

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение  
«Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики  
Российской академии наук»  
(ИПФ РАН)

На правах рукописи

Нечаев Антон Андреевич

МАГНИТНЫЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЕ  
НЕОДНОРОДНЫЕ СТРУКТУРЫ В БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ  
ПЛАЗМЕ С АНИЗОТРОПНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ЧАСТИЦ  
ПО СКОРОСТЯМ

1.3.9 — физика плазмы

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук,  
член-корреспондент РАН  
Кочаровский Владимир Владиленович

Нижний Новгород — 2022

## Оглавление

	Стр.
<b>Введение</b> . . . . .	5
<b>Глава 1. Формирование слоя уплотнения в электростатической ударной волне при расширении горячей плотной плазмы в разреженную ионизованную среду</b> . . . . .	13
1.1 Введение . . . . .	13
1.2 Динамика плотной плазмы с горячими электронами . . . . .	16
1.3 Формирование фронта ударной волны как слоя уплотнения . . . . .	28
1.4 Долговременная эволюция слоя уплотнения и многопоточность ионов . . . . .	34
1.5 Плавные начальные профили перехода от горячей к фоновой плазме	38
1.6 Выводы . . . . .	41
<b>Глава 2. Вейбелевский механизм генерации магнитного поля в расширяющейся плазме с горячими электронами</b> . . . . .	43
2.1 Введение . . . . .	43
2.2 Особенности начальной задачи для численного моделирования . . . . .	49
2.3 Характер возникающей анизотропии электронов . . . . .	50
2.4 Основные свойства генерируемых квазистатических магнитных полей и токов . . . . .	56
2.5 Корреляция структур магнитного поля и анизотропии электронов	63
2.6 Выводы . . . . .	69
<b>Глава 3. Вейбелевская неустойчивость и деформация внешнего магнитного поля при разлете плазмы с горячими электронами в вакуум</b> . . . . .	71
3.1 Введение . . . . .	71
3.2 Начальная задача о разлете плазмы с горячими электронами в вакуум во внешнем магнитном поле . . . . .	74
3.3 Случай плотной неоднородно прогретой плазмы в сильном магнитном поле . . . . .	78

	Стр.
3.4	88
3.5	96
<b>Глава 4. Сосуществование ортогональных токовых структур и развитие разнотипных вейбелевских неустойчивостей в плазме с потоком горячих электронов . . . . .</b>	
	<b>98</b>
4.1	98
4.2	100
4.3	109
4.4	115
<b>Глава 5. Особенности двухкомпонентной вейбелевской неустойчивости в бимаксвелловской однородной плазме</b>	
	<b>117</b>
5.1	117
5.2	119
5.3	122
5.4	130
5.5	135
5.6	139
<b>Глава 6. Локализованные токовые слои в плазме с произвольными энергетическими распределениями частиц при наличии внешнего магнитного поля . . . . .</b>	
	<b>141</b>
6.1	141
6.2	144
6.3	149

	Стр.
6.4 Модели с противотоками частиц . . . . .	158
6.5 Обобщения модели токового слоя . . . . .	161
6.6 Выводы . . . . .	165
<b>Заключение . . . . .</b>	<b>167</b>
<b>Список литературы . . . . .</b>	<b>171</b>

## Введение

### Актуальность темы

Магнитные и электрические квазистационарные самосогласованные структуры в бесстолкновительной неравновесной плазме в существенной мере определяют ее динамику и кинетику происходящих в ней явлений. В последнее время этот круг вопросов привлекает все большее внимание, особенно благодаря вновь появляющимся возможностям их экспериментального исследования и численного моделирования. Специального исследования заслуживают структуры и динамические процессы в неравновесной неоднородной плазме с анизотропным распределением частиц по скоростям, в том числе при наличии сильного магнитного поля. В этих условиях актуальными являются задачи о развитии различных неустойчивостей, прежде всего наиболее быстрых неустойчивостей вейбелевского типа, и о формировании долгоживущих токовых слоев и филаментов, образующих как турбулентные, так и регулярные конфигурации. В настоящей диссертации рассматривается ряд таких задач, представляющих интерес как для фундаментальной физики плазмы, так и для различных приложений в астрофизической и лазерной плазме.

Одной из них является задача о расширении плазмы с горячими электронами в холодную и разреженную фоновую плазму, сопровождающемся образованием тех или иных структур в области фронта ударной волны (см., например, [1–10]). В частности, открытыми остаются вопросы о возможности и условиях образования скачка плотности плазмы, его зависимости от свойств фоновой плазмы и профиля неоднородности разогретой плазмы, наличии и проявлениях многопотоковости ионов, а также условиях генерации и пространственной структуре быстро эволюционирующего сильного магнитного поля и его корреляции с локальной анизотропией распределения электронов по скоростям.

Подобные задачи о распаде сильного разрыва и разлете плазмы с горячими электронами особенно важны для современной физики лазерной плазмы и связанной с ней лабораторной астрофизикой, где при абляции различных мишеней используются мощные фемтосекундные импульсы, позволяющие разогревать только электроны, но не ионы [11–18]. Актуальным является анализ многообразных задач с различными геометриями и физическими параметрами создаваемой таким образом плазмы, требующих описания ожидаемых или интер-

претации наблюдаемых самосогласованных магнитных полей и токовых структур, которые возникают в рассматриваемых переходных процессах с неизбежным формированием сильно анизотропных распределений электронов по скоростям.

Совершенно не изученными являются свойства вейбелевской неустойчивости и формируемой ей квазимагнитостатической турбулентности, возникающих в двухкомпонентной плазме со сравнимыми по величине энергосодержанием и степенью анизотропии электронов и ионов. Вместе с тем подобная ситуация вполне реализуема при контакте звездного (солнечного) ветра с различными магнитоплазменными образованиями, например магнитосферами планет, магнитными облаками или корональными арками (см., в частности, [19–24]).

Значительная часть теоретических исследований квазистационарных токовых слоев, являющихся важнейшими структурными элементами в бесстолкновительной плазме магнитосфер планет и звезд, опирается на плоские конфигурации силовых линий магнитного поля, магнитогидродинамическое приближение и максвелловские распределения частиц по скоростям (например, [24–43]). В то же время интерпретация результатов многочисленных наблюдений этих структур требуют выхода за рамки указанных приближений и построения кинетической теории существенно неоднородных токовых слоев, в том числе с широкими силовыми линиями магнитного поля и противотоками различных фракций частиц, а также учета конечной толщины переходных слоев в плазме и разнообразия их пространственных профилей в условиях немаксвелловского распределения частиц [19; 23; 40; 44–56].

Ключевые задачи настоящей работы по существу диктуются логикой систематического анализа сложной картины указанных физических процессов, построение которой ведет к важным результатам теоретического и прикладного характера в тех или иных областях физики космической и лабораторной плазмы.

### **Цели и задачи работы**

Общей целью диссертационной работы является аналитическое и численное исследование ряда магнитных и электрических структур в анизотропной бесстолкновительной плазме и особенностей связанных с ними кинетических эффектов. Задачами работы являются следующие.

1. Исследование условий формирования и свойств слоя уплотнения в электростатической ударной волне, образующейся при расширении плазмы с горячими электронами в разреженную и холодную фоновую плазму.

2. Анализ свойств квазимагнитостатической турбулентности, вызванной одно- или двухкомпонентной вейбелевской неустойчивостью в однородной безграничной или неоднородной разлетающейся, в том числе в присутствии внешнего магнитного поля, неравновесной плазме.
3. Построение аналитической модели токового слоя в плазме с произвольным распределением частиц по энергиям и широм силовых линий магнитного поля, описывающую распределенную границу между двумя областями однородной бесстолкновительной плазмы с различными параметрами и заданными внешними полями.

### **Методы исследования**

Основным методом исследования является аналитическое и численное решение самосогласованных уравнений Власова – Максвелла с граничными и начальными условиями, отвечающими поставленным физическим задачам. Численное моделирование осуществлялось методом частиц в ячейках. Анализ различных полученных решений, аналитических и численных, производится с использованием теории возмущений для кинетического уравнения, метода дисперсионных уравнений, параметрического представления функций, усреднения по углу и других методов современной теоретической физики.

### **Научная новизна**

В диссертационной работе на основе численного моделирования методом частиц в ячейках расширения бесстолкновительной плазмы с горячими электронами в холодную разреженную плазму выяснены условия возникновения, особенности кинетики электронов, роль многопоточности ионов и общий характер эволюции слоя уплотнения на фронте электростатической ударной волны для широкого диапазона тех или иных параметров горячей плазмы и начальных профилей ее концентрации.

Найдены основные закономерности вейбелевского механизма генерации магнитного поля и характерные структуры поддерживающих его токов при инжекции или разлете плазмы с горячими электронами в холодную фоновую плазму или в вакуум при наличии внешнего магнитного поля в условиях сильно анизотропного распределения неравновесных электронов.

С использованием численного моделирования установлены свойства двухкомпонентной вейбелевской неустойчивости и нелинейной эволюции магнитного поля, имеющих место в первоначально однородной бесстолкновительной плазме

со сравнимыми по величине анизотропиями и энергосодержанием электронной и ионной компонент. Найдены закономерности эволюции пространственного спектра вейбелевской турбулентности и показано, что индукционное электрическое поле, возникающее благодаря затуханию созданного электронами мелкомасштабного магнитного поля, формирует долгоживущие крупномасштабные токи ионов.

Разработаны оригинальные аналитические модели токовых слоев, которые разделяют области многокомпонентной бесстолкновительной плазмы с отличающимися значениями параметров и внешнего магнитного поля и допускают как сложные локализованные профили токов различных фракций частиц, так и шир силовых линий магнитного поля. Впервые такие модели построены для случая произвольных распределений частиц по энергиям.

### **Теоретическая и практическая значимость**

Теоретическая значимость работы определяется новыми свойствами решений уравнений Власова – Максвелла, выявленными аналитически и численно для ряда актуальных кинетических процессов и конфигураций полей в неравновесной бесстолкновительной плазме. Подобные процессы и конфигурации характерны для лазерной и космической плазмы, и практическая значимость работы обусловлена возможностью использования полученных теоретических результатов для интерпретации данных соответствующих плазменных экспериментов и наблюдений. В частности, построенные модели токовых слоев открывают новые возможности интерпретации наблюдений долгоживущих магнитных структур в области головной ударной волны и магнитопаузы для различных конфигураций, порождаемых звездным или солнечным ветром при обдувании магнитосфер планет (экзопланет), высоко расположенных корональных магнитных структур или магнитных облаков, контактирующих с областями слабо замагниченной плазмы и образующих магнитный переходный слой.

Рассмотренные в диссертации явления, связанные с неравновесными частицами, особенно электронами, типичны для целого ряда экспериментов с разлетающейся горячей лазерной плазмой, создаваемой в результате абляции различных мишеней фемтосекундными импульсами при наличии достаточно холодной фоновой плазмы, в том числе в присутствии внешнего магнитного поля. Такого рода эксперименты с лазерной плазмой, предложенные автором диссертации, проводились в Йенском университете им. Фридриха Шиллера в 2019 году и ИПФ РАН в 2022 году. Подобные явления возможны при взрывных



деформациях корональных арок в звездах поздних спектральных классов, при быстром нагреве вытянутых филаментов (дактов) плотности в солнечной короне или в магнитосферной плазме экзопланет, при взаимодействии филаментов горячей плазмы с магнитными облаками более разреженной и холодной плазмы в звездном ветре, при тех или иных взрывных процессах в магнитосферах планет. Перспективы использования изученных эффектов для анализа физических процессов в различных ситуациях в космической и лабораторной плазме представляются вполне реальными и требуют проведения дальнейшего численного моделирования рассмотренных задач.

### **Основные положения, выносимые на защиту**

1. Расширение бесстолкновительной плазмы с горячими электронами в холодную фоновую плазму в определенной области параметров исходного разрыва приводит к многопоточности ионов и к образованию и длительному существованию слоя уплотнения на фронте электростатической ударной волны. Одновременно под фронтом и перед ним происходит генерация сильного неоднородного магнитного поля за счет вейбелевской неустойчивости формирующегося анизотропного распределения электронов по скоростям.
2. При инъекции плазмы с горячими электронами в фоновую холодную плазму или в вакуум при наличии внешнего магнитного поля, когда ударная волна отсутствует, в широкой области физических и геометрических параметров задачи формируются токовые структуры разных масштабов, мелкомасштабная составляющая которых определяется электронной вейбелевской неустойчивостью. Последняя обусловлена многопоточностью и анизотропным остыванием электронов и переводит вплоть до нескольких процентов их энергии в энергию квазистатического магнитного поля, созданного токовыми слоями и филаментами. Ориентация однородного внешнего магнитного поля, даже сравнительно слабого, в плоскости, параллельной границе исходного разрыва в плазме, влияет на степень нарушения симметрии разлета плазмы и его кумуляцию, а также на условия возникновения и деформацию токовых структур.
3. Нелинейная динамика анизотропного распределения частиц и пространственного спектра магнитного поля в процессе развития двухкомпонентной вейбелевской неустойчивости в первоначально однородной

бесстолкновительной плазме со сравнимыми по величине анизотропиями и энергосодержанием электронной и ионной компонент определяется эстафетными процессами захвата и высвобождения электронов из все более крупномасштабных филаментов тока и диффузионного рассеяния ионов под действием квазимагнитостатической турбулентности и создаваемого ей индукционного электрического поля. На позднем этапе эволюции токовых филаментов, первоначально созданных за счет электронной вейбелевской неустойчивости, главная роль в поддержании токов постепенно переходит от электронов к ионам, несмотря на то что вейбелевская неустойчивость последних подавлена замагничиванием первых.

4. Существует аналитически описываемый класс кинетических переходных токовых слоев между областями плазмы с различными величинами магнитного поля, параметров анизотропных распределений и концентрации частиц, в котором эти распределения зависят только от инвариантов движения частиц — энергии и обобщенного импульса. Указанный класс токовых слоев допускает широкий выбор энергетических распределений и пространственных профилей плотности тока различных фракций частиц, а также соответствующих профилей согласованного магнитного поля, в том числе с широким диапазоном силовых линий и немонотонным изменением величины.

### **Достоверность результатов**

Проведенные исследования опираются на известные физические модели, широко используемые при изучении квазистационарных процессов в слабостолкновительной плазме и основанные на уравнениях Власова – Максвелла или Грэда – Шафранова, а также на ряд общетеоретических методов, имеющих строгое математическое обоснование: теорию возмущений, спектральные разложения, метод усреднения по большим интервалам и другие. Полученные аналитические оценки и результаты численного моделирования согласованы с экспериментальными данными и теоретическими результатами других научных групп.

### **Публикации и апробация результатов**

Основные результаты работы докладывались на следующих конференциях и научных школах:

- International Conferences «Frontiers of Nonlinear Physics» (Н. Новгород, 2016–2019 г.),
- XVII–XIX научные школы «Нелинейные волны» (Н. Новгород, 2016–2020 г.),
- International Conferences «Laser Optics» (С.-Петербург, 2016–2020 г.),
- International Symposium «Topical Problems of Nonlinear Wave Physics 2017» (Москва – С.-Петербург, 2017 г.),
- International Conference «Physics of Neutron Stars - 2017» (С.-Петербург, 2017 г.),
- «Всероссийская астрономическая конференция - 2017» (Ялта, 2017 г.),
- International Conferences «Shilnikov Workshop» (Н. Новгород, 2018–2021 г.),
- международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии ЛаПлаз-2019» (Москва, 2019 г.),
- 24-ая Нижегородская сессия молодых ученых (Н. Новгород, 2019 г.),
- конференции «Физика плазмы в Солнечной системе» (Москва, 2018–2022 г.),
- Asia-Pacific Conferences on Plasma Physics (2018 г., 2021 г.),
- European Physical Society Conferences on Plasma Physics (2019 г., 2021 г.),
- IX международная конференция «Солитоны, коллапсы и турбулентность: достижения, развитие и перспективы» (Ярославль, 2019 г.),
- IV International Conference on Ultrafast Optical Science «UltrafastLight-2020» (Москва, 2020 г.),
- APS March Meeting 2021 (On-line, 2021 г.),
- EGU General Assembly 2021 (On-line, 2021 г.),
- COSPAR 2022, 44th Scientific Assembly (Афины, Греция, 2022 г.),
- XXXI International Astronomical Union General Assembly (Пусан, Республика Корея, 2022 г.).

Результаты работы обсуждались на семинарах в Институте прикладной физики РАН и Калифорнийском университете в Беркли. Всего по теме диссертации опубликовано 12 статей в реферируемых журналах [57–68], 1 статья находится в печати [69], опубликовано более 50 статей в сборниках трудов и тезисов докладов всероссийских и международных конференций [13; 15; 70–122].

### **Личный вклад автора**

Все основные теоретические результаты, изложенные в диссертации, получены лично автором либо при его непосредственном участии. Постановка начальных задач для численного моделирования разлета бесстолкновительной плазмы с горячими электронами, результаты которого представлены в главах 1–4, осуществлялась автором при консультативной поддержке со стороны научного руководителя и соавтора совместных работ Степанова А.Н. Расчеты методом частиц в ячейках проводились совместно с Гарасёвым М.А. Численная обработка и теоретический анализ результатов расчетов осуществлены лично автором. Численное моделирование вейбелевской неустойчивости однородной анизотропной двухкомпонентной плазмы, результаты которого анализируются в главе 5, было выполнено сотрудниками МГУ им. М.В. Ломоносова Бородачёвым Л.В. и Коломийцем Д.О. Количественная обработка и качественная физическая интерпретация этих расчетов выполнена автором совместно с научным руководителем. Аналитические модели токовых слоев, представленные в главе 6, построены автором лично с использованием рекомендаций научного руководителя.

### **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и списка литературы. Полный объем диссертации составляет 200 страниц, включая 64 рисунка. Список литературы содержит 270 наименований.

# Глава 1. Формирование слоя уплотнения в электростатической ударной волне при расширении горячей плотной плазмы в разреженную ионизованную среду

## 1.1 Введение

Как известно [1; 5; 7–10; 123], в неоднородной бесстолкновительной плазме с горячими электронами и холодными ионами — и лабораторной, и космической — могут существовать электростатические ударные волны, поддерживаемые самосогласованным разделением зарядов неравновесных фракций. Поскольку в такой плазме хорошо распространяются и легко возбуждаются, например при взрывах, ионно-звуковые колебания (в частности, солитоны) [9; 124–126], то именно с ними обычно связывают нелинейно-динамические процессы изменения концентрации и тонкую структуру фронта ударной волны. Так, при малой температуре ионов для описания ударной волны в работах [1–4] было предложено использовать стационарные структуры, найденные в приближении ламинарного движения ионов, в том числе с учетом их частичного отражения от фронта [2].

Вместе с тем в рассматриваемых условиях пренебрежимо малой роли столкновений частиц и наличия больших, ионно-звуковых скоростей ионов, существенно превышающих их тепловые скорости, в ударных волнах возможно возникновение двух- и многопоточности ионов, ведущей к различным неустойчивостям, прежде всего пучкового типа, и дополнительной генерации различных волн, особенно ионно-звуковых и ленгмюровских [124; 127–132]. В результате для широкой области плазменных параметров неизбежны наличие волновой турбулентности в области фронта ударной волны и нестационарность его тонкой структуры. Проблема многопоточности усугубляется при наличии заданного извне потока ионов с одной или обеих сторон области формирования ударной волны. Хотя о многопоточности электронов (обладающих очень большими тепловыми скоростями) говорить не приходится, их функция распределения по скоростям тоже может быть существенно неравновесной (немаксвелловской) и неоднородной, в том числе неБольцмановской. Особый интерес представляет формирование ударной волны в сильно неоднородной плазме, например в результате эволюции сильного разрыва ее концентрации, что также может модифицировать динамику

ионно-звуковых колебаний и структуру «скачка» плотности плазмы. Более того, неизбежное возникновение анизотропии распределения электронов по скоростям в указанных условиях ведет к генерации магнитного поля за счет неустойчивости вейбелевского типа (см. [61; 129; 133; 134] и главы 2–5), что обуславливает дальнейшую модификацию бесстолкновительной ударной волны, которая перестает быть чисто электростатической.

До сих пор перечисленные вопросы оставались открытыми из-за сложности теоретического и экспериментального исследования бесстолкновительных ударных волн, однако в последнее время появились надежды на продвижение в этом направлении [135]. Эти надежды связаны с прогрессом, во-первых, в экспериментах по лазерной абляции мишеней под действием сверхкоротких импульсов (см., например, [6; 10; 57; 80; 136; 137]), особенно фемтосекундных, разогревающих преимущественно электроны, а во-вторых, в численном моделировании методом частиц в ячейках (particle-in-cell, PIC-моделировании) динамики разлета плазмы с горячими электронами, позволяющем проследить образование и долговременную эволюцию ударной волны [8; 10; 137–141]. В диссертации данные обстоятельства использованы для анализа свойств ударной волны в рамках постановки начальной задачи о распаде сильного разрыва, т. е. о расширении лазерной плазмы с горячими электронами в холодную фоновую плазму меньшей плотности. В главе 1 основное внимание уделено явлению образования уединенного слоя уплотнения на фронте ударной волны в таких условиях, экспериментально обнаруженному недавно [57; 80].

Особенностью подобных экспериментов является то, что основному сверхкороткому лазерному импульсу обычно предшествует более длинный слабый импульс. Несмотря на много меньшую мощность, он также способен создавать плазму, которая к моменту прихода основного импульса успевает расшириться в вакуум и остыть, сохраняя критическую плотность в прилегающем к мишени тонком слое. Таким образом, основной (фемтосекундный) лазерный импульс подвергает локализованному, взрывному нагреву до температур порядка  $T_e \sim 1\text{--}10$  кэВ не только электроны твердотельной мишени, но и электроны плотной части предплазмы, созданной предимпульсом и имеющей толщину порядка 1 мкм или более в зависимости от его энергии и длительности. Более разреженная (бесстолкновительная) часть предплазмы, имеющая монотонно спадающий профиль плотности, прозрачна для основного импульса и образована частицами с энергиями порядка единиц эВ, успевшими адиабатически остыть во время разлета.

