h(t) \sim \sqrt{I(t)}$ , поскольку именно электронная температура (а не лазерная интенсивность) выступает управляющим параметром в БВП модели. При этом, предполагалось, что энергия в лазерном импульсе  $\mathcal{E}_L \propto S_L \int dt T_h^2(t)$  и размер фокального пятна,  $S_L$ , являются заданными. Проведенные расчеты показали, что в случае использования импульса с крутым передним и пологим задним фронтом эффективность ускорения ионов по числу высокоэнергетичных частиц и максимальной энергии ионов оказывается выше по сравнению со

случаем использования импульса той же энергии, когда он имеет, наоборот, пологий передний и крутой задним фронт. Также показано, что использование более длинного импульса с гауссовой огибающей по времени является более эффективным по сравнению со случаем использования более короткого импульса той же формы и энергии.

В **заключении** сформулированы основные выводы диссертационной работы.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Найдено квазиавтомодельное решение стационарного кинетического уравнения для электронов плазмы в диффузионном приближении в условиях противоположно направленных градиентов температуры и плотности, когда  $10^{-2}/\sqrt{Z} < \lambda_{ei}/L < 1$ . Показано, что неравновесные распределения электронов характеризуется формированием хвостов надтепловых частиц:  $f_0 \propto v^{-3+2a}$  ( $n_e T_e^a = const$ ), с одновременным обеднением распределения тепловыми электронами. Получен неклассический коэффициент теплопроводности, описывающий подавление теплопереноса, и исследована его зависимость от  $\lambda_{ei}/L$  и от параметра УС. Показано, что перераспределение частиц по энергиям может приводить к увеличению величины декремента затухания Ландау в длинноволновой области по сравнению с классическим значением; к уменьшению величины инкремента развития ионно-звуковой неустойчивости (подавлению неустойчивости) обратного тока; а также может сильно влиять на спектр томсоновского рассеяния света на флуктуациях плотности, изменяя ширину и форму линии вблизи плазменного резонанса.
2. С использованием метода пробных частиц решена задача о прямом ускорении электронов полем релятивистки сильного лазерного импульса, когда размер фокального пятна соизмерим с длиной волны света. Обнаружено, что вылетающие из фокуса лазера электроны не образуют узконаправленного сгустка и энергия ускоренных частиц оказывается значительно ниже характерной величины энергии, получаемой по оценке, отвечающей приближению квазиплоской электромагнитной волны той же амплитуды. Показано, что максимальная энергия электронов, осво-

бождаемых при фотоионизации ионов высокой кратности остросфокусированным лазерным пучком в несколько раз больше, чем максимальная энергия первоначально свободных, несвязанных с ядром, электронов.

3. Развита модель прямого лазерного ускорения электронов линейно поляризованным импульсом с квазиплоским волновым фронтом, распространяющимся в среде, и найдены пороговые интенсивности, отвечающие ускорению электронов при их отражении на фронте лазерного импульса. Показано, что в пределах нескольких процентов эти значения близки к полученным ранее значениям для порогов отражения электронов лазерными импульсами круговой поляризации. Полученные результаты позволили дать интерпретацию результатов двумерного моделирования методом частиц по ускорению электронов в плазменной короне.
4. На основе кинетической модели БВП получены пространственно-временные распределения и спектры ускоренных ионов, образующихся при воздействии фемтосекундного лазерного импульса на плазму с многокомпонентным ионным составом. Показано, что благодаря эффективному ускорению легких ионов на фронте тяжелых частиц возможно формирование группы ионов с узким энергетическим спектром при облучении лазерным импульсом гомогенной мишени. При этом, при учете пространственного разделения зарядов для формирования квазимоноэнергетической группы легких ионов не требуются ограничения по ее композиционному составу, известные из предшествующей квазинейтральной теории ионного ускорения. Найдено, что увеличение парциальной концентрации легких ионов (протонов) приводит к увеличению их максимальной энергии и числа быстрых частиц. Исследовано влияние профиля лазерного импульса на генерацию быстрых ионов через варьирование температуры горячей электронной компоненты, пропорциональной лазерной интенсивности. Показано, что эффективность ускорения ионов по числу высокоэнергетических частиц и максимальной энергии ионов оказывается выше для случая лазерного импульса с крутым передним фронтом по сравнению со случаем импульса с крутым задним фронтом. Также исследовано влияние нагрева холодных электронов мишени на ускоре-