Подобное или даже квазиоднородное распределение холодной фоновой плазмы можно создать и намеренно, при помощи дополнительного лазерного импульса.

По окончании действия лазерного излучения еще долгое время, вплоть до наносекунды и более, и нагретая часть мишени, и квазиadiaбатически расширяющийся плазменный сгусток, с закритической концентрацией больше или порядка  $10^{21} \text{ см}^{-3}$ , служат источником разлетающейся плазмы с горячими электронами, взаимодействующей с фоновой холодной плазмой. Полноценная теория такого плазменного источника отсутствует, однако известно, что в нем могут довольно долго сохраняться исходная низкая температура ионов порядка  $T_i \sim 1\text{--}10 \text{ эВ}$  и большая температура электронов на уровне долей или нескольких кэВ [142]. В результате из него постоянно вылетают и частично возвращаются обратно горячие электроны, которые тянут за собой сравнительно холодные ионы и постепенно передают им свою кинетическую энергию посредством квазиэлектростатического поля двойного электрического слоя (описание подобного процесса см., например, в [143]). При этом неясными остаются возможность и условия формирования и обрушения локализованного пакета ионно-звуковых волн, а также уровень волновой турбулентности и форма фронта ударной волны с резким скачком плотности плазмы [6; 10; 131; 139–141; 143–145].

Ниже будет показано, что фоновая плазма играет принципиальную роль в возникновении ударной волны, а динамика последней выходит далеко за рамки использовавшейся ранее теории ионно-звуковых волн и солитонов [1–4; 6; 9; 146] и в значительной мере определяется многопоточностью ионов и согласованным с ней движением неравновесных электронов. Экспериментально эта динамика мало изучена (ср. [6; 10; 57; 141]), а анализ ее численного моделирования, включающего формирование слоя уплотнения, до сих пор проводился весьма фрагментарно (см. [8; 125; 131; 137; 139; 140; 147]). Тем не менее численные расчеты (см., например, [148; 149]) свидетельствуют о существенной роли эффектов, связанных с конечной температурой ионов и их отражением от фронта ударной волны и не позволяющих использовать простейшие ламинарные решения [1; 4; 9; 146; 150–152] в широкой области плазменных параметров. Для рассматриваемой задачи о сильном разрыве в плазме не удастся использовать и предлагаемый в работах [2; 152; 153] подход к учету отражений части ионов фоновой плазмы от фронта стационарной ударной волны, поскольку он не применим в условиях сильной неоднородности и нестационарности профиля основной плазмы с горячими электронами.

Подчеркнем, что ударные волны, наблюдаемые в современных лазерных экспериментах, образуются и распространяются в почти бесстолкновительной плазме. Действительно, уже при концентрации  $n_e \sim 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$  и температуре  $T_e \sim 2.5 \text{ кэВ}$ , типичных для плазмы [13; 15; 57], созданной лазерным импульсом на длине волны 800 нм с мощностью в  $10^{12}$ – $10^{13}$  Вт, длина свободного пробега электронов достигает 100–1000 мкм, что больше размеров области, составляющих порядка 50 мкм, существенной для формирования ударных волн. Ионы, вовлеченные в ударную волну и движущиеся направленно с околосвуковой скоростью, на этих масштабах тоже сталкиваются редко. Поэтому эксперименты с лазерной плазмой могут быть использованы для качественного анализа бесстолкновительных ударных волн, существующих в космической плазме [123; 145; 154–157].

В основу данной главы положен анализ целого ряда проведенных автором одномерных (1D) и двумерных (2D) расчетов распада сильного разрыва, которые позволили изучить формирование и эволюцию слоя уплотнения плазмы, сопровождающего ударную волну при наличии фоновой плазмы и сильно неоднородной горячей плазмы. Ранее имелись лишь отдельные примеры подобных PIC-расчетов [8; 139] или же использовались гибридные коды [146; 148; 158; 159], в которых электроны описываются гидродинамически и исследуется только кинетика ионов, что было не достаточно для выявления ряда эффектов. Осуществленное PIC-моделирование распада разнообразных разрывов в плазме позволило дать качественное описание явления в целом (разд. 1.2) и выявить основные динамические свойства слоя уплотнения плазмы в ударной волне, включая как начальную стадию его формирования (разд. 1.3), так и долговременную эволюцию и постепенное исчезновение (разд. 1.4). Особенности рассматриваемого явления в случае плавных переходов от горячей к холодной плазме обсуждаются в разд. 1.5.

Результаты, представленные в этой главе, опубликованы автором в статьях [57; 66] и материалах конференций [13; 70–72; 80; 101; 112; 119–122].

## 1.2 Динамика плотной плазмы с горячими электронами

Согласно известным приближенным аналитическим и численным исследованиям разлета плазмы в вакуум [158–161], немонотонный профиль концентрации ионов  $n_i(x)$  в ней (в направлении разлета  $x$ ) может возникать далеко не всегда и



только благодаря быстрым, сверхзвуковым ионам на самом переднем крае их потока, поддерживаемого обогнавшими их электронами с температурой  $T_e \gg T_i$ . Профиль концентрации последних,  $n_e(x)$ , оказывается монотонным, а следовательно, имеет место разделение зарядов, которое, разумеется, может быть сильным только там, где локальный дебаевский (электронный) радиус не мал по сравнению с масштабом неоднородности концентрации ионов:

$$D_e = \left( \frac{T_e}{4\pi e^2 n_e} \right)^{1/2} \gtrsim \Lambda_i = n_i \left| \frac{dn_i}{dx} \right|^{-1}. \quad (1.1)$$

Здесь  $e$  — элементарный заряд, и в дальнейшем для простоты рассматриваются однозарядные ионы. В областях достаточно плотной плазмы с достаточно гладким профилем, где выполнено обратное неравенство и ионы эффективно экранируются электронами,  $n_e(x) \approx n_i(x)$ , деформация профиля плазмы происходит автомодельным образом. В интересующем нас случае адиабатического расширения, отвечающего поставленной начальной задаче с заданным числом частиц в отсутствие сторонних источников энергии, автомодельный закон указан, например, в [158] и различен для задач разной пространственной размерности. Анализ областей справедливости этого закона и его модификации в присутствии фоновой плазмы и в условиях возникновения слоя уплотнения в ударной волне выходит за рамки настоящей работы.

В рассматриваемой здесь начальной задаче о сильном разрыве в плазме для формирования электростатической ударной волны со слоем уплотнения, происходящего в области нарушения квазинейтральности, важно, что ограниченная часть расширяющейся горячей плазмы либо состыкована с протяженной областью подобной же разреженной плавно неоднородной плазмы, т. е. имеет длинный «хвост» (см. об этом разд. 1.5), либо погружена в пространство, уже содержащее фоновую разреженную плавно неоднородную плазму с другой (более низкой) температурой. Для лазерных экспериментов характерна как раз последняя ситуация (см., например, [14; 80; 136]) с достаточно крутым начальным профилем разогретой плазмы, и именно для нее в разд. 1.2–1.4 представлены результаты исследования структуры ударной волны со слоем уплотнения, на который ранее в литературе не обращалось должного внимания.

Численное моделирование расширения плотной и горячей плазмы в разреженную и холодную проводилось в одномерных и двумерных пространственных конфигурациях с помощью кинетического PIC-кода EPOCH [162]. Код осуществ-

ляет совместное решение уравнений Максвелла для электромагнитных полей,

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{B} &= \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, & \operatorname{div} \vec{B} &= 0, \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, & \operatorname{div} \vec{E} &= 4\pi e(n_i - n_e), \end{aligned} \quad (1.2)$$

и уравнений движения для модельных электронов и ионов плазмы,

$$\frac{d\vec{v}_\alpha}{dt} = \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \left( \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v}_\alpha, \vec{B}] \right), \quad \frac{d\vec{r}_\alpha}{dt} = \vec{v}_\alpha. \quad (1.3)$$

Здесь  $\vec{r}_\alpha$ ,  $\vec{v}_\alpha$  — векторы координаты и скорости модельной частицы сорта  $\alpha$ ;  $m_\alpha$ ,  $e_\alpha$  — ее масса и заряд;  $t$  — время,  $c$  — скорость света в вакууме. Согласованные электрическое и магнитное поля,  $\vec{E}$  и  $\vec{B}$ , определяются концентрациями и суммарной плотностью тока,  $\vec{j}(\vec{r})$ , всех частиц. Отметим, что и в одномерных, и в двумерных расчетах векторы полей, плотности тока и скоростей частиц могли иметь все три ненулевые компоненты.

Начальной конфигурацией для моделирования в одномерной геометрии служили ограниченный слой плазмы из холодных ионов и горячих электронов с максимальной концентрацией  $n_0$ , погруженный в фоновую плазму меньшей на 1–4 порядка концентрации  $n_{\text{bg0}} < n_0$ , причем брались типичные для лазерных экспериментов значения  $n_0 \sim 10^{20}–10^{21} \text{ см}^{-3}$ . Переход от слоя к фону в большинстве расчетов задавался супергауссовым профилем  $n_L(t=0, x) = n_0 \exp(-x^\ell/L^\ell)$ , где  $x$  — координата вдоль направления расширения,  $\ell \geq 1$ . (Анализ эволюции других профилей см. в разд. 1.5.) Слой характерной ширины  $L$  занимал примерно шестую часть всей расчетной области и прилегал к ее левой границе, расположенной в  $x = 0$ . На этой границе использовалось условие отражения для частиц и полей (как от идеального проводника), правая была открытой (поглощающей частицы и волны [162]). Потеря малой доли быстрых электронов через правую границу приводила к появлению возле нее положительного заряда ионов фона, однако, локализованный в узкой области далеко от фронта ударной волны, он не мог повлиять на изучаемый процесс возникновения слоя уплотнения. При этом полная энергия всех частиц и полей уменьшалась к концу типичного расчета незначительно, не более чем на 3%. Ряд тестовых расчетов был проведен для случая обеих открытых границ — это не нарушало ход рассматриваемых процессов вблизи фронта ударной волны.

Ниже и в разд. 1.3–1.4 для иллюстрации результаты даны при  $L \approx 130 d_e$  и резком профиле с  $\ell = 8$ . Здесь и далее в этой главе  $d_e = (T_0/m_e)^{1/2} \omega_p^{-1}$  —

начальный радиус Дебая горячих электронов (в отличие от  $D_e$  в соотношении (1.1), где он полагался зависящим от координаты и времени) и  $\omega_p = (4\pi e^2 n_0 / m_e)^{1/2}$  — их начальная плазменная частота. Типичными для расчетов были значения  $d_e \approx 40$  нм и  $\tau_p = 2\pi\omega_p^{-1} \approx 10$  фс. Отношение масс ионов и электронов в разных расчетах выбиралось в пределах  $m_i/m_e = 100 - 50\,000$ . Его значение не влияло качественно на процессы формирования электростатической ударной волны или позднейшего развития электронной вейбелевской неустойчивости под ее фронтом (см. главу 2), лишь задерживая время их старта в  $(m_i/m_e)^{1/2}$  раз соответственно тому, что скорость расширения плазмы с горячими электронами и холодными ионами определяется скоростью ионного звука. В начальный момент частицы имели изотропные максвелловские распределения по скоростям: температура электронов в плотном слое составляла  $T_0 = 2.5$  кэВ, электронов фона —  $T_{bg0} = 50$  эВ, всех ионов —  $T_{i0} = 3$  эВ. (Отдельные одномерные расчеты при  $m_i/m_e = 100$  были проведены для температуры ионов слоя, равной  $T_0$ , при холодном фоне и при фоне с горячими электронами с температурой  $T_0$ , что не повлияло качественно на возникновение слоя уплотнения, поскольку тепловые скорости тяжелых ионов все равно были значительно меньше, чем у электронов, а число и энергия электронов фона малы по сравнению с имеющимися в основной плазме.)

В двумерных расчетах, когда плазма расширялась в плоскости  $xy$ , использовались схожие начальные условия, за исключением того, что основная плазма с горячими электронами заполняла область, как правило, в виде полукруга,  $n_L(t=0, x, y) = n_0 \exp(-r^\ell/L^\ell)$ ,  $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$ , с радиусом  $L \approx 220 d_e$  (см. рис. 1.1 для  $t=0$ ; случай расширения «полуэллипса» рассматривается в главе 2). Все границы расчетной области, кроме нижней,  $x=0$ , отвечающей поверхности мишени, задавались открытыми (поглощающими).

В большинстве расчетов использовались сетки со стороной ячейки около  $1.4 d_e$ , число частиц (с форм-фактором в виде сплайна 3 порядка) в ячейке составляло от 40 в двумерных симуляциях до  $10^4$  в одномерных, общее число частиц было порядка  $10^7 - 10^8$ . Полное время моделирования выбиралось достаточным для прохождения длины счетной области ударной волной.

Следует отметить, что подобная постановка начальной задачи для моделирования расширения сгустка плазмы, полученного путем лазерной абляции мишени сверхкоротким импульсом, используется в литературе повсеместно (см., например, [8; 10; 14; 139; 140]).

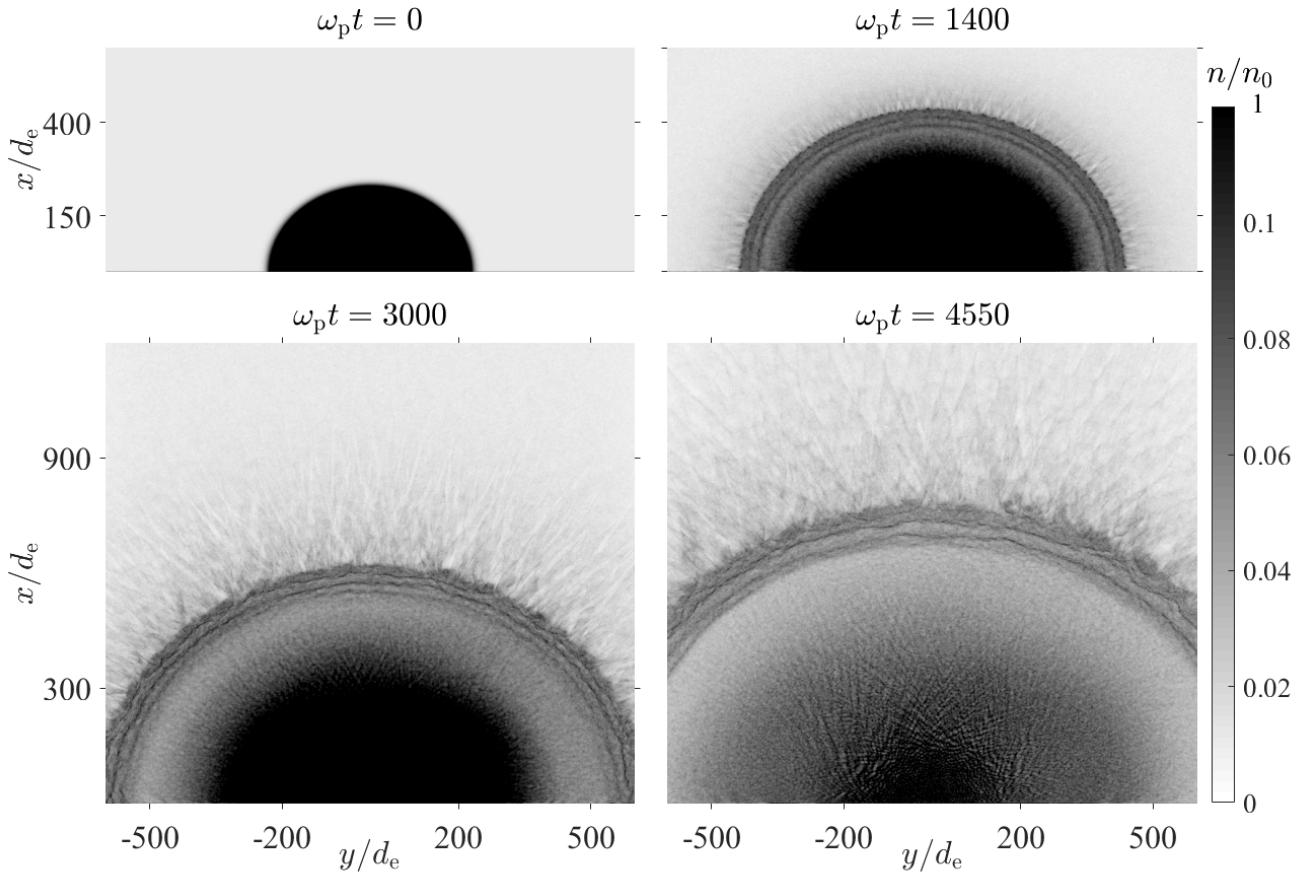


Рисунок 1.1 — Распределение нормированной концентрации плазмы в разные моменты времени, полученное в 2D расчете со следующими параметрами плазмы:  $n_{bg0} = 0.01 n_0$ ,  $L \approx 220 d_e$ ,  $m_i/m_e = 100$ ; размер области счета в плоскости  $xy$  составляет  $1700 d_e \times 1700 d_e$ .

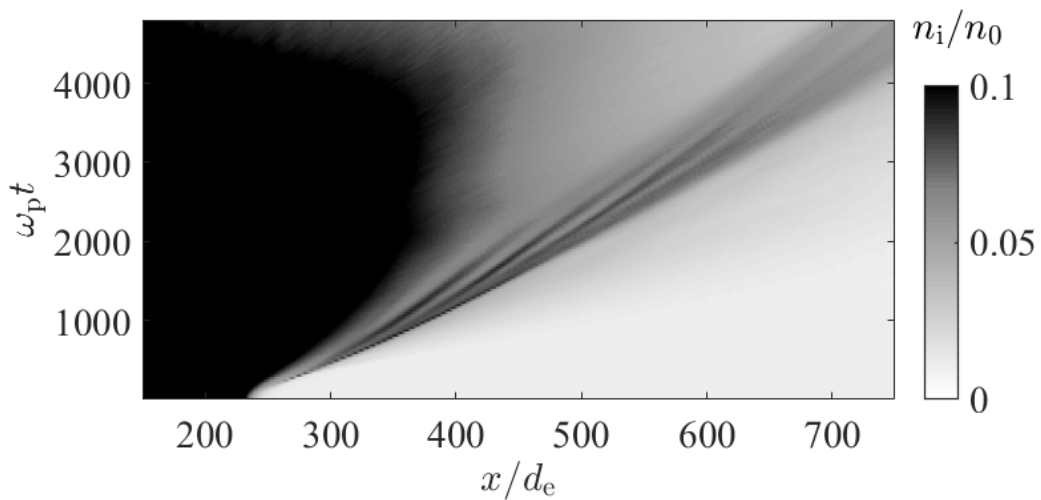


Рисунок 1.2 — Усредненное по азимуту распределение нормированной концентрации плазмы, изображенной на рис. 1.1, как функция радиальной координаты (горизонтальная ось) в разные моменты времени (вертикальная).

Проведение анализа целого ряда начальных профилей концентрации плазмы обусловлено не только отсутствием экспериментальных данных о фактическом профиле на момент нагрева мишени лазерным импульсом, но и желанием удостовериться в универсальном характере обнаруженного явления. Действительно, оказалось, что слой уплотнения образуется в широкой области параметров и для большого класса начальных профилей плазмы, причем его передняя граница совпадает со скачком плотности на фронте ударной волны. Типичные примеры эволюции распределения концентрации плазмы и электрического поля в ней в 2D и 1D конфигурациях приведены на рис. 1.1–1.5 для указанного супергауссового начального профиля плотной плазмы с  $\ell = 8$ .

Вся динамика распада разрыва в плазме диктуется переходом тепловой энергии горячих электронов в энергию направленного движения ионов (см. рис. 1.6). В целом о профиле основной расширяющейся плазмы можно сказать только то, что быстрее всего выполаживаются его более крутые участки, т. е. масштабы неоднородности в разных его частях — и до слоя уплотнения, и после — постепенно выравниваются. Поэтому со временем профиль в среднем приближается к экспоненциальному с единым характерным масштабом, что позволяет локализовать слой уплотнения.

Качественно результаты одномерных и двумерных расчетов согласуются друг с другом и соответствуют экспериментально наблюдаемым явлениям [57; 80] на рассматриваемом переходном этапе формирования ударной волны и эволюции слоя уплотнения в ней. В частности, образование ударной волны всегда происходит на границе области (1.1) и обязано, прежде всего, возникновению слоя уплотнения из ионов фоновой плазмы (см. разд. 1.3). При этом вычисление интегральных характеристик последнего (рис. 1.6) показывает, что довольно быстро после его образования кинетическая энергия ионов фоновой плазмы в нем становится малой по сравнению с энергией ионов, и электронов основной плазмы. Долговременная эволюция слоя уплотнения в первую очередь обусловлена многопотоковостью ионов (см. разд. 1.4). Имеющиеся незначительные отличия в скорости движения слоя уплотнения в 2D и 1D расчетах (рис. 1.5) в основном вызваны более быстрым падением концентрации расширяющейся плазмы в цилиндрической геометрии по сравнению с плоской и соответствующим различным уменьшением температуры горячих электронов. Отметим, что слой уплотнения в процессе расширения плазмы продолжает служить границей, на которой характерный масштаб неоднородности концентрации сравнивается с локальным радиусом Дебая

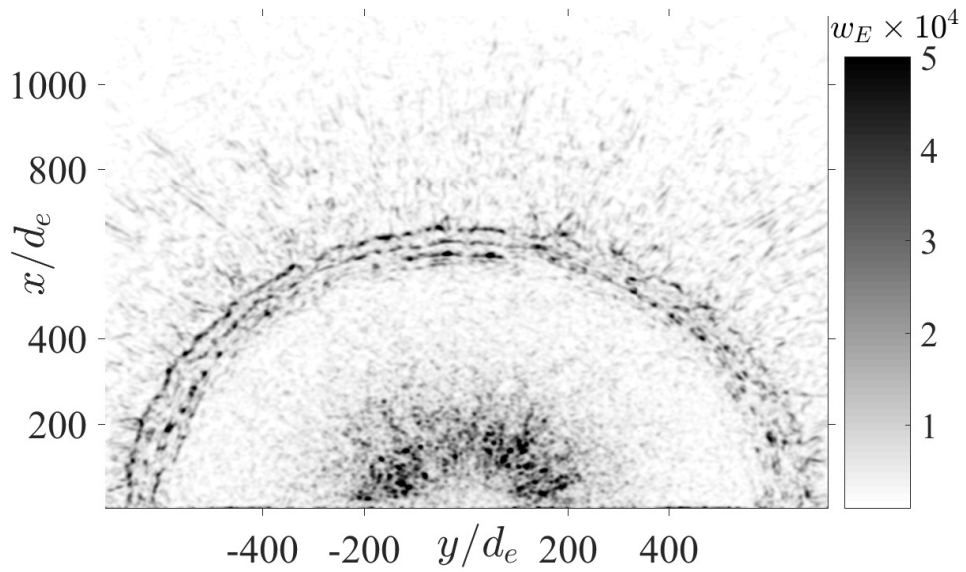


Рисунок 1.3 — Распределение плотности энергии электрического поля в единицах начальной плотности энергии горячих электронов,  $w_E = E^2 / (8\pi n_0 T_0)$ , в момент времени  $\omega_p t = 3600$ , полученное в том же расчете, что и рис. 1.1.

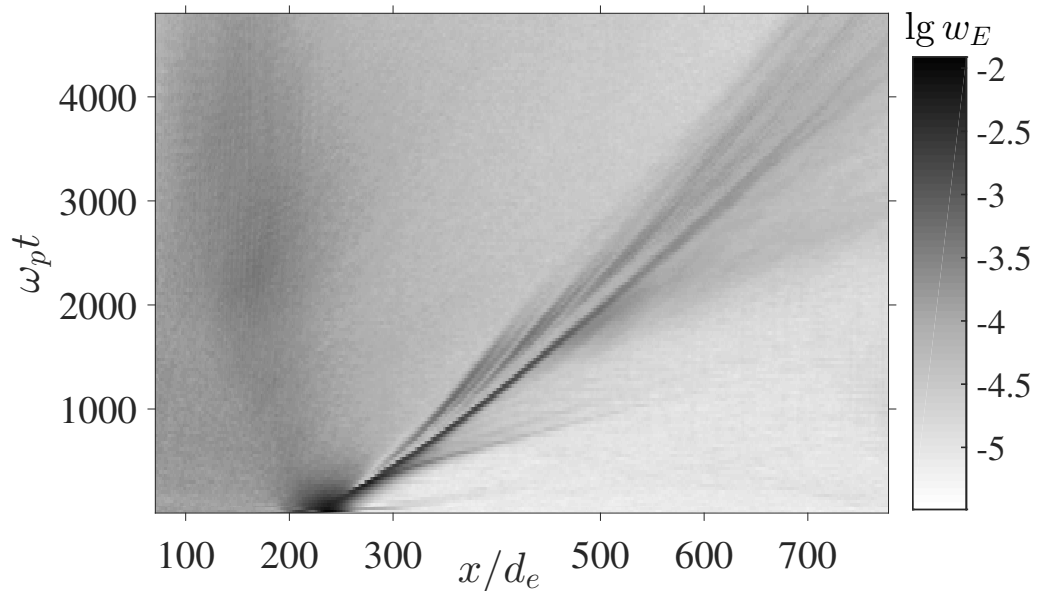


Рисунок 1.4 — Усредненная по азимуту нормированная плотность энергии электрического поля, изображенная на рис. 1.3, как функция радиальной координаты (горизонтальная ось) в разные моменты времени (вертикальная).

для горячих электронов (см. (1.1)). Скорость этого слоя на десятки процентов превышает локальную скорость ионного звука  $v_s = (T_e/m_i)^{1/2}$  (составляющую порядка  $2 \cdot 10^8$  см/с для  $m_i/m_e = 100$  и порядка  $10^7$  см/с для  $m_i/m_e = 50\,000$ ) вплоть до распада этого слоя на ионно-звуковые волны вследствие исчерпания запаса горячих электронов, когда профиль концентрации плазмы выволаживается на протяженном участке под фронтом ударной волны.

Вся совокупность проведенных расчетов свидетельствует о том, что механизм формирования слоя уплотнения для любых не слишком плавных профилей плазмы является универсальным и действует при наличии фоновой плазмы с относительно невысокой температурой и градиента давления горячих электронов, летящих из области плотной плазмы. Динамика плазмы перед фронтом ударной волны не столь универсальна и требует специального анализа, поскольку она обусловлена нестационарным неоднородным потоком ионов основной плазмы, смешанных с отраженными ионами фоновой плазмы и вместе с ними ускоренных нерегулярным, флуктуирующим электрическим полем. Концентрация ионов в данном потоке, вообще говоря, сравнима с концентрацией ионов той части фоновой плазмы,

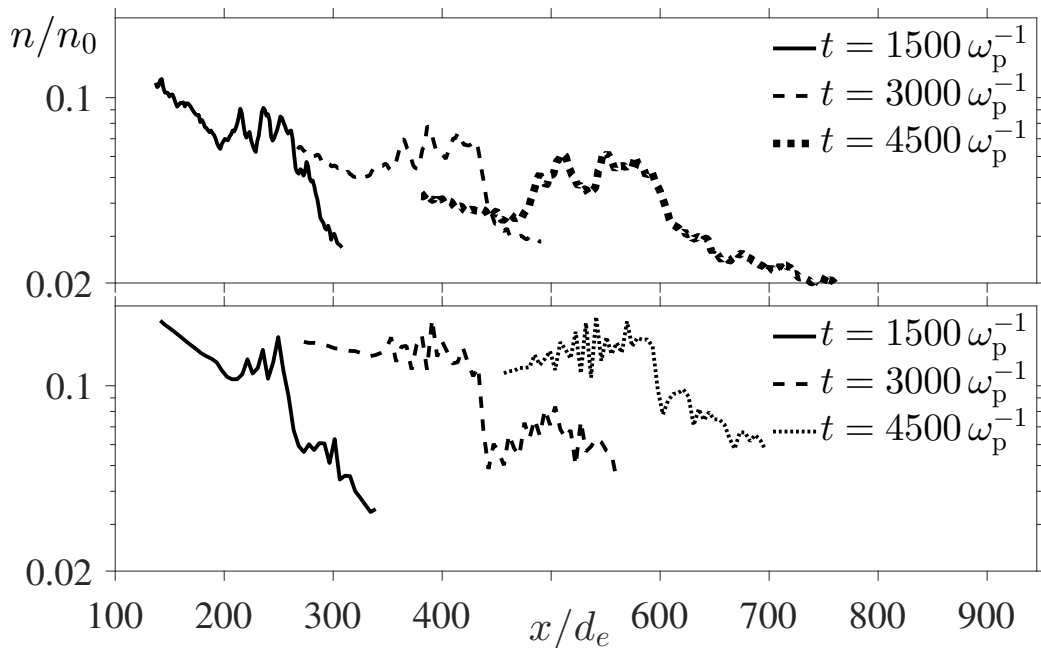


Рисунок 1.5 — Профили концентрации плазмы в районе слоя уплотнения для 2D ( $L \approx 220 d_e$ , верхняя панель, профиль вдоль среза по оси  $x$ ) и 1D ( $L \approx 130 d_e$ , нижняя панель) расчетов с параметрами плазмы, соответствующими рис. 1.1, для трех последовательных моментов времени; начало отсчета по оси  $x$  помещено в точку образования слоя уплотнения, которое в обоих расчетах происходит в момент времени  $t \approx 240 \omega_p^{-1}$ .

которая еще не затронута ударной волной, но разогревается благодаря развитию волновой турбулентности.

В случае резкого перехода от горячей плазмы к холодному фону указанная неравновесность проявляется наиболее ярко. Иллюстрацией служит рис. 1.7, где показаны типичные распределения давления газа электронов и концентрации ионов фоновой плазмы, а также рис. 1.8 и 1.9, где представлена эволюция распада разрыва в плазме для двух значений отношения концентрации основной и фоновой плазмы. На рис. 1.8 такое отношение равно 2 и, как при любом небольшом перепаде концентрации плотной и фоновой плазмы,  $n_0/n_{bg0} \lesssim 2$ , неравновесность электронов оказывается недостаточной для образования слоя уплотнения. При этом на фронте разрыва, который движется со скоростью, примерно равной скорости ионного звука, образуется пакет ионно-звуковых волн в соответствии с известной теорией ламинарного течения ионов [4; 6; 9; 124; 146]); проводившиеся ранее расчеты, например [146], в этом случае согласуются с выполненными в настоящей работе.

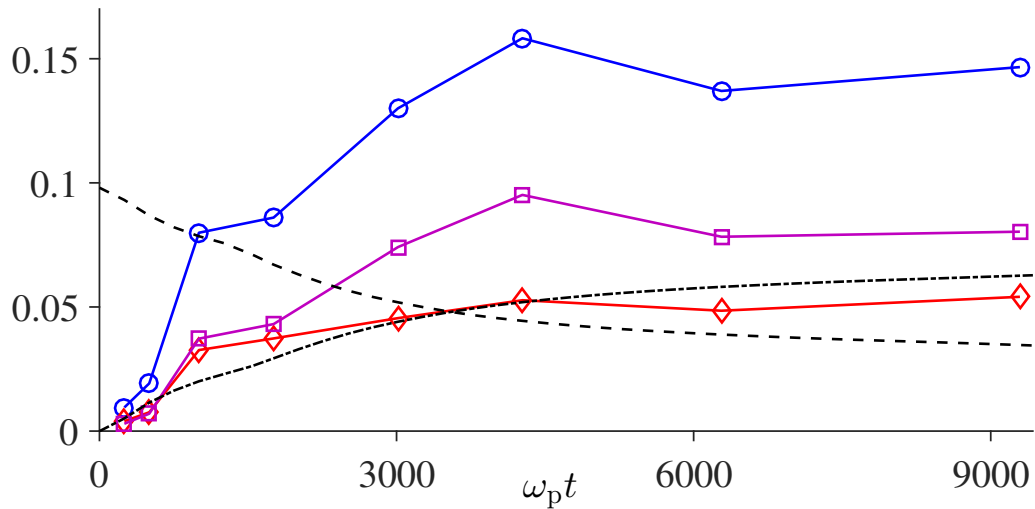


Рисунок 1.6 — Энергетические характеристики всей плазмы и слоя уплотнения в ней (в единицах начальной энергии всех частиц плазмы) в зависимости от времени для 1D расчета с теми же параметрами плазмы, что на рис. 1.1.

Штриховая и штрихпунктирные кривые — энергия всех электронов и ионов плазмы соответственно (умножены на  $10^{-1}$ ); круги — кинетическая энергия всех частиц, составляющих слой уплотнения; ромбы — кинетическая энергия только электронов основной плазмы в слое уплотнения; квадраты — только ионов основной плазмы.



В случае же многократного перепада концентрации, как на рис. 1.9, через некоторое время после начала расчета на профиле расширяющейся плазмы образуется слой уплотнения, существующий долгое время, вплоть до момента, когда средняя концентрация расширяющейся основной плазмы становится сравнимой с концентрацией фоновой, т. е. пока существует достаточный градиент давления горячих электронов. После указанного момента времени этот слой уплотнения исчезает и на его месте остается пакет ионно-звуковых волн, которые, как на рис. 1.8, могут свободно распространяться по плавно неоднородной плазме. До указанного момента времени эти волны также генерируются на бегущем фронте ударной волны и в его окрестности, в том числе за счет встречных потоков ионов (см. несколько переосцилляций концентрации плазмы и электрического поля перед фронтом и, в основном, под ним на рис. 1.2 и 1.4); однако генерируемые волны не могут ни обогнать быстро бегущий фронт, ни отстать от него благодаря наличию резко нарастающей за ним концентрации расширяющейся плазмы.

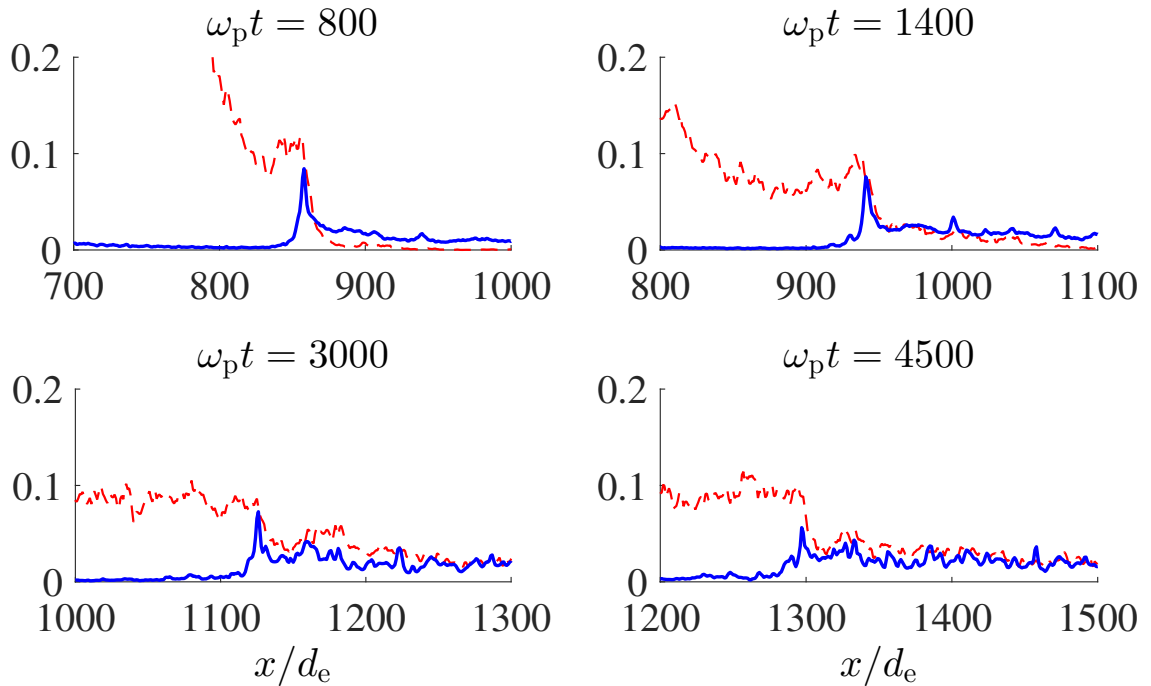


Рисунок 1.7 — Штриховая кривая — давление горячих электронов (в единицах начального),  $n_{eL} (\langle v_x^2 \rangle - \langle v_x \rangle^2) / (n_0 T_0)$ , в зависимости от продольной координаты в последовательные моменты времени, угловые скобки обозначают усреднение по функции распределения в данной точке пространства. Сплошная — нормированная концентрация ионов фоновой плазмы,  $n_{i,bg}/n_0$ , пик в которой указывает положение передней границы слоя уплотнения. Параметры плазмы соответствуют рис. 1.1.

Не будем останавливаться на детальном анализе зависимости времени существования и формы слоя уплотнения от начального профиля перехода от плотной к разреженной плазме. Эти зависимости, кратко обсуждаемые в разд. 1.5, обнаружены автором в расчетах с достаточно плавными степенными, экспоненциальными и линейными профилями концентрации плазмы. Подчеркнем только, что такая зависимость по существу отсутствует для более резких, супергауссовых профилей, результаты исследования которых представлены в разд. 1.3–1.4.

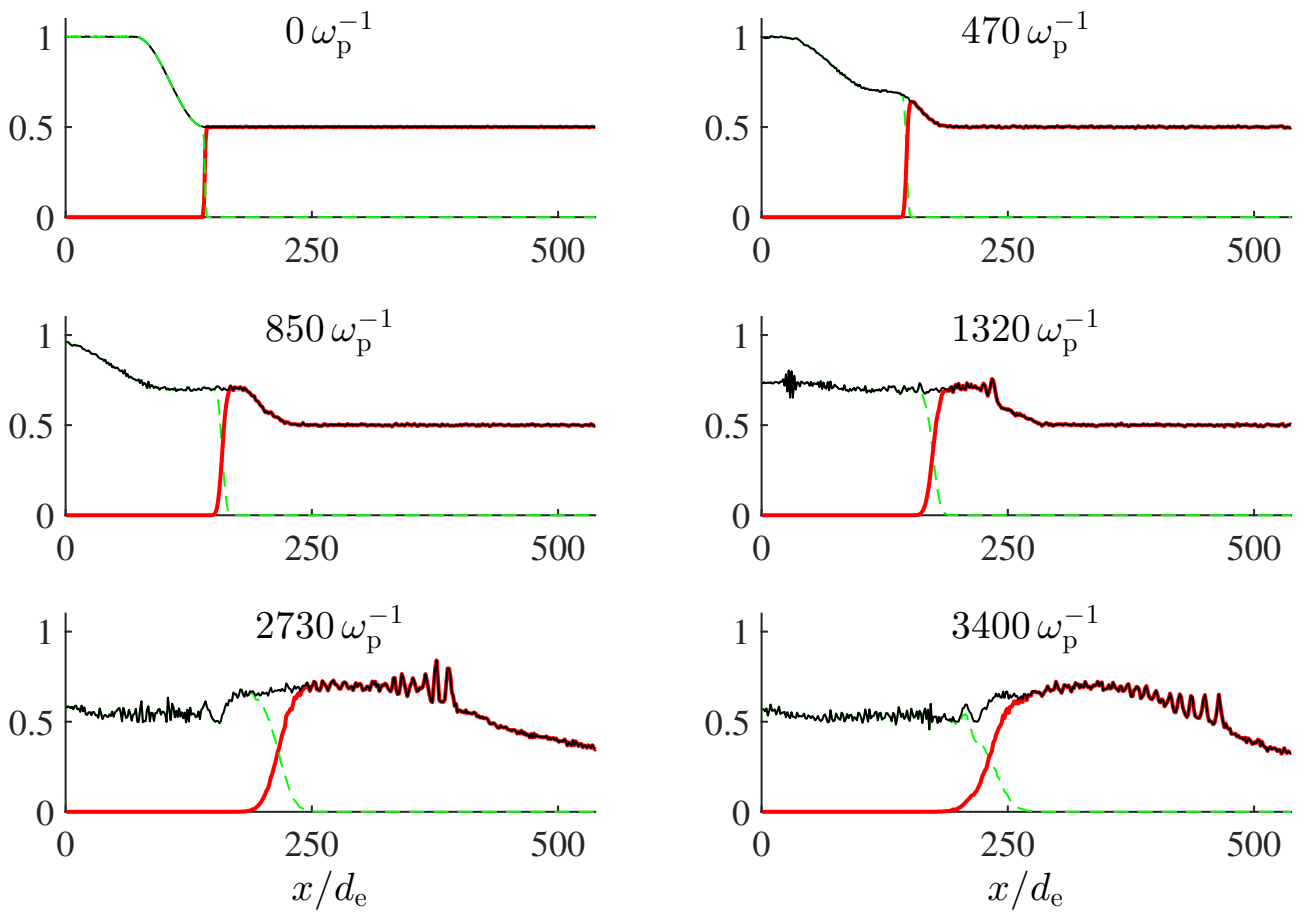


Рисунок 1.8 — Профили концентрации плазмы в последовательные моменты времени (в единицах  $\omega_p^{-1}$ ), полученные в 1D расчете с профилем спада концентрации основной плазмы, аналогичным взятому в работе [146], и тем же небольшим перепадом концентрации плазмы,  $n_{\text{right},0}/n_{\text{left},0} = 0.5$ , при одинаковых остальных параметрах плазмы справа и слева от разрыва (как у основной плазмы на рис. 1.1–1.7). Красная кривая — концентрация ионов справа от исходного разрыва, зеленая штриховая — концентрация ионов слева, черная — их суммарная концентрация.