ние ионов и показано, что увеличение температуры электронов мишени приводит к увеличению максимальной энергии ускоренных ионов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] *Spitzer L. and Härm R.*//Phys. Rev. 1953. V. 89. P. 977.
- [2] *Брагинский С. И.* //В сб.: Вопросы теории плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1963. Вып. 1. С. 183.
- [3] *Брантов А. В., Быченко В. Ю., Тихончук В. Т., Розмус В.* Нелокальная электронная гидродинамика плазмы.// ЖЭТФ. 1996. Т. 110. С. 1301.
- [4] *Гуревич А. В., Парийская Л. В., Путаевский Л. П.*// ЖЭТФ. 1972. Т. 63. С. 516.
- [5] *Srivastava M. K., Sinha B. K., and Lawanda S. V.*// Phys. Fluids. 1988. V. 31. P. 394.
- [6]*Brantov A. V., Tikhonchuk V. T., Klimo O., Romanov D. V., Ter-Avetisyan S., Schnürer M., Sokollik T., and Nickles P. V.*// Phys. Plasmas. 2006. V. 13. P. 122705.
- [7] *Ter-Avetisyan S., Schnürer M., Nickles P. V., Kalashnikov M., Risse E., Sokollik T., Sandner W., Andreev A., and Tikhonchuk V. T.*// Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 145006.
- [8] *Mckinstrie C.J. and Startsev E.A.*// Phys. Rev. E. 1996. V. 54. P. 1070.

## СПИСОК РАБОТ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- [I] *V. Y. Bychenkov, S. G. Bochkarev, W. Rozmus, O. V. Batishchev, J. J. Marti-nell and T. K. Soboleva.* Nonthermal tails of the electron distribution functions with nonlocal transport.// Proc. SPIE. 2003. V.5228, PP. 510-516.
- [II] *G. I. Dudnikova, V. Yu. Bychenkov, A. Maksimchuk, G. Mourou, J. Nees, S. G. Bochkarev, and V. A. Vshivkov.* Electron acceleration by few-cycle laser pulses with single-wavelength spot size.// Phys. Rev. E. 2003. V.67. PP. 026416(1-7).
- [III] *S. G. Bochkarev, V. Yu. Bychenkov, W. Rozmus.* Nonequilibrium electron distribution functions and nonlinear thermal transport.// Phys. Plasmas. 2004. V.11, PP. 3997-4007.
- [IV] *V. Yu. Bychenkov, V. N. Novikov, D. Batani, V. T. Tikhonchuk and S. G. Bochkarev.* Ion acceleration in expanding multispecies plasmas.// Phys. Plasmas. 2004. V.11. PP. 3242-3250.
- [V] *V. T. Tikhonchuk, A. A. Andreev, S. G. Bochkarev, and V. Yu. Bychenkov.* Ion acceleration in short-laser-pulse interaction with solid foils.// Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. V.47B. PP. B869-B877.
- [VI] *С.Г. Бочкарев, В.Ю. Быченков, В.Т. Тихончук.* Исследование ускорения ионов в расширяющейся лазерной плазме на основе гибридной модели Больцмана-Власова-Пуассона.// Физика Плазмы. 2006. Т.32. СС. 230-247.
- [VII] *С.Г. Бочкарев, В.Ю. Быченков.* Ускорение электронов при острой фокусировке фемтосекундного лазерного излучения.// Квантовая электроника. 2007. Т.37. СС. 273-284.