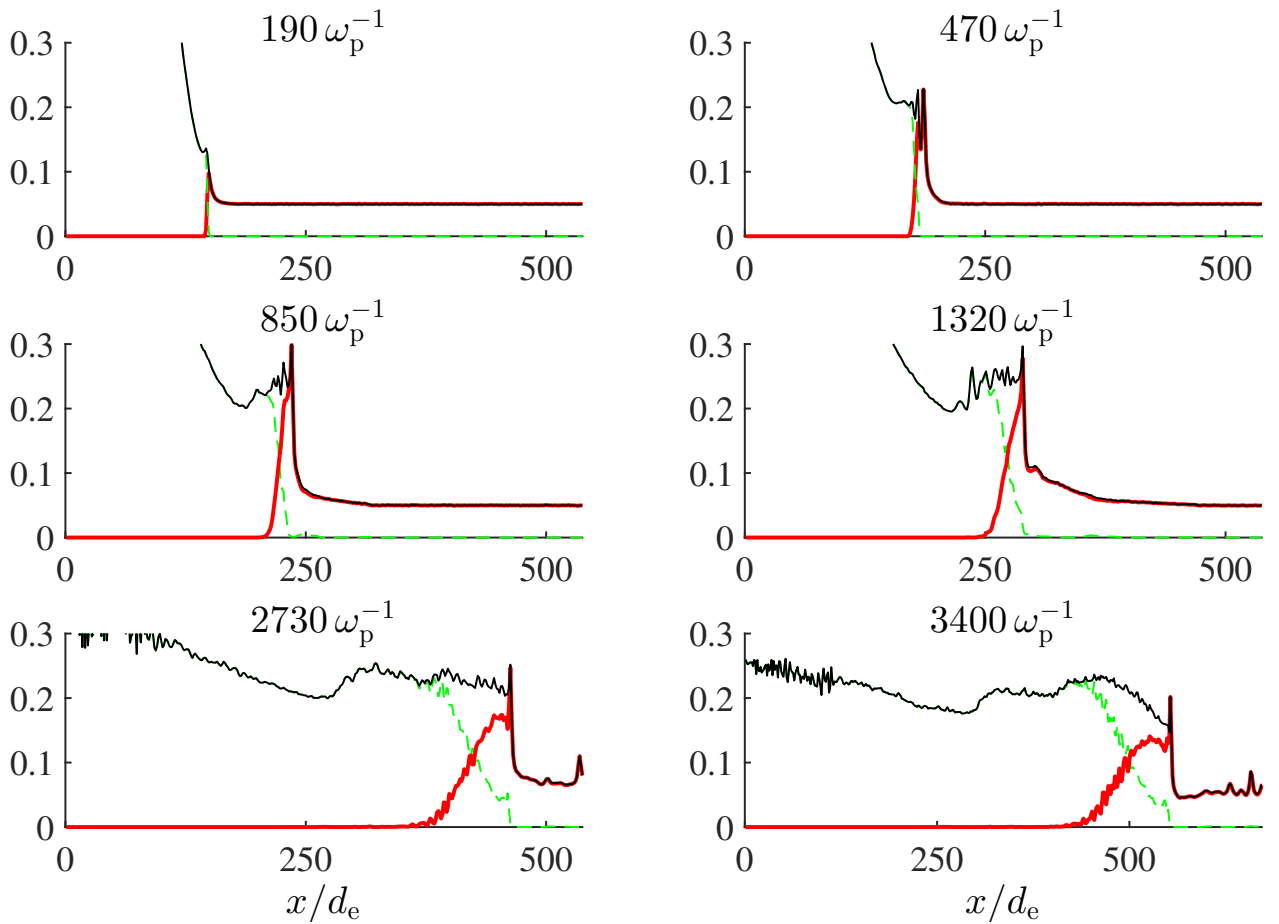


Рисунок 1.9 — Профили концентрации плазмы в последовательные моменты времени (в единицах  $\omega_p^{-1}$ ), полученные в 1D расчете с профилем спада концентрации основной плазмы, аналогичным взятому в работе [146], и значительным перепадом концентрации плазмы,  $n_{\text{right},0}/n_{\text{left},0} = 0.05$ , с теми же параметрами, что на рис 1.8. Обозначения те же, что на рис. 1.8.

### 1.3 Формирование фронта ударной волны как слоя уплотнения

Согласно сказанному во введении (разд. 1.1), настоящая глава посвящена, главным образом, качественному исследованию недавно обнаруженной динамической структуры в электростатической ударной волне — слоя уплотнения, который возникает при расширении плазмы с горячими электронами в холодную фоновую плазму гораздо меньшей плотности. Инерция ионов и опережающее расширение электронной компоненты, благодаря ее более высокой, чем у ионов, начальной температуре, приводят к образованию амбиполярного электрического поля, замедляющего электроны и ускоряющего ионы. Согласованная амбиполярная структура поля и плотности зарядов, расширяясь наружу, ускоряет и гонит перед собой значительную часть ионов фона (до 70–90% их числа в обсуждаемых расчетах), отражая не слишком быстро набегающие ионы и собирая их в бегущий слой уплотнения, который постепенно обогащается и размывается догоняющими его ионами основной плазмы и скапливающимися ионами фоновой.

Профили концентрации ионов фоновой и основной плазмы в этом слое зависят от начальных и граничных условий и меняются со временем (см. рис. 1.5 и 1.10). В типичных условиях общая концентрация ионов в максимуме, близком к передней границе слоя, превышает концентрацию у ее подножия в несколько раз, обеспечивая скачок концентрации на фронте ударной волны. Вместе с тем этот пик концентрации обычно не более чем в 2–3 раза превышает концентрацию на задней границе слоя, т. е. в первом минимуме профиля концентрации плазмы, если считать со стороны горячей области.

Проведенные многочисленные расчеты показали, что слой уплотнения зарождается одновременно с ударной волной там, где отношение локального дебаевского радиуса электронов к масштабу неоднородности концентрации плазмы становится не малым, достигая величины  $D_e/\Lambda_i \sim 0.2-0.3$  и допуская длительное существование большого нестационарного электрического поля разделения зарядов (ср. [163]), и для резкого сильного разрыва фактически появляется тогда, когда эта концентрация оказывается порядка начальной концентрации фоновой плазмы. На первых порах дальнейшего расширения основной плазмы электрическое поле избыточных электронов (см. рис. 1.3, 1.4) перед образовавшимся скачком плотности, движущимся с околосвуковой скоростью, одинаковым образом ускоряет каждый из встречающихся на пути ионов фоновой плазмы, доводя его скорость

ровно до указанной околосвуковой скорости скачка плотности как раз к тому моменту, когда координаты скачка и иона сравниваются. В результате большинство ионов фона почти идеально, с точностью до локального дебаевского радиуса, собирается в один острый пик (см. ранние моменты времени на рис. 1.7, 1.9, 1.10), так что и первоначальная толщина слоя уплотнения (в течение  $\sim 200 \omega_p^{-1}$ ) составляет около одного локального дебаевского радиуса электронов. Далее скорость большинства этих ионов увеличивается, и они обгоняют ударную волну.

Момент образования фронта ударной волны отвечает возникновению особенности на фазовой плоскости ионов фоновой плазмы (см.  $x/d_e \approx 200$  в момент времени  $\omega_p t = 250$  на рис. 1.11), что в дальнейшем ведет к обрушению их потока и появлению двухпотокости. Анализ траекторий отдельных частиц показывает, что происходит это следующим образом. Большая часть (до 70–90%) ионов фоновой плазмы, настигнутых бегущим слоем уплотнения (см., например, область  $x/d_e < 190$  на левой верхней панели рис. 1.11), отражается от фронта ударной волны и пополняет верхнюю ветку функции распределения по скоростям, в итоге

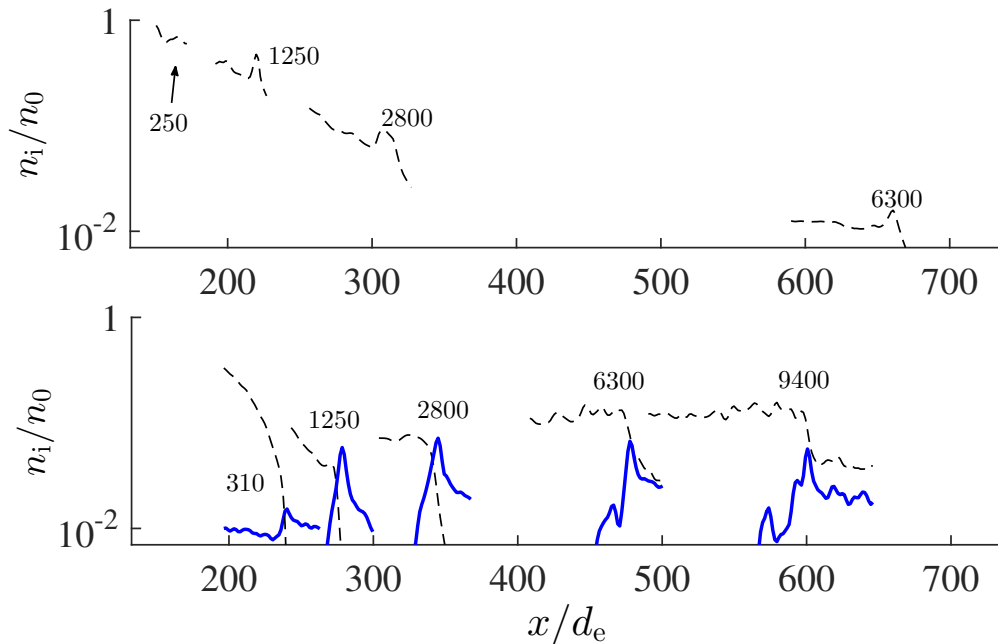


Рисунок 1.10 — Профили концентрации плазмы вблизи наибольшего уплотнения в последовательные моменты времени (отмечены числами на графиках в единицах  $\omega_p^{-1}$ ) для двух 1D расчетов с линейным профилем спада концентрации основной плазмы и разной концентрацией фоновой: сверху случай  $n_{bg0} = 0$ , снизу —  $n_{bg0} = 0.01 n_0$ . Параметры плазмы:  $L \approx 120 d_e$ ,  $m_i/m_e = 1000$ ,  $T_0 = 3$  кэВ,  $T_{bg0} = T_{i0} = 3$  эВ; размер области счета —  $720 d_e$ . На нижнем графике сплошной кривой показаны профили концентрации ионов фоновой плазмы.

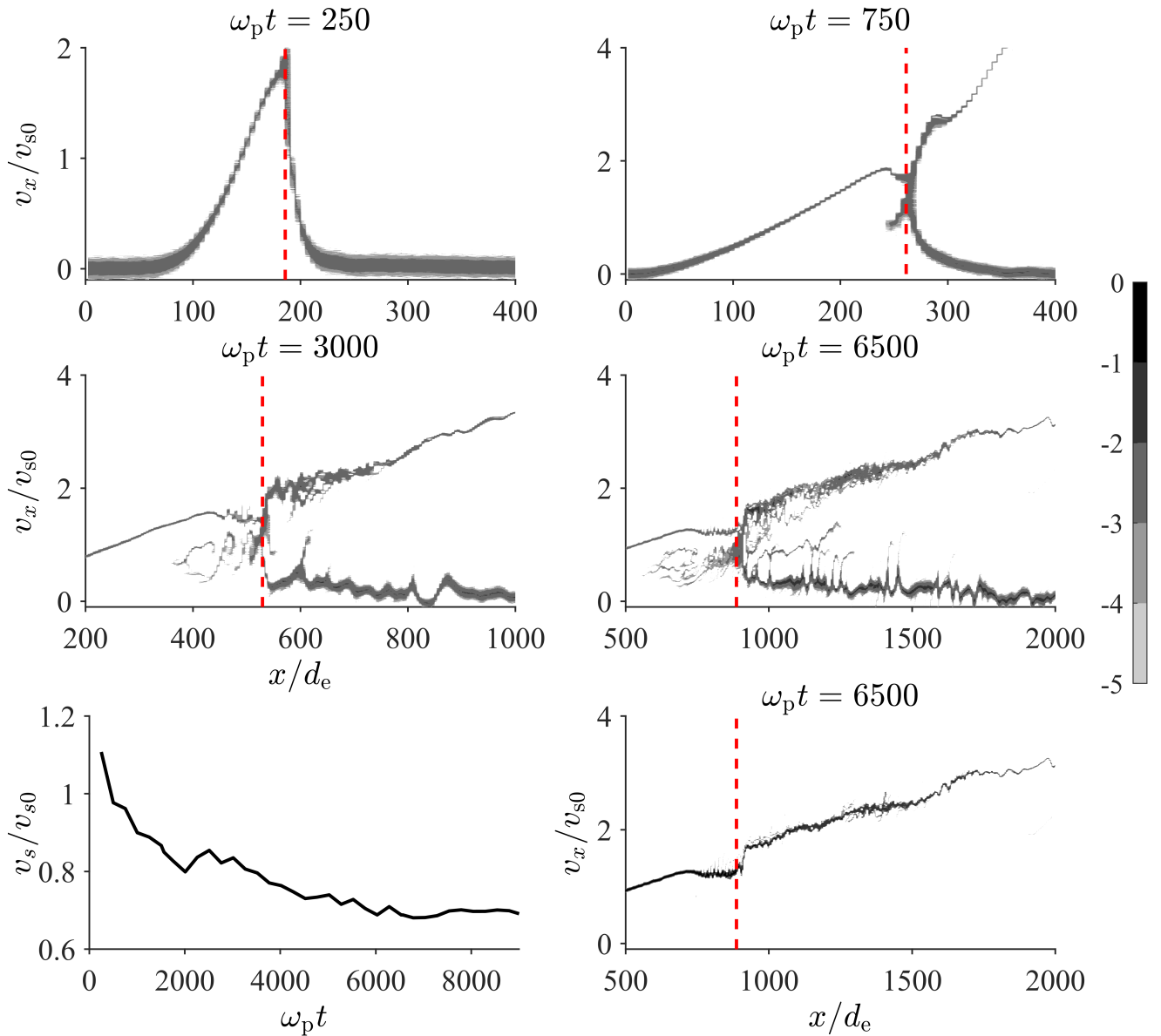


Рисунок 1.11 — Фазовая плотность ионов фоновой плазмы (оттенки серого, логарифмическая шкала) в последовательные моменты времени, полученная в 1D расчете с теми же параметрами плазмы, что на рис. 1.1. По вертикальной оси отложена продольная скорость, нормированная на скорость ионного звука  $v_{s0}$ , рассчитанную по начальной температуре горячих электронов. На нижней правой панели то же для ионов основной плазмы в последний момент времени  $\omega_p t = 6500$ . На нижней левой — локальная скорость ионного звука на фронте ударной волны в единицах  $v_{s0}$  в зависимости от времени. Красной штриховой линией показано приблизительное положение фронта ударной волны (локального максимума концентрации ионов фона).

приобретая скорость чуть меньше удвоенной скорости фронта и пронизывая фоновую плазму перед фронтом (см. рис. 1.11 в следующие моменты времени). Оставшаяся их часть на некоторое время задерживается в нем, испытывает небольшое число возвратных осцилляций и затем отстает, следуя в кильватере (см. «завихрения» на фазовой плоскости в момент  $\omega_p t = 3000$  в области  $400 < x/d_e < 540$ ). При этом полное количество убежавших вперед ионов фоновой плазмы при небольшой ее концентрации ( $n_{\text{bg}0} \lesssim 10^{-2} n_0$ ) может быть невелико по сравнению с более многочисленными и точно так же обгоняющими фронт ударной волны ионами основной плазмы, которые, напомним, в рассматриваемых расчетах тоже являются холодными. Указанные встречные потоки ионов фоновой и основной плазмы еще будут обсуждаться в следующем разделе 1.4.

Здесь же важно подчеркнуть, что слой уплотнения в значительной мере является проточным. Этого нельзя сказать о рассматривавшемся ранее [159; 163] передовом слое повышенной концентрации плазмы, который иногда наблюдался при моделировании расширения в вакуум облака плазмы с горячими электронами, обладавшего достаточно резкими границами. Соответствующий пример приведен на рис. 1.10, из которого видно, что подобный передовой слой может даже значительно ускоряться в вакууме (см. момент времени  $\omega_p t = 6300$ ), но при наличии фоновой плазмы не возникает и заменяется рассматриваемым здесь слоем уплотнения. Последний поначалу состоит в основном из ионов фоновой плазмы (и может даже немного опережать передовой слой, который формировался бы в случае ее отсутствия, т. е. в случае вакуума). Однако на большей части времени существования слоя уплотнения и он, и опережающий его поток ускоренных ионов преимущественно состоят из ионов основной плазмы.

Опишем подробнее начало представленного на рис. 1.1–1.7 расширения достаточно резкого многократного перепада от горячей плазмы к фоновой, имеющего пространственный масштаб  $n_L |dn_L/dx|^{-1} \lesssim 30 d_e$ . На начальной стадии процесс разлета внешних слоев плазмы является фактически одномерным: горячие электроны устремляются вперед от границы, оставляя холодные и тяжелые ионы позади. На временах меньше или порядка одного плазменного периода,  $\tau_p = 2\pi\omega_p^{-1}$ , область максимума формирующегося электрического поля  $E_x(t, x)$  движется со скоростью порядка тепловой скорости электронов. Через 1–2 плазменных периода наступает нелинейная стадия: возникшее поле  $E_x$  существенно замедляет электроны и начинает ускорять ионы. Ко времени порядка  $20 \omega_p^{-1}$  (для указанных на рис. 1.1–1.4 условий) поле достигает наибольшего значения,

после чего начинает убывать, а большая часть электронов в значительной мере возвращается, реализуя квазинейтральное динамическое состояние быстро деформируемого профиля плазмы. Спустя время  $\sim 250 \omega_p^{-1}$  для  $m_i/m_e = 100$  (или  $\sim 4700 \omega_p^{-1}$  для  $m_i/m_e = 50\,000$ ), что порядка времени  $\Lambda_i/v_s$  прохождения ионного звука через характерный масштаб  $\Lambda_i \approx L/10$  неоднородности плазмы в момент образования слоя уплотнения и по порядку величины соответствует значению, найденному для экспоненциального профиля в [163], скорость движения максимума поля уменьшается, приближаясь к ионно-звуковой с точностью до десятков процентов (см. рис. 1.4).

К этому моменту на расстоянии примерно  $250 d_e$  от исходной левой границы спадающего профиля основной плазмы в зависимостях  $E_x(x)$  и  $n_i(x)$  (рис. 1.2, 1.4) формируется квазистационарный слой уплотнения с одной или несколькими ионно-звуковыми осцилляциями, передняя граница которого отвечает многократному скачку концентрации, т. е. фронту ударной волны. Далее эта структура движется с почти постоянной, уменьшающейся медленно скоростью, примерно в 1.5 раза превышающей локальную скорость ионного звука, причем ширина слоя уплотнения составляет десятки локальных радиусов Дебая электронов, примерно на порядок увеличиваясь на протяжении всего рассматриваемого процесса распада разрыва (см. рис. 1.5, 1.7 и подробнее в следующем разделе 1.4).

Образование слоя уплотнения происходило качественно одинаковым образом для различных параметров плазмы, в том числе различных отношений масс ионов и электронов, которое варьировалось в пределах от 100 до 50 000. Значительное, в 1.5–2 раза, превышение максимума концентрации на фронте ударной волны над минимумом концентрации за фронтом реализуется только при не слишком малом отношении концентраций фона и основной плазмы. Если указанное отношение было существенно меньше  $10^{-3}$ , то, как показывает численное моделирование, слой уплотнения не образуется или образуется с задержкой, оказывается едва заметным и недолговечным, исчезая за несколько десятков плазменных периодов.

Пороговое отношение  $n_{bg,cr}/n_0$ , обеспечивающее образование достаточно стабильного слоя уплотнения различно для разных начальных профилей. Вероятно, оно определяется типичным масштабом  $\Lambda_i$  спада концентрации основной плазмы, выраженным в радиусах Дебая горячих электронов:  $n_{bg,cr}/n_0 \sim (d_e/\Lambda_i)^2$ . Данное соотношение получено приравниванием обеих частей (1.1) при условии  $n_e = n_{bg,cr}$ . Для проведенных расчетов с супергауссовым профилем с  $\ell = 8$  было  $\Lambda_i \sim 0.1 L \sim 10 d_e$  и порог составлял  $10^{-2}$ – $10^{-3}$ . Во всех рассматриваемых



мых случаях время образования слоя уплотнения оказывается порядка  $\Lambda_i/v_s$ , т. е. определяется указанным масштабом. Для резких разрывов в плазме место образования слоя уплотнения близко к области максимального электрического поля в самом начале разлета горячих электронов, где благодаря достаточно большой величине отношения  $D_e/\Lambda_i$  (см. (1.1)) под действием этого поля начинается процесс нестационарного сгребания ионов фоновой плазмы, если концентрация последней там не слишком велика по сравнению с концентрацией основной плазмы. При этом моделирование показало, что за появление слоя уплотнения с локальным максимумом концентрации плазмы прежде всего отвечают ионы фона, которые не должны быть слишком горячими, чтобы их большая часть эффективно отражалась от образовавшегося и налетающего на них резкого перепада электростатического потенциала.

Согласно проверочным расчетам, весь процесс слабо зависит как от температуры ионов основной плазмы, если эта температура меньше или порядка температуры электронов в ней, так и от температуры электронов фона (в силу их малочисленности). Если же и температура ионов фона тоже порядка температуры горячих электронов, то при распаде сильного разрыва такой монотемпературной плазмы эти ионы все равно образуют заметный, пусть более плавный, горб плотности под действием поля убежавших из основной плазмы электронов; однако данный горб быстро выволакивается и по существу не влияет на профиль основной расширяющейся плазмы, так что говорить об образовании общего слоя уплотнения не приходится. Наряду с этим если фона настолько много, что его концентрация составляет десятки процентов от концентрации основной расширяющейся плазмы (рис. 1.8), то неравновесности и неоднородности плазмы с горячими электронами оказывается недостаточно для появления отраженных ионов фона, нарушения ламинарности течения и развития волновой турбулентности, а исследуемый переходный слой уплотнения с локальным максимумом тоже не образуется или плохо различим и не может существовать сколько-нибудь значительное время.

## 1.4 Долговременная эволюция слоя уплотнения и многопоточность ионов

Рассмотрим подробнее роль тех или иных потоков ионов через слой уплотнения. Ускоренные ионы основной разлетающейся плазмы, попадая в него, а затем опережая фронт ударной волны, взаимодействуют с фоновой плазмой и за счет неустойчивостей пучкового типа создают возмущения электрического поля, например ленгмюровские и ионно-звуковые [8; 124; 129–132]. Их детальный анализ выходит за рамки настоящей работы, однако в целом можно утверждать, что возникающая волновая турбулентность ослабляет обсуждавшиеся в предыдущем разделе процессы отражения и группирования ионов фона в узкий пик концентрации. Поэтому со временем слой уплотнения все больше насыщается ионами основной плазмы и постепенно деформируется, как это ясно из рис. 1.7, 1.10–1.12. В результате и перед фронтом ударной волны начинает вырастать пьедестал, а сам слой уплотнения выполаживается и превращается в турбулизованный слой плазмы за фронтом ударной волны. Там присутствуют возвратные хаотические движения ионов в фазовом пространстве, развиваются кинетические пучковые

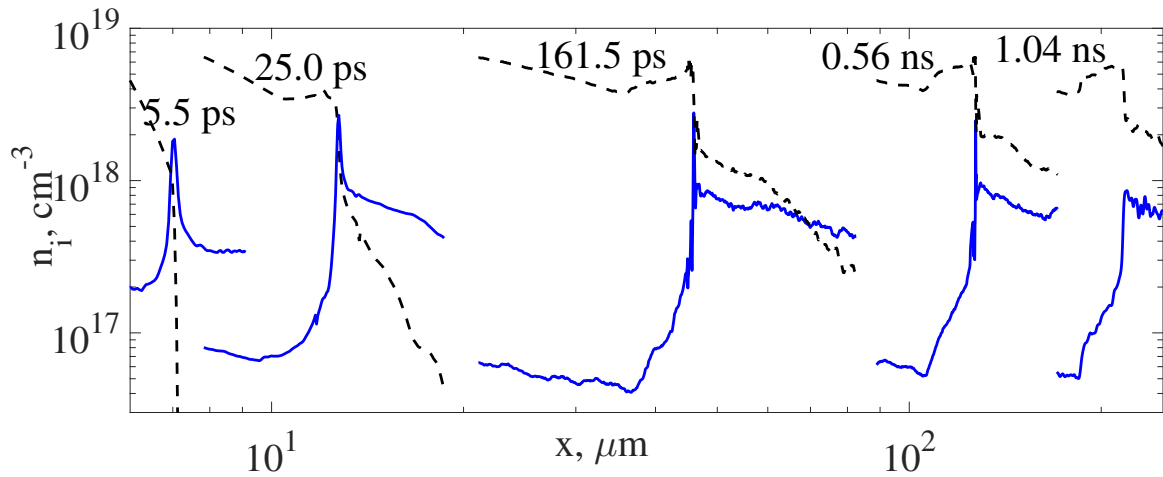


Рисунок 1.12 — Профиль концентрации ионов в районе слоя уплотнения в разные моменты времени в 1D расчете с параметрами:  $n_{bg0}/n_0 = 0.01$ ,  $m_i/m_e = 5 \cdot 10^4$ , заряд иона —  $3e$ ,  $d_e = 37$  нм, размер области счета — 300 мкм. Сплошные кривые — ионы фоновой плазмы, штриховые — ионы основной. Скорость слоя уплотнения примерно равна  $1.9 \cdot 10^7$  см/с и хорошо согласуется с оценкой  $1.5 \cdot 10^7$  см/с, полученной в эксперименте [57].

неустойчивости и генерируются ленгмюровские и ионно-звуковые волны. Последние могут образовывать уединенные импульсы, особенно на нелинейной стадии нарастания, которые, имея меньшую скорость, будут отставать от фронта и напоминать ионно-звуковые солитоны, сильно деформированные неоднородностью плазмы (см. рис. 1.2, 1.4, 1.5, 1.9 и ср. [9; 139; 146]).

Данную картину так или иначе подтверждают и другие проведенные автором расчеты, в целом показывающие, что слой уплотнения на фронте ударной волны со временем включает все большее число частиц, удлиняется и движется с постепенно уменьшающейся скоростью, превышающей скорость ионного звука на десятки процентов, до тех пор, пока его поддерживает поток первоначально разогретых электронов в переходной области сильно неоднородной плазмы, порожденной исходным разрывом. При этом в широкой области по обе стороны от слоя уплотнения, обедненной горячими электронами, несмотря на выполнение неравенства  $D_e/\Lambda_i \ll 1$ , имеется плавно меняющееся поле с большим общим перепадом потенциала (в два и более раз превышающим падение потенциала на фронте ударной волны, где  $D_e/\Lambda_i \sim 1$ ), обусловленное общей, крупномасштабной неоднородностью основной плазмы и ускоряющее часть ионов в ней слева от фронта до его скорости, а также продолжающее ускорять эти ионы и отраженные фронтом ионы фоновой плазмы справа от фронта вплоть до скоростей, в несколько раз превышающих ионно-звуковую (см. также [147]).

Электрическое поле в слое уплотнения, быстро приобретающее турбулентный характер, обеспечивает частичный разогрев как подхватываемых ударной волной ионов фона, так и догоняющих ее ионов основной плазмы, зачастую доводя эффективную тепловую скорость этих ионов до сотых и даже десятых долей скорости ионного звука в зависимости от параметров плазмы; при этом и локальная продольная температура электронов в слое уплотнения может повыситься на 10–20% по сравнению с их температурой в плазме позади. Речь идет об эффективной температуре частиц при усреднении по масштабам больше локальной дебаевской длины горячих электронов, но меньше масштаба неоднородности плазмы: это усреднение необходимо, поскольку в случае достаточно холодных ионов с начальной температурой меньше или порядка нескольких электрон-вольт в области сильного разрыва в плазме на длинах вплоть до указанной дебаевской длины наблюдаются существенные изменения средней скорости, превышающие исходную тепловую скорость ионов и сопровождающиеся их многопотоковостью.

Информативным средством изучения подобных кинетических эффектов является сравнительный анализ эволюции распределения ионов фоновой и основной плазмы по продольной скорости  $v_x$  и координате  $x$  (см. рис. 1.11). Появление особенности типа разветвления на указанной фазовой плоскости служит признаком возникновения ударной волны (см., например, [8; 124]). Связанный с этой особенностью скачок средней скорости ионов, т. е. отношение их скоростей перед и за фронтом ударной волны, быстро достигает определенной величины ( $\sim 1.2$ – $1.3$  на рис. 1.11) и в дальнейшем слабо меняется. Как отмечалось, приближенно сохраняется и число Маха слоя уплотнения, т. е. отношение его скорости к локальной скорости ионного звука  $v_s$ , несмотря на то, что за все рассматриваемое время моделирования средняя энергия электронов уменьшается более чем вдвое (см. рис. 1.6). Расчеты распадов различных сильных разрывов показали, что соответствующая скорость передней части слоя уплотнения, т. е. фронта ударной волны, как и ожидалось, примерно равна средней скорости ионов фоновой плазмы на нем.

Не все подхваченные ударной волной ионы фона сразу отражаются от ее фронта: некоторые лишь постепенно ускоряются ее полем, а значительная часть (до 30%) либо захватывается в слой уплотнения за фронтом, либо немного отстает от этого слоя и, разогреваясь, вместе с турбулентно движущимися ионами основной плазмы уширяет его. Более многочисленные ионы основной плазмы постепенно ускоряются под фронтом ударной волны и лишь ненадолго задерживаются в слое уплотнения, подпитывая его и тоже заметно разогреваясь, а далее обгоняют ударную волну, постепенно изменяя и сглаживая ее фронт, т. е. передний край слоя уплотнения. Вклад ионов основной плазмы в этот слой и поток перед ним постоянно растет со временем по сравнению с вкладом ионов фона и довольно скоро начинает преобладать, особенно при  $n_0/n_{bg0} \geq 100$  (см. рис. 1.9, 1.10, 1.12). Вместе с тем ионы фона в основном отражаются от слоя уплотнения и его узкой передней части, даже несмотря на турбулентность, присутствующую на фронте ударной волны и перед ним и разогревающую их еще до отражения от фронта.

Наряду с приведенными качественными выводами для примера укажем количественные параметры слоя уплотнения для случая расширения плазмы, представленного на рис. 1.1–1.7. Здесь отношение максимальной плотности в этом слое к плотности плазмы перед фронтом и минимальной плотности плазмы за фронтом (на расстоянии от него порядка  $\sim 5$  электронных радиусов Дебая) быстро, за время  $\sim 600 \omega_p^{-1}$ , нарастает до величин  $\sim 5$  и  $\sim 1.5$  соответственно и далее медленно уменьшается.

На этапе формирования слоя уплотнения ( $250 \omega_p^{-1} < t < 2000 \omega_p^{-1}$ ) скорость его передней границы по отношению к локальной скорости ионного звука  $v_s$ , т. е. число Маха фронта ударной волны, падает с 1.6 до 1.4, а задней растет с 1.0 до 1.2; на этапе квазистационарного распространения длительностью  $\sim 3000 \omega_p^{-1}$  составляет приблизительно 1.4 и 1.3 для правой и левой границ. При этом ширина слоя уплотнения на двух указанных этапах возрастает примерно на порядок и вдвое соответственно.

В целом, характерное число Маха слоя уплотнения для других расчетов распада сильного разрыва в рассматриваемой области параметров плазмы лежало в пределах 1.2–1.9, причем число Маха передней границы с момента ее образования и до конца времени моделирования уменьшалось всего лишь на величину порядка 10–20%.

Снова подчеркнем, что ионы обеих фракций не захватываются в слой уплотнения надолго, а либо обгоняют, либо отражаются, либо отстают от него, иногда сделав одну-две осцилляции. В результате за фронтом образуются потоки ионов с разными скоростями, и именно поэтому увеличиваются ширина слоя уплотнения, число частиц и количество переосцилляций поля в нем. Несмотря на это, его характерный вид длительное время ( $\sim 3000 \omega_p^{-1}$ ) не меняется, а число Маха если и уменьшается, то незначительно. Отношение энергии частиц в этом слое к начальной энергии основной плазмы при выбранных начальных условиях составляет около 10% (см. рис. 1.6). На этапе формирования слоя уплотнения, пока вклад ионов фоновой плазмы еще больше или порядка вклада ионов основной, энергосодержание слоя (рис. 1.6) и его толщина (рис. 1.2, 1.5) значительно растут (интервал времен  $250 \omega_p^{-1} < t < 2000 \omega_p^{-1}$ ), причем энергия делится между электронами и ионами примерно поровну. На установившейся, наиболее длительной стадии, когда энергосодержание и толщина слоя меняются не сильно, а преобладающими являются догнавшие его ионы основной плазмы, их вклад заметно превышает вклад горячих электронов (на 30–50% в рассмотренном на рис. 1.1–1.7 случае); при этом максимальная концентрация ионов фоновой плазмы долгое время сохраняется примерно на одном и том же уровне, заметно меньшем концентрации ионов основной плазмы (см. рис. 1.10).

Существование рассматриваемого слоя уплотнения и согласованной с ним электростатической ударной волны связано с наличием резкого градиента давления неравновесных энергичных электронов (см. рис. 1.7) и нарушением ламинарности движения ионов в нем (рис. 1.11). Детальный анализ долговременной эволюции

ударной волны и слоя уплотнения в ней, а также видимого под фронтом на рис. 1.2, 1.4, 1.9) формирования убегающих и быстро затухающих ионно-звуковых волн, особенно на поздней стадии распада сильного разрыва в плазме, требует исследования развитых флуктуаций электрического поля и концентрации частиц, а также меняющихся потоков ионов фоновой и основной плазмы в условиях истощения указанного давления электронов. Такой анализ выходит за рамки диссертационной работы и требует более детальных расчетов, в частности, для выяснения роли генерируемых плазменных волн с масштабом порядка дебаевского.

### 1.5 Плавные начальные профили перехода от горячей к фоновой плазме

Остановимся теперь кратко на влиянии начального профиля перехода от плотной к сильно разреженной плазме на свойства и само существование слоя уплотнения и связанной с ним ударной волны. Для определенности здесь рассматриваются начальные условия в виде области квазиоднородной плазмы с горячими электронами и спадающего от нее протяженного хвоста той же плазмы или фоновой (меньшей температуры) с характерным масштабом  $n_L |dn_L/dx|^{-1} \sim 50 d_e - 300 d_e$  (для значительно больших масштабов в плазме с рассматриваемыми параметрами слои уплотнения не возникают). В целях краткости ограничимся тремя типами переходных слоев: степенными, экспоненциальными и линейными, по-прежнему считая  $m_i/m_e = 100$ , ионы — однозарядными и выбирая максимальную концентрацию плазмы на уровне  $n_0 = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ .

Для степенных начальных профилей вида

$$n_L = \begin{cases} n_0 & \text{при } 0 \leq x \leq L, \\ n_0 \Lambda^p (x - L + \Lambda)^{-p} & \text{при } x > L, \end{cases}$$

полагая для определенности в расчетах  $L = \Lambda = 3 \text{ мкм} \approx 80 d_e$ , можно обнаружить, что заметные слои уплотнения — один большой и несколько меньших впереди него — с перепадом концентрации вплоть до  $\sim 0.1 n_0$  образуются (почти одновременно) только для показателей  $p$  близких к 2–3, существуют не очень долго (на протяжении  $\sim 1200 \omega_p^{-1}$ ) и содержат не более нескольких процентов от начальной энергии всех частиц. Эти слои становятся отчетливее, имеют большее

энергосодержание и существуют дольше при увеличении толщины однородного слоя горячей плазмы  $L$ , что усиливает поток неравновесных электронов в переходном слое. Однако они становятся менее заметны и быстрее пропадают как при увеличении масштаба переходного слоя  $\Lambda$  до величины  $\gg 100 d_e$ , что ослабляет действие неравновесных электронов, так и при его уменьшении до величины  $\ll 100 d_e$ , что уменьшает количество ионов, ускоряемых ударной волной до ионно-звукового порога и собираемых в какой-либо слой уплотнения. Отметим, что степенной профиль  $n_L \propto x^{-p}$  с индексом  $p = 2$  является выделенным, поскольку именно для него и локальный масштаб неоднородности плазмы, и локальный дебаевский радиус электронов пропорциональны  $x$ , соответственно их отношение не зависит от координаты.

Слои уплотнения не возникают ни при каком масштабе  $\Lambda$  в случаях  $p = 1$  и  $p = 5$ . В первом варианте гиперболический профиль становится лишь мелко изрезанным, и многочисленные «зародыши» слоев в виде возмущений концентрации плазмы мешают друг другу, исключая формирование обособленных структур. Во втором — крутой профиль приводит к слишком малому количеству ионов, собираемых электрическим полем убежавших вперед электронов, и процесс идет почти как расширение в вакуум.

Однако во всех указанных случаях введение однородного фона плазмы с концентрацией хотя бы в несколько раз меньше  $n_0$  (но не на много порядков) обеспечивает формирование ярко выраженного слоя уплотнения, движущегося вместе с фронтом ударной волны и, по существу, формирующего его. Аналогичное утверждение справедливо для экспоненциальных профилей  $n_L = n_0 \exp(-x^\ell/\Lambda^\ell)$  с  $\ell \sim 1-3$ .

В качестве последнего примера обратимся к линейному профилю спада концентрации плазмы с горячими электронами:  $n_L = n_0(L + \Lambda - x)/\Lambda$  в области  $L < x < L + \Lambda$  перехода к однородному фону с  $n_{bg0} = 10^{-2} n_0$ , а при  $x \leq L = 5 \text{ мкм} \approx 140 d_e$  однородной,  $n_L(x) = n_0$ . Расчеты для значений  $\Lambda/L = 0.1; 0.5; 1.0; 1.5; 2.0$  показали, что слой уплотнения формируется только при наличии фона и в момент образования имеет тем большую концентрацию частиц, чем круче склон. Этот формирующийся слой с максимумом концентрации ионов на передней границе оказывается единственным, и с течением времени концентрация в его максимуме и следующей за ним области длиной порядка десятков локальных электронных радиусов Дебая значительно нарастает за счет догоняющих его ионов основной плазмы (согласно разд. 1.4), например в 2.5 раза с момента

$t = 1900 \omega_p^{-1}$  до момента  $t = 9400 \omega_p^{-1}$  при  $\Lambda = L$ . Средняя скорость слоя уплотнения, выраженная в начальной скорости звука, немного падает, примерно с 1.3 до 1.2, при изменении отношения  $\Lambda/L$  от 2 до 0.1. При этом в каждом случае локальное число Маха фронта ударной волны на протяжении  $6500 \omega_p^{-1}$  имеет постоянное значение около 1.7, а затем нарастает приблизительно до 2.1 к моменту  $t \approx 12000 \omega_p^{-1}$ .

Однородность фоновой плазмы не является обязательным условием образования слоя уплотнения. Это проверено, например, для плазмы со степенным профилем с показателем  $p = 3$ , гладко сопряженным в точке  $x_0 = L_1 + \Lambda_1$  с профилем со значением  $p = 1$ :

$$n = \begin{cases} n_0 \Lambda_1^3 (x - L_1 + \Lambda_1)^{-3} & \text{при } L_1 < x < x_0, \\ n_0 \Lambda_2 (x - L_2 + \Lambda_2)^{-1} & \text{при } x \geq x_0, \end{cases}$$

где  $L_1 = 25 \text{ мкм} \approx 680 d_e$  и  $\Lambda_1 = 5 \text{ мкм} \approx 140 d_e$ , а параметры  $L_2, \Lambda_2$  находятся из условия непрерывности производной  $dn/dx$  в точке  $x_0$ , которое не будем здесь приводить. По-прежнему, как и на рис. 1.11, оказалось, что разветвление функции распределения ионов на фазовой плоскости  $(x, v_x)$  отвечает положению слоя уплотнения, причем, как и для сильного разрыва с очень малой шириной, имеющаяся перед фронтом ударной волны верхняя наклонная ветка, включая часть до разветвления, содержит преимущественно ионы основной плазмы, а нижняя образована ионами фоновой.

Из сказанного следует, что форма начального профиля плазмы в существенной мере определяет влияние динамики горячих электронов на перераспределение плотности холодных ионов. (В то же время образование и движение слоя уплотнения слабо чувствительны к температуре электронов и ионов переходного слоя, если та не превышает температуру электронов в однородном слое плотной плазмы и этот слой обладает достаточным запасом горячих электронов, т. е. является достаточно протяженным.) Ранее исследования такого рода обычно ограничивались предположением о больцмановском, равновесном распределении электронов (см., например, [146; 148]). Учитываемая в настоящей работе неравновесность их распределения в лазерной плазме с параметрами, подобными представленным, стала изучаться сравнительно недавно (применительно и к другим явлениям, см., например, [2; 131; 138; 149; 164; 165]). В начале распада разрыва, до образования ударной волны и слоя уплотнения на ее фронте, функция распределения электронов разлетающейся плазмы модифицируется присутствием



встречных электронных потоков, корректный расчет которых невозможен в приближении больцмановского равновесия. Однако даже после формирования квазистационарного слоя уплотнения функция распределения электронов вблизи фронта продолжает отличаться от максвелловской, являясь анизотропной и асимметричной, о чем свидетельствует, например, отличие от нуля нормированного третьего момента функции распределения электронов по продольным скоростям, регистрируемое в результатах описанных здесь PIC-расчетов на уровне порядка 0.1. Выяснение характера немаксвелловского распределения электронов в рассматриваемой задаче заслуживает специального исследования. Один аспект этого вопроса обсуждается в главе 2.

## 1.6 Выводы

В данной главе на основе численного моделирования расширения бесстолкновительной лазерной плазмы с горячими электронами в холодную фоновую плазму для большого числа различных параметров плазмы и начальных профилей ее концентрации впервые дан систематический качественный анализ условий возникновения, особенностей формирования и эволюции слоя уплотнения на фронте электростатической ударной волны, бегущей со скоростью немного больше ионно-звуковой. В результате исследования движения ионов в области слоя выяснено, что фоновая плазма играет принципиальную роль как в самом возникновении ударной волны, так и в образовании и поддержании скачка и пика плотности частиц на ее фронте. В типичных условиях большая часть ионов фоновой плазмы (до 70–90% их числа) эффективно отражается от набегающего на них фронта, заметно разогревается и может приобретать направленную скорость, в несколько раз превышающую локальную ионно-звуковую.

Вместе с тем ионы основной плазмы, догоняющие слой уплотнения, образуют большую его часть под фронтом в течение почти всего времени существования слоя. Эти ионы значительно разогреваются в нем и, обогнав его, вместе с отраженными ионами фоновой плазмы в дальнейшем приобретают большую скорость, в несколько раз превышающую скорость фронта, так что в фоновой плазме перед фронтом ударной волны формируется мощный поток ускоренных ионов и пьедестал плотности плазмы перед фронтом. Проведенное моделирование

позволило установить характерные скорости направленного движения и расширения слоя уплотнения, энергосодержание различных фракций частиц в нем и особенности его эволюции, включая образование и выхолаживание. Оказалось, в частности, что число Маха слоя уплотнения, вычисленное по локальной скорости ионного звука, меняется незначительно.

Показано также, что тонкая структура слоя уплотнения и развивающаяся в нем волновая турбулентность связаны с проходящими через него встречными потоками ионов (и фоновой, и основной плазмы) и согласованным с ними движением горячих неравновесных, немаксвелловских электронов. Именно благодаря наличию этих потоков в условиях сильно неоднородной плазмы выявленные основные свойства ударной волны отличаются от предсказываемых простейшими моделями с ламинарным движением плазмы [1; 4], а также моделями с отражением холодных ионов от фронта [2; 152], в которых не учитываются имеющиеся в представленных здесь расчетах турбулентность и соответствующий разброс скоростей ионов. В частности, в рассматриваемом случае распада сильного разрыва наличие слоя уплотнения плазмы качественно изменяет процесс генерации солитоноподобных ионно-звуковых волн на фронте ударной волны, известный для исследовавшихся ранее распадов слабых разрывов с перепадом концентрации плазмы, меньшим или порядка двукратного, когда многопотоковость течения незначительна.

Интерес представляет также ряд эффектов, сопутствующих образованию слоя уплотнения при распаде сильного разрыва в плазме, затронутых в этой главе лишь отчасти, прежде всего развитие турбулентных возмущений и возникновение анизотропных распределений ионов и электронов по скоростям, проявляющих себя в развитии неустойчивостей пучкового и вейбелевского типа, которые ведут к генерации квазиэлектростатических и квазимагнитостатических полей.

## Глава 2. Вейбелевский механизм генерации магнитного поля в расширяющейся плазме с горячими электронами

### 2.1 Введение

Для неравновесной бесстолкновительной плазмы с анизотропными распределениями частиц по скоростям характерно наличие мелкомасштабных квазимагнитостатических структур, в том числе турбулентных, которые во многом определяют как кинетику отдельных частиц, так и динамику макроскопических квазинейтральных неоднородностей и их крупномасштабную структуру [154–156]. Важнейшим механизмом возникновения такой квазимагнитостатической турбулентности является вейбелевская неустойчивость [129; 133; 134], сопровождающая самые разные переходные процессы в космической и лабораторной (лазерной) плазме. Такая неустойчивость типична для процессов расширения неравновесной плазмы в фоновую, включая ударные волны и джеты или вспышечные явления в активных областях короны и хромосферы Солнца и других звезд [11; 20; 123; 154; 166–169].

Недавно, благодаря созданию сверхмощных лазеров, появилась возможность наблюдать вейбелевскую неустойчивость в лазерной плазме [11; 12; 170–175], что открывает новые перспективы для изучения квазимагнитостатической турбулентности и моделирования связанных с ней явлений в слабостолкновительной газоразрядной, ионосферной и астрофизической плазме. В процитированных экспериментальных работах разлетающийся сгусток плазмы создавался путем абляции различных мишеней лазерными импульсами длительностью от субнаносекунд до десятков фемтосекунд с энергией от тысяч до единиц Дж соответственно. Предварительные эксперименты [13–17], численные расчеты [66; 176; 177] и проведенные автором оценки показывают, что и при создании неравновесной плазмы менее энергичными фемтосекундными импульсами с типичной энергией порядка 10–100 мДж в широкой области ее параметров следует ожидать генерацию сильного магнитного поля, нарастающего до мегагауссного уровня и выше на временах меньше или порядка 1 нс. В этом случае ионы остаются достаточно холодными и нагрев значительной доли электронов мишени мощным излучением приводит к возникновению долговременного потока их высокоэнергичной фрак-

ции из центральной части прогретой области плотной плазмы в окружающее пространство, заполненное, как правило, фоновой плазмой значительно меньшей концентрации. В подобных процессах немаловажной может быть роль и первоначально холодных электронов фоновой плазмы, которые приобретают направленную скорость и анизотропно разогреваются, а следовательно, способны изменить характер вейбелевской неустойчивости горячих электронов. Особую роль кинетические процессы с горячими электронами при расширении плотной неравновесной плазмы в более разреженную и холодную могут играть и в упомянутых взрывных явлениях в атмосферах звезд и планет.

Процесс разлета неравновесной плазмы в фоновую и эволюция структуры возникающей бесстолкновительной ударной волны подробно обсуждались в главе 1. Как было показано, выполаживание достаточно резкого начального профиля плазмы происходит преимущественно на его более крутых участках, так что масштабы неоднородности постепенно выравниваются и в среднем профиль плазмы приближается к экспоненциальному с единым, все нарастающим масштабом, причем уровень концентрации монотонно падает всюду вплоть до слоя уплотнения в ударной волне. Этот слой может содержать заметную долю (до  $\sim 10\%$ ) энергии сгустка горячей плазмы и по происхождению является электростатическим: его структура вместе со структурой узкой области перед фронтом ударной волны формируется и затем поддерживается электрическим полем разделения зарядов горячих электронов и холодных ионов. Встречные потоки последних, неизбежно возникающие в областях, примыкающих к фронту с обеих сторон, приводят к пучковой неустойчивости плазменных и ионно-звуковых волн и росту мелкомасштабных квазиэлектростатических полей [66; 131].

Однако вскоре после начала разлета плазмы распределение электронов по скоростям становится сильно анизотропным, особенно под фронтом ударной волны, и в системе возникают квазистационарные магнитные поля, обладающие энергией, на несколько порядков превышающей энергию генерируемых электрических полей, и значительно большими пространственными масштабами. При этом обычно реализуется рассматриваемая ниже ситуация, в которой энергия этих магнитных полей не превышает нескольких процентов энергии сгустка горячей плазмы, так что в первом приближении можно не учитывать их влияние на ее разлет, по крайней мере пока они не привели к сильному перераспределению продольной и поперечной тепловых энергий электронов и не повлияли на структуру фронта.

Среди механизмов генерации магнитного поля в указанной ситуации преобладающей роли кинетики электронов для исследовавшейся здесь лазерной плазмы можно выделить три группы, различающиеся по области локализации, пространственным масштабам, времени нарастания и направлениям векторов генерируемых полей; ср., например, [140; 178]. (Вейбелевская температурная и филаментационная неустойчивости анизотропного распределения ионов на рассматриваемых малых временах существования сильно неравновесной плазмы проявиться не успевают, равно как и не могут поддерживать наблюдаемые малые пространственные масштабы возмущений магнитного поля.)

Быстро возникающие токи горячих электронов, разлетающихся в основном поперек границы столкновительной плазмы из расплавленного вещества мишени, и частично компенсирующие их возвратные токи холодных электронов, формирующих потоки во встречных направлениях и, в частности, подлетающих вдоль поверхности мишени к ее разогретой части, отвечают за крупномасштабную азимутальную компоненту поля, направленную вдоль поверхности мишени (так называемый фонтанный эффект [178–180]). Эта компонента локализована преимущественно вне сгустка расширяющейся плазмы (перед фронтом ударной волны при расширении в разреженный фон) достаточно далеко от разогретой области и нарастает за время, которое определяется скоростью горячих электронов и размером нагретой области, обычно порядка 30–300 мкм, составляя величину 0.1–10 пс (см. [174; 178; 181–183]).

В области более плотной плазмы, в том числе столкновительной, формирование крупномасштабных токов электронов и соответствующего им азимутального магнитного поля обусловлено прежде всего неколлинеарностью градиентов плотности горячих электронов и их температуры. Этот механизм, называемый термоэлектрическим эффектом или батареей Бирмана, обеспечивает быстрый рост поля за время, также определяемое размером области нагрева, точнее характерным масштабом изменения температуры, и тепловой скоростью электронов [177], и подробно исследовался экспериментально и теоретически, в том числе в рамках кинетического подхода [140; 177; 178; 184].

К третьей группе относятся кинетические вейбелевские неустойчивости [133], например тепловая и филаментационная, обусловленные анизотропным распределением по скоростям как остывающих горячих электронов разлетающейся плазмы, так и разогреваемых холодных электронов фоновой, создающих к тому же встречные потоки. Подобные кинетические неустойчивости обеспечи-

вают рост мелкомасштабной (обычно с периодом меньше или порядка 10 мкм) квазистатической компоненты магнитного поля в бесстолкновительной части расширяющейся плазмы начиная с характерных времен больше или порядка 10 пс, сначала в более плотной плазме в области под фронтом ударной волны, но потом и в достаточно протяженной области перед фронтом. До сих пор характер анизотропии разлетающейся неоднородной плазмы и особенности развития вейбелевской неустойчивости в возникающих условиях нестационарного неоднородного бесстолкновительного потока по существу не исследовались.

Так, в работах [12; 140; 174; 177; 184] рассматривалась генерация полей в результате развития филаментационной неустойчивости на фронте расширяющейся плазмы, имеющая по существу одномерный характер. Анизотропия распределения электронов по скоростям в этой области возникает за счет локальных противотоков электронов довольно плотной фоновой плазмы, компенсирующих заряд быстро убежавших горячих электронов основной и вместе с ними формирующих двухпоточковые распределения. При развитии неустойчивости таких «пучковых» распределений, фактически являющейся частным случаем вейбелевской неустойчивости, возникают мелкомасштабные электрические токи, ориентированные по направлению разлета плазмы и промодулированные в пространстве вдоль фронта расширения, в то время как соответствующие им магнитные поля ортогональны направлению расширения (см. главу 4). Аналогичная структура магнитных полей наблюдалась в работах [175] на больших расстояниях от разогретой лазером области, где упомянутые двухпучковые распределения формируются потоками горячих электронов, наоборот, возвращающихся к поверхности мишени сквозь фоновую плазму вблизи нее. В статье [14] магнитное поле с подобной структурой в разлетающейся лазерной плазме, созданной фемтосекундным импульсом, было экспериментально зарегистрировано уже на временах порядка 1 пс и существовало по крайней мере несколько пикосекунд. Столь быстрая генерация поля объяснена авторами филаментационной вейбелевской неустойчивостью двухпоточкового распределения электронов, в котором имеется поток релятивистских электронов, появляющийся вследствие пондеромоторного действия лазерного импульса на плазму.

Иной механизм самогенерации магнитного поля в расширяющейся плазме за счет вейбелевской неустойчивости был предложен в работе [176], авторы которой в одномерных и двумерных, точнее 1D3V и 2D3V, расчетах показали, что при расширении в вакуум плоского слоя плазмы с горячими электронами, первона-

начально имевшими изотропное распределение по скоростям, происходит потеря их тепловой энергии, причем уменьшается преимущественно дисперсия их скоростей в направлении расширения, а эффективная температура в ортогональной плоскости остается почти неизменной и сохраняющей первоначальное значение. Такая дисковая анизотропия функции распределения приводит к развитию вейбелевской неустойчивости и росту компоненты магнитного поля, лежащей в указанной плоскости и промодулированной в направлении расширения. Неустойчивость вейбелевского типа исследовалась также в статье [185], где рассматривались две столкнувшиеся электростатические ударные волны во встречных потоках лазерной плазмы и было показано, что у горячих электронов, захваченных в ямы электростатического потенциала между фронтами, увеличивается эффективная температура в направлении движения ударных волн. Это приводит к продольной, «игольчатой» анизотропии (бимаксвелловости) распределения электронов и росту филаментов продольного тока (и поперечного магнитного поля) с волновыми векторами, ортогональными указанному направлению. Отметим, что в обеих статьях изучалась по существу простейшая ситуация одномерного, плоскостного расширения плазмы.

Наконец, в упоминавшейся уже работе [175] при помощи двумерного гибридного численного моделирования (2D3V PIC-MHD типа), действующего закон Ома, продемонстрирована неустойчивость облака горячих электронов, разлетающегося в плоскости счета в холодную плотную плазму и анизотропно остывающего. Неустойчивость приводит к генерации радиального магнитного поля, промодулированного по азимуту, и согласованных с этим полем токов, текущих ортогонально указанной плоскости и образующих плоские листы. Такой механизм генерации поля аналогичен исследуемому здесь методом полностью кинетического моделирования, однако авторы, привлекая результаты расчетов для объяснения эксперимента по лазерной абляции, располагали плоскость счета на поверхности мишени, а не ортогонально ей, что не позволило им проследить динамику разлета электронов в разреженную плазму в пространстве над мишенью и, следовательно, описать картину полей и токов там.

Взаимодействие всех перечисленных механизмов формирования магнитного поля в реальных экспериментах заслуживает специального исследования, поскольку может приводить к сложной эволюции и наложению квазимагнитостатических структур с разными масштабами. В этой главе затронута только часть данной проблемы, относящаяся к вейбелевской неустойчивости, а именно к тепловой

неустойчивости анизотропно остывающих электронов расширяющейся плазмы и к тепловой или филаментационной неустойчивостям разогреваемых электронов фоновой, причем обсуждаются только стадии нарастания и насыщения роста магнитного поля. Более долговременная стадия не рассматривается, поскольку такое рассмотрение, вообще говоря, требует анализа согласованной динамики ионов, включая вопросы перераспределения энергии кинетического движения электронов и ионов и перемешивания их траекторий под действием возникающего магнитного поля, особенно значимого в области под фронтом ударной волны. Подобный анализ для случая однородной плазмы со сравнимым энергосодержанием электронов и ионов проведен в главе 5. При этом зачастую, так же, как для вейбелевской неустойчивости в однородной плазме [129; 133], в проведенных в диссертационной работе расчетах динамика токов фактически является квазистатической, поскольку характерное время эволюции этих структур превышает характерный масштаб их неоднородности, деленный на скорость типичных частиц, а роль индукционного электрического поля незначительна.

Рассматриваемые явления возможны в экспериментах с лазерной плазмой, создаваемой абляцией плоской мишени при падении мощного пучка излучения фемтосекундного лазера. Определение структуры сгенерированных в плазме магнитных полей с пространственным разрешением порядка микрон на субпикосекундных временах можно осуществить с помощью диагностического лазерного пучка, пропускаемого с контролируемой временной задержкой сквозь расширяющееся облако плазмы и направленного вдоль поверхности мишени. Интерферометрические измерения набега фазы излучения позволяют получить крупномасштабное распределение концентрации плазмы [13; 15], а ее мелкомасштабные неоднородности можно выявить методом теневой фотографии (см., например, [186]). При помощи измерения поворота плоскости поляризации излучения и изменения его эллиптичности, которые происходят в магнитном поле при выборе различных трасс распространения диагностического пучка за счет эффектов Фарадея и Коттона – Муттона соответственно, удастся качественно определить структуру генерируемых магнитных полей и их величины [14; 15; 182; 187–189]. Представление о параметрах вырывающихся из мишени горячих электронов можно получить с использованием измерений рентгеновского излучения или непосредственно спектра электронов [15; 182; 190].

В разд. 2.2 настоящей главы представлены детали проведенного численного моделирования распада сильного разрыва, образованного плотной плазмой с горя-



чими электронами и разреженной холодной плазмой. В разд. 2.3 и 2.4 приведены полученные результаты, касающиеся особенностей анизотропии распределения по скоростям электронов двух фракций и общей структуры возникающих токов и магнитного поля в различных областях плазмы. В разд. 2.5 представлены оценки и выявленные свойства вейбелевской неустойчивости, связанной с доминирующей фракцией исходных горячих электронов, на линейном и нелинейном этапах генерации мелкомасштабного магнитного поля, включая корреляцию его структуры с пространственной структурой анизотропии распределения электронов по скоростям.

Результаты, вошедшие в эту главу, опубликованы автором в статьях [65; 66], а также материалах конференций [13; 15; 73–78; 112; 191; 192].

## 2.2 Особенности начальной задачи для численного моделирования

Будем по-прежнему рассматривать в качестве основного случай, соответствующий рис. 1.1 главы 1, когда появление анизотропии обусловлено уменьшением дисперсии скоростей горячих электронов в плоскости моделирования  $xy$  за счет расширения плазмы при почти неизменной их температуре вдоль оси  $z$  однородности системы. Как и раньше, ось  $x$  декартовых координат выбрана ортогональной поверхности мишени. При этом, в отличие от предыдущей главы, обсуждаемые здесь результаты двумерного (2D3V) моделирования, касающиеся процессов генерации крупномасштабного магнитного поля, в полностью трехмерной задаче относились бы к расширению полуцилиндра плотной плазмы бесконечной длины, а не полусферы. Именно такой полуцилиндр будет подразумеваться под сгустком плазмы далее.

Итак, сгусток плотной (основной) плазмы состоял из холодных ионов и горячих электронов с максимальной концентрацией  $n_0 = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , имел границу полукруглой или полуэллиптической формы (см. ниже) и был погружен в разреженную фоновую плазму меньшей на 2 порядка концентрации,  $n_{bg0} = 10^{-2} n_0$ . (При увеличении  $n_0$  до  $10^{21} \text{ см}^{-3}$  или уменьшении концентрации фона еще на 1–2 порядка процессы генерации магнитного поля качественно не менялись.) В начальный момент частицы имели изотропные максвелловские распределения по скоростям: температура электронов сгустка основной плотной плазмы состав-

ляла  $T_0 = 2.5$  кэВ, электронов фона —  $T_{bg0} = 50$  эВ, всех ионов —  $T_{i0} = 3$  эВ. Следует сразу подчеркнуть, что согласно оценкам (они будут подробнее изложены в разд. 2.5) при указанных значениях температуры и концентрации частиц в сгустке и фоне по разные стороны исходного разрыва ожидаемые инкременты и оптимальные волновые числа для вейбелевской тепловой или филаментационной неустойчивостей электронов фона были много меньше, пропорционально их концентрации, чем для вейбелевской тепловой неустойчивости электронов сгустка. Этим обстоятельством обусловлено качественное отличие представленных результатов от полученных в ряде работ [177; 184], в которых моделировался распад разрыва в плазме для гораздо больших значений температур горячих электронов сгустка и концентраций фоновой плазмы.

Ниже в разд. 2.3–2.5 результаты даны для случаев расширения сгустка плотной плазмы размера  $L/d_e \approx 220$  и полукруглой границей (см. рис. 1.1), а также сгустка с границей полуэллиптического типа при начальном профиле концентрации  $n_L = n_0 \exp(-x^8/L^8 - y^8/(2L)^8)$  с величиной  $L/d_e \approx 270$ . Для убыстрения вычислений модельное отношение масс ионов и электронов бралось равным  $m_i/m_e = 100$ . Использовались сетки размерами  $1700 \times 1700$  и  $3400 \times 850$  ячеек для расчетов соответственно с полукругом и полуэллипсом; длина стороны ячейки равнялась  $1.4 d_e$ , число частиц в ячейке составляло 80 и 40 соответственно. Как и прежде,  $d_e = (T_0/m_e)^{1/2} \omega_p^{-1}$  — начальный радиус Дебая горячих электронов,  $\omega_p$  — их начальная плазменная частота, рассчитанная по концентрации  $n_0$ . Прочие параметры расчетов, в том числе граничные условия приведены в разд. 1.2.

### 2.3 Характер возникающей анизотропии электронов

Как показывают результаты моделирования распада резкого разрыва между областью плотной плазмы с горячими электронами и областью разреженной холодной плазмы (см. главу 1), расширение первой во вторую, сопровождающееся образованием квазиэлектростатической ударной волны, происходит с почти не меняющейся скоростью, не более чем вдвое превышающей локальную ионно-звуковую скорость в плазме под фронтом ударной волны. Всюду на образующемся плавном профиле концентрации плазмы (за исключением самого фронта, характеризующегося скачком электростатического потенциала)

имеет место квазинейтральность, так что электрические токи сравнительно медленно движущихся тяжелых ионов практически полностью компенсируются токами экранирующих их быстрых электронов. Поскольку все ионы являются холодными и обладают большой массой, а их двухпотоковость развивается только в разреженной плазме перед фронтом ударной волны и в узком слое уплотнения непосредственно под фронтом, то за быстрый рост магнитного поля в основной части расширяющейся плазмы и его дальнейшее насыщение ответственны исключительно неравновесные электроны.

Различные фракции последних (и из основной, и из фоновой плазмы), образуя направленные потоки, в том числе встречные, и анизотропно охлаждаясь или разогреваясь благодаря движению в созданных ими же крупномасштабных квазиэлектростатических полях и мелкомасштабных турбулентных полях плазменных волн, могут приводить к различным неустойчивостям, отвечающим за происхождение различных компонент магнитного поля, отличающихся по направлению, структуре и масштабу неоднородности.

Сразу отметим, что в рассматриваемой области параметров расчеты и оценки показывают малую эффективность разновидности вейбелевской неустойчивости, называемой филаментационной и обусловленной встречными потоками электронов. Эти потоки могут состоять из исходно горячих и холодных электронов или только из электронов фона, затыгиваемых под фронт ударной волны большим перепадом имеющегося там электростатического потенциала двойного слоя (возникшего еще в первые мгновения распада разрыва), а затем возвращающихся обратно (вместе с идущим оттуда потоком горячих электронов) после частичного отражения от обратного перепада потенциала в более плотной плазме вблизи мишени. В работах [177; 184] подобная филаментационная неустойчивость, возникающая за счет относительного движения горячих и холодных электронов, моделировалась в условиях расширения достаточно большого сгустка сквозь довольно плотную фоновую плазму с концентрацией всего на 1 порядок меньше концентрации исходной лазерной плазмы, а отношение температур электронов этих двух фракций (примерно 20 кэВ и 50 эВ соответственно) составляло почти 3 порядка величины. Для параметров, используемых в представленных здесь расчетах и характерных для большинства экспериментов по фемтосекундной лазерной абляции, напротив, концентрация фоновой плазмы по крайней мере на 2 порядка меньше, чем основной, а различие температур электронов в них (около 50 эВ и 3 кэВ) не превышает двух порядков величины, что не обеспечивает требуемой

электронной анизотропии. Поэтому инкремент данной неустойчивости оказывается малым по сравнению с инкрементом вейбелевской неустойчивости анизотропных горячих электронов основной лазерной плазмы, многократно превосходящих числом электроны фона.

Заметим, впрочем, что вследствие искусственного ограничения, налагаемого двумерностью расчетов, парциальная температура электронов  $T_z$  в направлении оси  $z$  однородности системы меняется не очень сильно на всех рассматриваемых временах формирования и насыщения роста магнитного поля: уменьшается не более чем в 2–3 раза для исходных горячих электронов и увеличивается не более чем в 3–4 раза для холодных электронов фона. (Такое изменение вызвано, по-видимому, слабыми индукционными электрическими полями, обусловленными изменяющимися компонентами магнитного поля в плоскости счета  $xy$ .) Наряду с этим, как будет показано ниже, спустя определенное время после начала разлета в области расширяющейся плазмы может происходить значительное понижение (тоже в 2–3 раза) и многократное повышение (на 1–2 порядка) эффективных поперечных температур в плоскости счета,  $T_{x,y}$ , для исходных горячих электронов сгустка и холодных электронов фона соответственно. Отметим, что возникающая тогда в двумерных расчетах сильная «дисковая» анизотропия электронов фона (из-за огромного отношения их температур  $T_{x,y}/T_z$ ) не приводит к неустойчивости, поскольку необходимые для ее развития (см. [129; 133]) волновые векторы возмущений вдоль оси однородности  $z$  запрещены. Для волновых векторов, лежащих в плоскости счета, существенна другая анизотропия, которая определяется отношением их поперечных температур,  $T_x$  и  $T_y$ , и не велика, а следовательно, не дает заметного вклада в инкремент вейбелевской неустойчивости, определяемый электронами основной плотной плазмы. В трехмерном моделировании расширения полусферического сгустка, очевидно, большая «дисковая» анизотропия электронов фона не возникала бы, поскольку температура  $T_z$  не являлась выделенной и, как следует ожидать, изменялась так же, как и температура  $T_y$ , увеличиваясь на 1–2 порядка до значений, близких к начальной температуре  $T_0$  электронов основной плазмы.

Вместе с тем при помощи двумерного моделирования в плоскости  $xy$  можно было бы исследовать эффект генерации магнитных полей холодными электронами фона при расширении сгустка плазмы с горячими электронами, имеющего не полукруглую или полуэллиптическую, а близкую к прямоугольной форму границы и достаточно большие размеры по сравнению с характерной длиной

волны вейбелевских возмущений (величиной скин-слоя электронов, см. оценки в разд. 2.5). Тогда в его центральной части (но не на краях) некоторое время могла бы существовать сильная «игольчатая» анизотропия электронов фона, поддерживаемая двумя указанными встречными потоками вдоль нормали к мишени, оси  $x$ , в условиях незначительного разогрева электронов вдоль ее поверхности, в том числе оси  $y$  (ср. [177; 184]). При не слишком малой концентрации фона эта анизотропия могла бы конкурировать с рассматриваемой ниже не столь сильной «дисковой» анизотропией горячих электронов расширяющегося сгустка, температура которых долгое время уменьшается преимущественно по направлению нормали к мишени, так что  $T_x$  становится меньше  $T_{y,z}$ . Возникновение «игольчатой» анизотропии электронов (горячих и холодных совместно) в иной постановке задачи, когда горячие частицы не присутствуют в фоновой плазме изначально в виде сгустка, а непрерывно инжектируются с нижней границы счетной области, рассмотрено в главе 4. (Даже если площадка, через которую происходит инжекция, обладает такими же небольшими размерами относительно величины скин-слоя электронов, что и рассматриваемый здесь сгусток плазмы, при достаточно больших температуре и концентрации горячей фракции может наблюдаться филаментационная вейбелевская неустойчивость.)

В разд. 2.3–2.5 будет исследоваться, в основном, генерация магнитных полей за счет вейбелевских токов исходных горячих электронов сгустка лазерной плазмы, текущих параллельно поверхности мишени. Как было сказано в разд. 2.2, в проведенных расчетах форма первоначального разрыва в плазме была полукруглой или полуэллиптической. Тогда возникающие в процессе разлета вейбелевские токи направлены преимущественно вдоль оси  $z$ , которой отвечает максимальная парциальная температура  $T_z$ , остающаяся близкой к исходному значению вплоть до насыщения неустойчивости, а волновые векторы нарастающих неоднородных магнитных полей лежат в плоскости  $xy$  и в различных областях ориентированы преимущественно вдоль направления минимальной парциальной температуры. Для тепловой вейбелевской неустойчивости характер неоднородности и эволюции анизотропии горячих электронов в плоскости счета  $xy$  имеет решающее значение, и поэтому ниже они еще будут обсуждаться подробнее.

Отметим, что как раз анизотропия ответственна за формирование вейбелевских токов посредством пространственного разделения электронов с различными скоростями под действием самосогласованного магнитного поля, тогда как сколько-нибудь заметного пространственного перераспределения концентрации электронов

на характерных временах развития неустойчивости не происходит и плазма остается квазинейтральной. (Иными словами, токи определяются отличием от нуля средней скорости частиц в малых областях пространства при постоянстве их концентрации.) В расчетах такое перераспределение концентрации горячих электронов не превышало по величине нескольких процентов от общей концентрации всех ионов и антикоррелировало с перераспределением концентрации электронов фона, которая в области расширяющейся плазмы варьировалась в несколько раз, оставаясь на 1–2 порядка меньше концентрации ионов.

В процессе бесстолкновительного расширения неравновесной плазмы электронные температуры вдоль осей  $x$  и  $y$ , т. е. дисперсии скоростей электронов в указанных направлениях разлета, уменьшаются при почти неизменной температуре вдоль оси  $z$  [176]. (Численное моделирование в одномерном случае, т. е. при распаде плоского слоя плазмы с горячими электронами, демонстрирует аналогичные результаты.) На рис. 2.1 представлены пространственные распределения парциальных температур  $T_x$  и  $T_y$  в плоскости  $xy$  для электронов основной плазмы и фона, полученные в расчете с полуэллиптической исходной формой сгустка в момент времени примерно на середине линейной стадии развития вейбелевской неустойчивости. Благодаря квазиadiaбатическому расширению в основном попе-

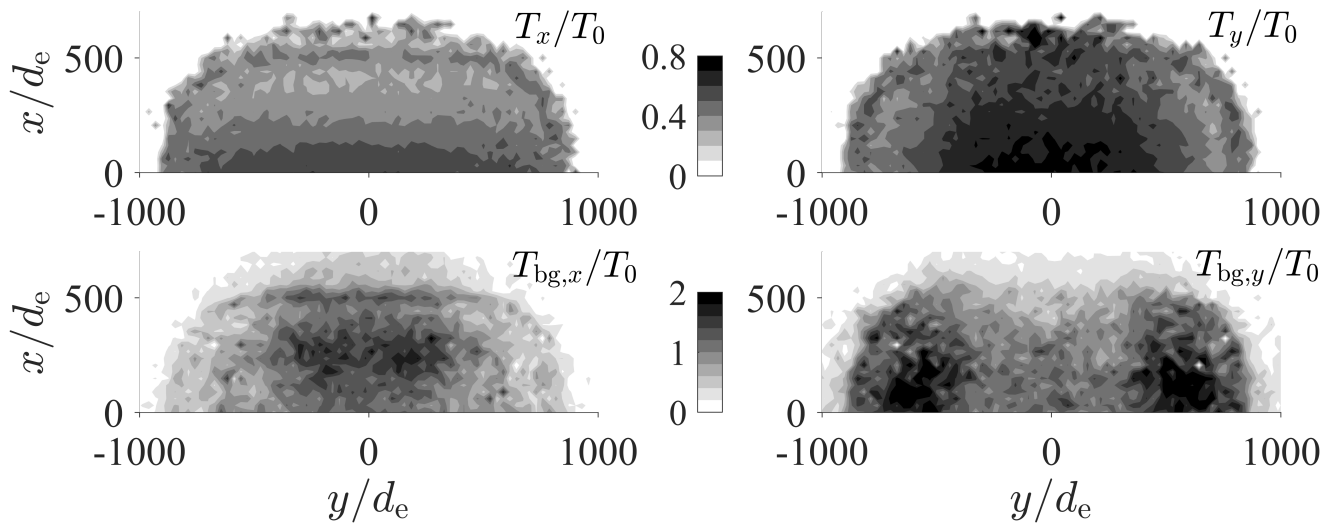


Рисунок 2.1 — Пространственные распределения нормированных температур горячих электронов  $T_x/T_0$  (сверху слева) и  $T_y/T_0$  (сверху справа) в момент времени  $t = 1500 \omega_p^{-1}$ ; снизу то же для электронов фоновой плазмы. Параметры плазмы те же, что на рис. 1.1, но не с круглой, а эллиптической формой сгустка с горячими электронами, начальный размер которого вдоль оси  $y$  выбран вдвое больше диаметра полукруга.

рек его длинной оси, температура  $T_x$  электронов сгустка в этом направлении в широкой полосе в центральной части упала сильнее, примерно до  $0.3 T_0$ , чем их температура  $T_y \sim 0.5 T_0$  в поперечном направлении. Уменьшение последней, тоже примерно до  $0.3 T_0$ , имеет место в более узких областях, преимущественно на левом и правом краях расширяющегося сгустка, где температура  $T_x$  уменьшается до значений, близких к  $0.5 T_0$ , т. е. не так сильно, как в его центральной части. Интересно, что электроны фона разогреты в несколько раз сильнее и их эффективные температуры  $T_{bg,x}$  в центре сгустка и  $T_{bg,y}$  у его левого и правого краев достигают одной-двух исходных температур горячих электронов  $T_0$ . Такой разогрев обусловлен быстрым формированием потока электронов фона навстречу ударной волне, сопровождающимся их последующим отражением от области избыточного отрицательного заряда вблизи мишени, и происходит уже на гораздо более ранней стадии, отвечающей зарождению ударной волны, спустя несколько десятков плазменных периодов после начала распада разрыва. Однако, как уже отмечалось, вследствие малой концентрации фоновой плазмы в рассматриваемых вариантах распада разрыва ее вклад в вейбелевскую неустойчивость оказывается незначительным, несмотря на сильную анизотропию, и ниже не учитывается.

Вклад горячих электронов сгустка в вейбелевскую неустойчивость характеризуется их степенью анизотропии  $A_e = T_z/T_x - 1$ , пространственное распределение которой в качестве примера дано на рис. 2.2 в момент насыщения роста магнитного поля для случая начального сгустка в форме полуэллипса (см. разд. 2.2). Там же представлены характерные силовые линии магнитного поля в плоскости  $xy$ , связь пространственных и спектральных свойств которого с характером и эволюцией анизотропии электронов будет обсуждаться в разд. 2.5. Здесь отметим только хорошо выраженную филаментационную структуру анизотропии, связанную с образовавшимися филаментами тока, ориентированными ортогонально плоскости разлета, вдоль оси  $z$ , в которых температура  $T_z$  понижена, а поперечные температуры  $T_x$  и  $T_y$  повышены. Это происходит, по-видимому, благодаря среднестатистическому увеличению угла между скоростями электронов и осью  $z$  на нелинейной стадии развития неустойчивости под действием возникшего магнитного поля, которое к тому же захватывает частицы с малыми продольными (по оси  $z$ ) скоростями в баунс-осцилляции [193; 194] в области своих минимумов, т. е. максимумов тока, что может приводить к накоплению этих медленных частиц там и, следовательно, локальному уменьшению эффективной температуры  $T_z$ . При этом степень анизотропии больше в области слоя уплотнения вблизи фронта

ударной волны, где магнитное поле еще не успело нарасти и перераспределить продольные и поперечные скорости электронов.

## 2.4 Основные свойства генерируемых квазистатических магнитных полей и токов

Даже с учетом раскрытого в предыдущем разделе характера анизотропии горячих электронов, свойственной рассматриваемой задаче о распаде сильного разрыва в бесстолкновительной плазме, выяснение действия вейбелевского механизма генерации самосогласованных токов и магнитных полей оказывается непростой задачей и требует численного расчета, поскольку анизотропия является нестационарной и неоднородной в области расширяющейся плазмы. Нестационарными являются также сама эта область и неоднородная концентрация плазмы в ней. Поэтому, прежде чем обсуждать в разд. 2.5 общие условия вейбелевской генерации, свойства ее нелинейной стадии и связь пространственных структур возникающих токов и анизотропии распределения электронов по скоростям, опишем конкретные результаты 2D3V моделирования динамики магнитных полей и токов для двух характерных примеров распада разрыва с начальной формой сгустка плазмы с горячими электронами в виде полукруга и полуэллипса, указанных в разд. 2.2.

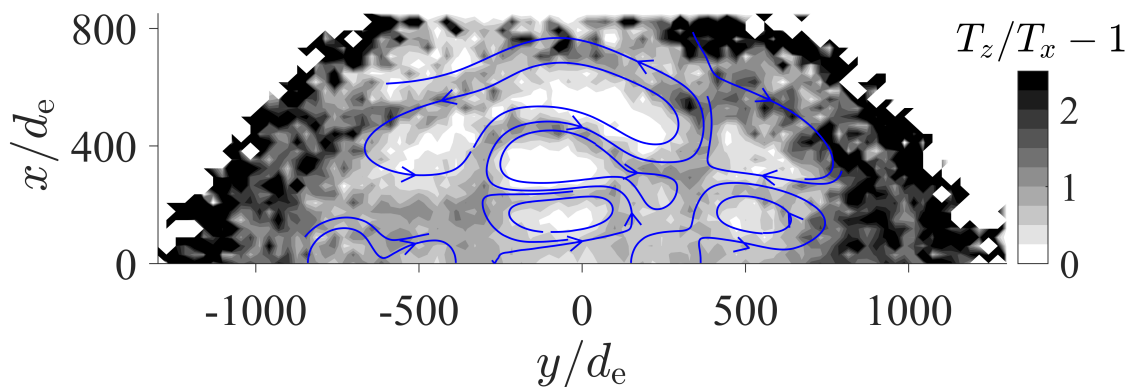


Рисунок 2.2 — Пространственное распределение степени анизотропии горячих электронов  $A_e = T_z/T_x - 1$  в момент времени  $t = 2800 \omega_p^{-1}$ . Синим показаны некоторые силовые линии магнитного поля в проекции на плоскость  $xy$ .

Параметры плазмы те же, что на рис. 2.1.



Для полукруглого начального сгустка эволюция компонент магнитного поля  $\vec{B}_\perp$  и  $B_z$  в плоскости счета  $xy$  и поперек нее (вдоль оси однородности системы  $z$ ) представлена на рис. 2.3. Компонента  $B_z$  появляется очень быстро, за несколько десятков плазменных периодов, сначала в основном перед фронтом ударной волны в разреженной плазме, а потом и под фронтом в плотной плазме. Подобная генерация не может быть вейбелевской (ср. [177]) ввиду отсутствия достаточно плотных потоков электронов или сильной продольной анизотропии плазмы (как плотного сгустка, так и разреженного фона) и, по-видимому, обусловлена взаимодополняющими токами горячих и холодных электронов, формирующимися за счет фонтанного эффекта и/или батареи Бирмана, описанным во введении к этой главе.

Правда, как ясно из графика эволюции энергий указанных компонент магнитного поля (рис. 2.4, левая панель), на небольшом этапе начиная с момента  $t \approx 1500 \omega_p^{-1}$  насыщения роста вейбелевского поля  $B_\perp$  и примерно с теми же, как у него, масштабами происходит подрастание поперечной к плоскости счета  $xy$  компоненты  $B_z$ . Далее, на нелинейной стадии неустойчивости при  $t > 2000 \omega_p^{-1}$  она практически отслеживает динамику поля  $B_\perp$  и, скорее всего, обусловлена вызванными им токами, в том числе связанными с захваченными этим полем низкоэнергичными электронами, движущимися почти вдоль его силовых линий в плоскости  $xy$ .

Токи, создающие это гораздо более сильное, вейбелевское магнитное поле, текут преимущественно вдоль оси  $z$  в филаментах, занимающих в плоскости  $xy$  области с малой величиной  $B_\perp$ . Электроны, составляющие указанные филаменты тока, как известно [193; 194], при выходе неустойчивости на нелинейную стадию испытывают баунс-осцилляции за счет отражений от магнитных «стенок» с большой величиной  $B_\perp$ . Как демонстрирует рис. 2.4, энергосодержание подобных конфигураций токов и магнитного поля с характерными масштабами, постепенно растущими по мере движения ударной волны, оказывается очень слабо меняющимся, прежде всего, благодаря наличию большого резервуара горячих электронов вблизи мишени, который поддерживает достаточно высокую в среднем и медленно спадающую степень электронной анизотропии. Последняя обеспечивает долговременную подкачку все укрупняющихся филаментов тока и согласованного с ними магнитного поля, несмотря на то что достигшие насыщения мелкомасштабные филаменты тока и связанное с ними поле постепенно затухают из-за расфазировки сформировавших их электронов.

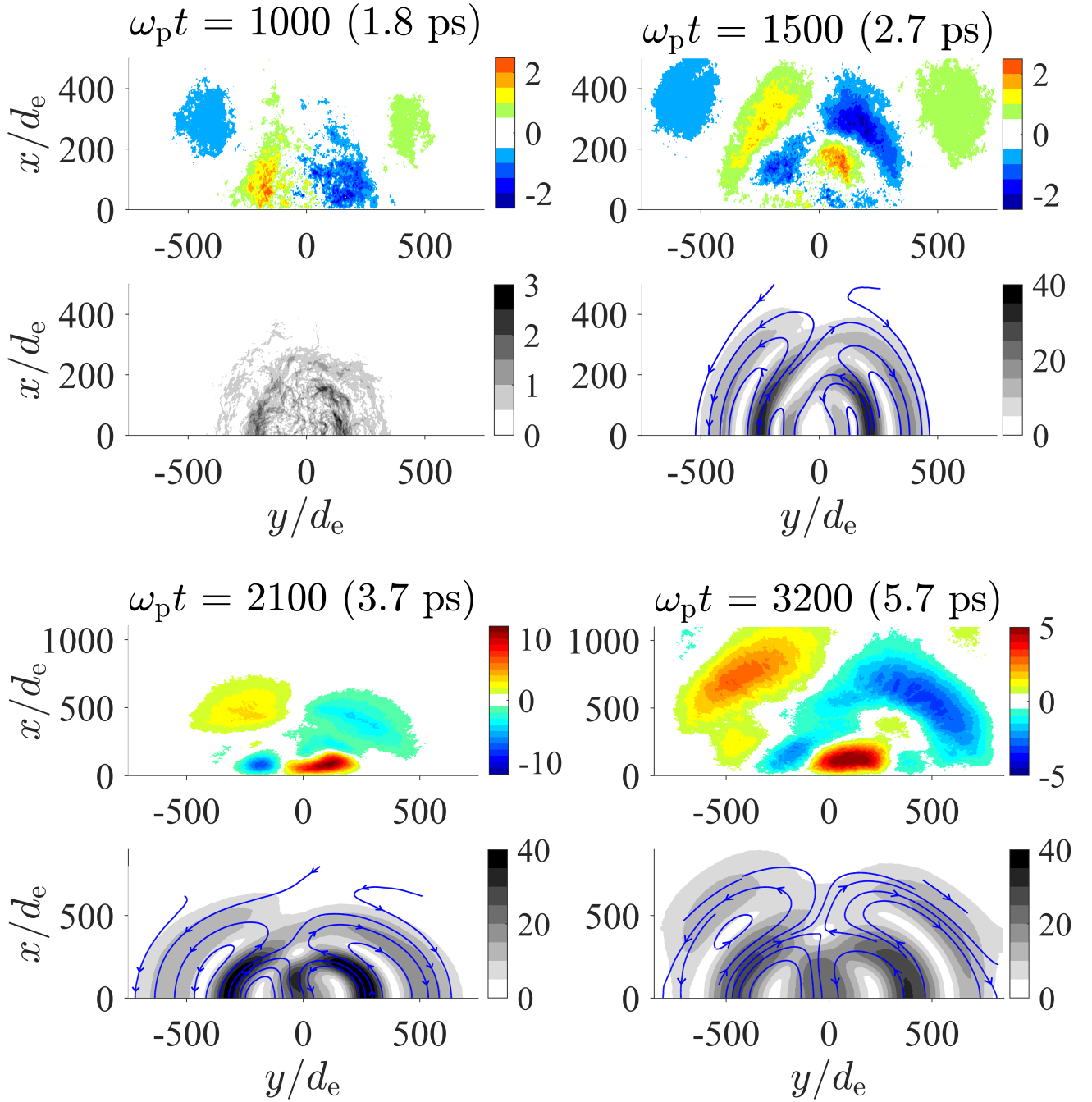


Рисунок 2.3 — Распределения компонент магнитного поля  $B_z$  (первый и третий ряды панелей) и  $B_{\perp} = (B_x^2 + B_y^2)^{1/2}$  (второй и четвертый ряды) в единицах тесла в разные моменты времени. Синими кривыми показаны некоторые силовые линии магнитного поля в проекции на плоскость  $xy$ . Параметры плазмы те же, что на рис. 1.1.

Необходимо отметить, что в случае полукруглой формы сгустка обе температуры электронов, вдоль осей  $x$  и  $y$ , уменьшаются примерно одинаковым образом (см. разд. 2.3), так что на протяжении всей нелинейной стадии волновые векторы развившихся возмущений магнитного поля направлены в основном радиально, а азимутальная модуляция полей и токов является слабой (ср. [175]), что и подтверждает рис. 2.3.

Во многом аналогичная, хотя и более сложная картина совместного нарастания (рис. 2.4, правая панель), насыщения (рис. 2.5) и нелинейной модификации (рис. 2.6) двух квазистационарных компонент магнитного поля — слабой, более крупномасштабной  $B_z$  (направленной вдоль оси однородности  $z$ ) и сильной, вейбелевской  $B_\perp$  (лежащей в плоскости счета  $xy$ ) — имеет место для полуэллиптического сгустка с горячими электронами, начальный размер которого по оси  $y$  увеличен вдвое по сравнению с прежним диаметром полукруга. В этом случае пространственная структура согласованных магнитного поля и вейбелевских филаментов тока, конечно, получается далеко не такой азимутально изотропной, как для полукруглого сгустка, и долгое время диктуется в основном плоско-слоистым характером электронной анизотропии (указанным в конце разд. 2.3 при обсуждении рис. 2.1, 2.2), вплоть до ухода ударной волны на расстояние, превышающее размер большей оси полуэллипса. Последнее происходит на временах, по крайней мере в 2–3 раза превосходящих время насыщения вейбелевской

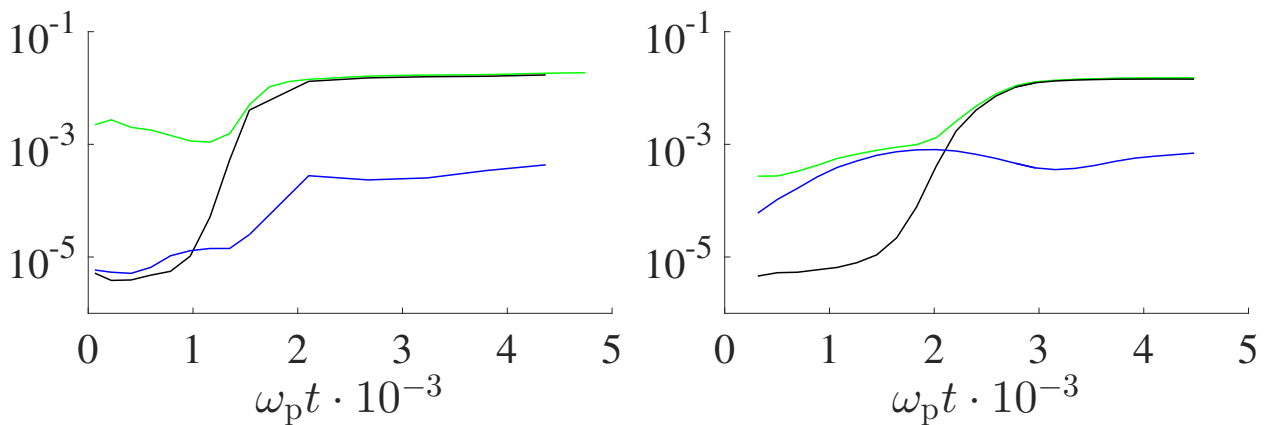


Рисунок 2.4 — Зависимости от времени нормированных на начальную энергию плазмы энергий магнитного поля  $B_\perp$  (черная кривая) и компоненты магнитного поля  $B_z$  (синяя), а также суммарной энергии электрического и магнитных полей во всей области моделирования (зеленая) для случаев полукруглой (слева) и полуэллиптической (справа) форм сгустка плазмы с горячими электронами.

Параметры плазмы те же, что на рис. 1.1, 2.3 и 2.1, 2.2 соответственно.

неустойчивости, когда, согласно рис. 2.7, в пространственном спектре компоненты плотности тока  $j_z$  наряду с дискретными составляющими начинает появляться значительная квазиизотропная непрерывная часть. Начиная со стадии насыщения и до этих времен, т. е. до  $\omega_p t \lesssim 6000$ , как ясно из рис. 2.5, 2.6 (нижние панели) и рис. 2.7 (левая панель), в спектре тока  $j_z$  доминирует одна немного размытая компонента, сосредоточенная вблизи нулевого значения проекции  $k_y \approx 0$  и отвечающая квазиоднородному магнитному полю с масштабом порядка длинной оси полуэллипса, определяющей размер исходного сгустка плазмы. Для двух чуть более слабых спектральных компонент, видимых на рис. 2.7, проекции

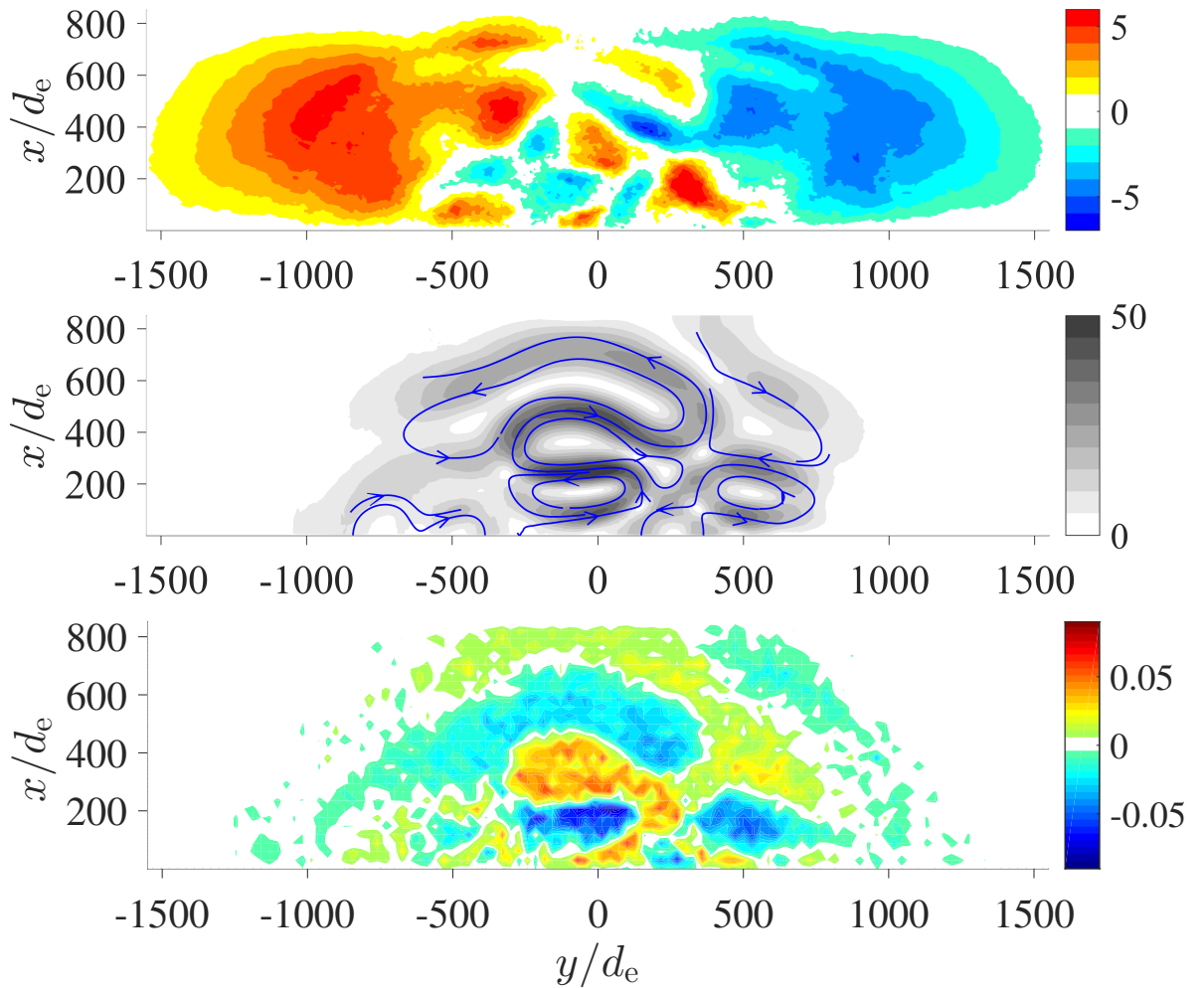


Рисунок 2.5 — Распределения компоненты магнитного поля  $B_z$  (верхняя панель), абсолютного значения магнитного поля в плоскости счета  $B_{\perp} = (B_x^2 + B_y^2)^{1/2}$  (средняя панель, показано цветом) в единицах тесла и нормированной компоненты плотности тока  $j_z (en_0)^{-1} (2T_0/m_e)^{-1/2}$  (нижняя панель) в момент времени  $t = 2800 \omega_p^{-1}$ . Синими кривыми показаны некоторые силовые линии магнитного поля в проекции на плоскость  $xy$ . Расчет сделан для тех же параметров плазмы, что и на рис. 2.1, 2.2.

волновых векторов удовлетворяют соотношению  $k_x \approx 1.5 |k_y|$ , причем величина  $k_x$  примерно в 1.5 раза меньше, чем у главной компоненты.

Рис. 2.5–2.7 демонстрируют также постепенный рост масштабов структуры магнитного поля  $\vec{B}_\perp$  и вейбелевских филаментов тока  $j_z$ . При этом в начале распада разрыва компонента магнитного поля  $B_z$  возникает, в отличие от случая полукруглого сгустка, значительно быстрее и оказывается значительно сильнее компоненты  $\vec{B}_\perp$ , превалируя над ней вплоть до середины линейной стадии вейбелевской неустойчивости (см. рис. 2.4). Однако далее энергия, запасенная в компоненте  $B_z$ , уменьшается, а после насыщения вейбелевской неустойчивости, как и в случае полукруглого сгустка, характерная величина  $B_z$  следует за величиной поперечной компоненты  $B_\perp$ , оставаясь в несколько раз слабее. Для обоих указанных и ряда других подобных случаев с параметрами плазмы, отличающимися в несколько раз, проведенное моделирование показывало, что энергия магнитного поля во всей области счета к моменту насыщения достигает порядка нескольких процентов от начальной энергии всех частиц плазмы и далее долго сохраняется на этом уровне, значительно превышая полную энергию электрического поля.

Заметим, что, как и должно быть для квазиэлектростатической ударной волны, на этапе ее формирования в процессе распада сильного разрыва и вплоть до развития вейбелевской неустойчивости анизотропно остывающих горячих электронов за фронтом ударной волны энергия всех компонент магнитного поля значительно меньше или во всяком случае не превышает энергию электростатического поля. При этом первоначальная динамика компоненты магнитного поля  $B_z$  существенно зависит от размеров и формы исходного сгустка плазмы с горячими электронами. Например, для полукруглого сгустка с радиусом в полтора раза меньше радиуса сгустка, моделирование разлета которого представлено на рис. 1.1, 2.3 и левой панели рис. 2.4, начальный этап эволюции энергии компоненты  $B_z$  оказывается качественно ближе к показанному на правой панели рис. 2.4 для полуэллиптического сгустка, чем на левой панели для полукруглого. Вместе с тем эволюция энергий основной, сильной компоненты магнитного поля  $\vec{B}_\perp$  и сопутствующей ей на вейбелевском этапе слабой компоненты  $B_z$  качественно подобны для обоих полукруглых и полуэллиптического сгустков.

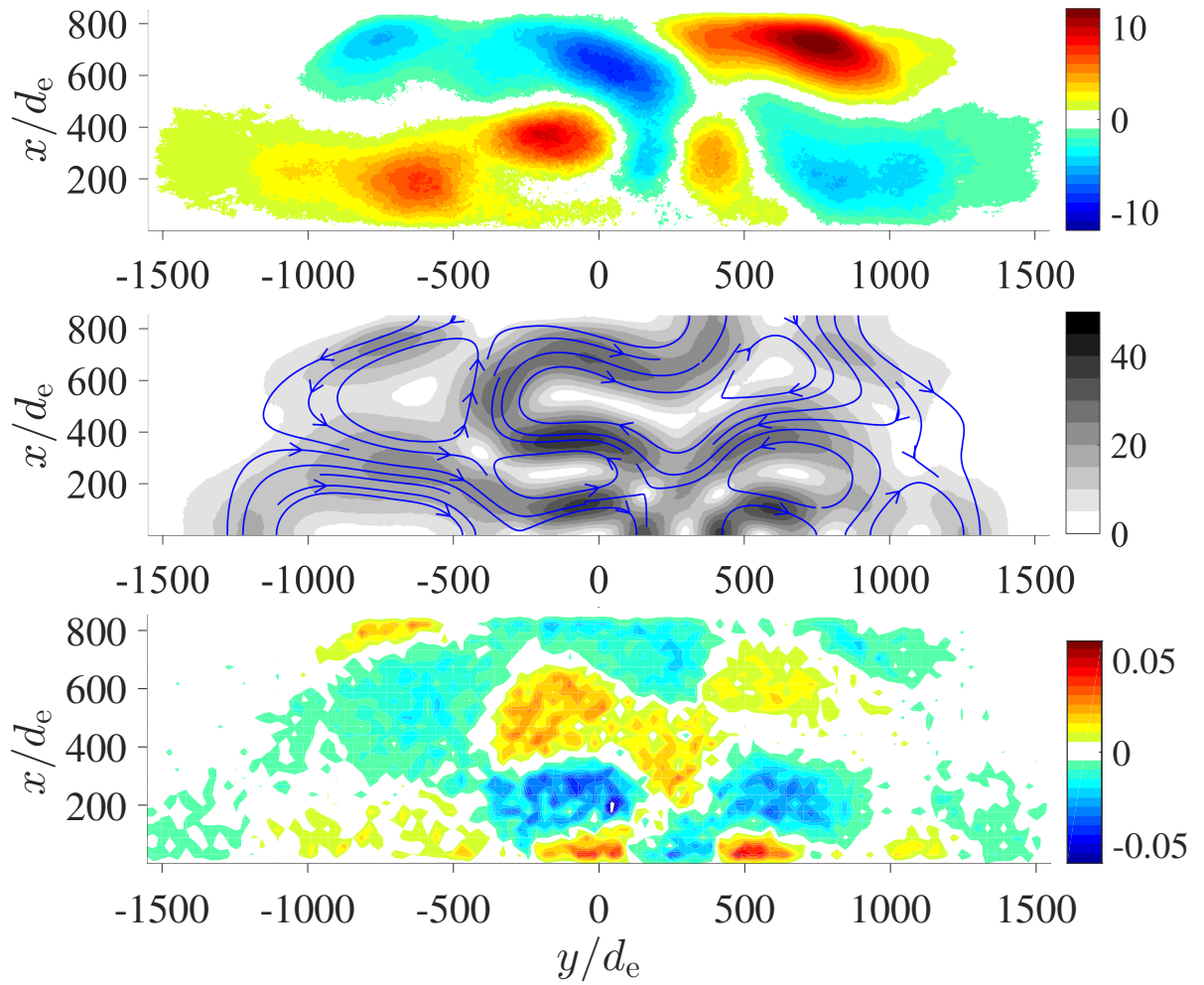


Рисунок 2.6 — То же, что на рис. 2.5, но в момент времени  $t = 4300 \omega_p^{-1}$ .

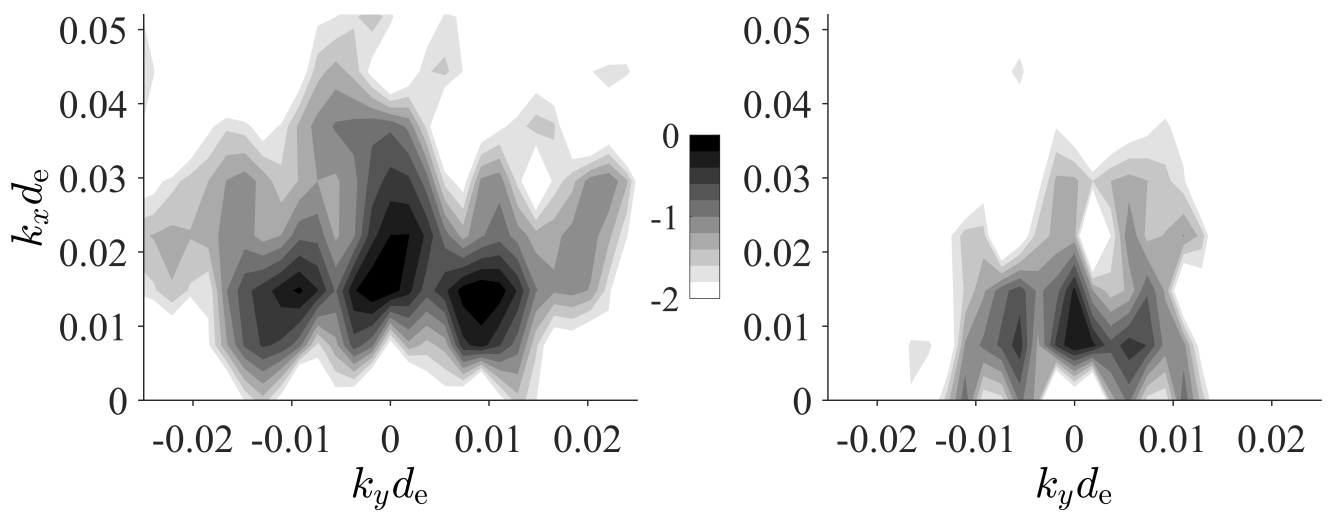


Рисунок 2.7 — Пространственная спектральная мощность компоненты плотности тока  $j_z$  (логарифмическая шкала) в моменты времени  $t = 2800 \omega_p^{-1}$  (слева) и  $t = 6300 \omega_p^{-1}$  (справа). Параметры плазмы те же, что на рис. 2.1, 2.2.

## 2.5 Корреляция структур магнитного поля и анизотропии электронов

Согласно известным свойствам вейбелевской неустойчивости в однородной бимаксвелловской плазме со степенью анизотропии порядка единицы [129; 133; 134; 176; 195], оптимальный период  $\lambda_0$  возмущений магнитного поля, обладающих максимальным инкрементом  $\omega_0$ , и величина насыщающего магнитного поля  $B_s$ , отвечающая равенству оптимального полупериода  $\lambda_0/2$  и гирорадиуса типичного электрона в этом поле  $r_L \sim (T_\perp m_e c^2)^{1/2} (eB_s)^{-1}$ , по порядку величины равны

$$\lambda_0 \sim \frac{2\pi c}{\omega_p} \left(\frac{n_0}{n_e}\right)^{1/2} \left(\frac{3}{A_e}\right)^{1/2}, \quad (2.1)$$

$$\omega_0 \sim \omega_p \left(\frac{n_e}{n_0}\right)^{1/2} \left(\frac{2T_\perp}{m_e c^2}\right)^{1/2} \left(\frac{A_e}{3}\right)^{3/2} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{1+A_e}, \quad (2.2)$$

$$B_s \sim \frac{2c}{e} \frac{(m_e T_\perp)^{1/2}}{\lambda_0} \sim 6400 \frac{(T_\perp/T_0)^{1/2}}{\lambda_0/d_e} [\text{T}], \quad (2.3)$$

где  $A_e = T_z/T_\perp - 1$  — степень анизотропии бимаксвелловского распределения горячих электронов,  $n_e$  — их локальная концентрация,  $T_{z,\perp}$  — их эффективные температуры вдоль и поперек оси  $z$  соответственно. Для указанного в конце разд. 2.3 распределения по скоростям горячих электронов расширяющегося сгустка должны возникать токовые филаменты вдоль оси  $z$  и соответствующее им магнитное поле  $\vec{B}_\perp$  в плоскости  $xy$  (см. рис. 2.3) с характерными масштабами больше или порядка  $\lambda_0$ . Следует подчеркнуть, что это оценка снизу и по порядку величины, поскольку в рассматриваемой задаче распределение электронов является нестационарным, неоднородным и не строго бимаксвелловским, причем в момент начала развития неустойчивости масштаб неоднородности плазмы оказывается сравнимым с  $\lambda_0$ . Поэтому пользоваться выражениями (2.1)–(2.3) с локальными значениями плазменной частоты и температур, входящими в него, можно только приближенно.

Формулы выше содержат параметры только основной плазмы. Вклад фона нетрудно оценить на основе дисперсионного соотношения вейбелевской неустойчивости для волновых векторов, лежащих в плоскости  $xy$ , в плазме с двумя фракциями бимаксвелловских электронов, имеющими ортогональные оси анизотропии (и тяжелыми ионами; см., например, [61] и главу 5). Оказывается, что при характерных отношениях концентраций,  $n_e/n_{bg} \approx 20$ , и температур

этих фракций,  $T_{\perp}/T_{bg\perp} \approx 1/4$ , значениях степени анизотропии  $A_e \approx 1.5$  и  $T_{bg,z}/T_{bg\perp} - 1 \approx -1$  в области пространства и в момент времени, отвечающих началу генерации поля (в частности,  $x/d_e \approx 300$ ,  $\omega_p t \approx 1500$  для случая полуэллиптического сгустка), фоновые электроны дают вклад не более 10% в инкремент и оптимальный масштаб неустойчивости (2.1)–(2.2), хотя их вклад в общую электронную анизотропию при этом может достигать до 40%.

В итоге естественно ожидать, что генерация магнитного поля за счет вейбелевского механизма начнется, как только плазма с достаточно большой степенью анизотропии  $A_e$  займет область с размером, превышающим величину (2.1). В проведенных расчетах это условие выполняется спустя время порядка  $1000 \omega_p^{-1}$ , когда степень анизотропии достигает значения порядка единицы, т. е.  $T_z/T_{\perp} \sim 2-3$ , вейбелевский масштаб  $\lambda_0 \sim 300 d_e$ , а плазма с горячими электронами занимает область радиуса порядка  $400 d_e$  (см. рис. 1.1). Длительность линейной стадии неустойчивости (экспоненциального роста энергии магнитного поля) в этой ситуации оказывается, как видно из рис. 2.4, порядка  $600 \omega_p^{-1} \sim 3 \omega_0^{-1}$ . Амплитуда генерируемого в расчетах магнитного поля  $B_{\perp} \sim 40$  Т (рис. 1.4, 1.6, 1.7) по порядку величины также согласуется с оценкой (2.3), которая дает  $B_s \sim 15$  Т. Таким образом, сделанные оценки свидетельствуют в пользу вейбелевского механизма наблюдаемой неустойчивости.

В представленном сценарии генерации самосогласованного магнитного поля решающая роль принадлежит вейбелевской неустойчивости, развивающейся эффективнее остальных неустойчивостей при выбранных параметрах разрыва, что подтверждено в целом ряде двумерных и одномерных расчетов при различных начальных формах сгустка плотной плазмы с горячими электронами и аналогичными параметрами основной и фоновой плазмы. Отметим, что одномерные расчеты, в которых неоднородность физических величин допустима только вдоль направления разлета, предопределяют плоскостойкий характер магнитного поля и исключают ряд сценариев его генерации, в том числе за счет термоэлектрического и фонтанного эффектов или филаментационной неустойчивости, но практически не влияют на развитие вейбелевской неустойчивости за счет температурной анизотропии. Вместе с тем, хотя время нарастания, пространственный масштаб и достигаемое значение магнитного поля в насыщении для двумерных и одномерных расчетов мало различаются при одинаковых параметрах плазмы, структура создаваемого поля чувствительна к типу формирующейся анизотропии электронов, а та, в свою очередь, к начальной форме сгустка плотной



плазмы с горячими электронами. Двумерные расчеты, в отличие от одномерных, позволяют учесть эту зависимость.

Продемонстрируем сказанное, рассматривая представленные на рис. 2.1, 2.2, 2.5, 2.6 анизотропии температур, магнитные поля и плотности тока вблизи вертикальной оси симметрии как функции координаты  $x$ , усреднив эти величины по  $y$  по небольшому отрезку  $[-200, 80] d_e$  в моменты начала экспоненциального роста поля (рис. 2.8) и насыщения этого роста (рис. 2.9) для полуэллиптической формы сгустка плазмы с горячими электронами, начальный размер которой вдоль оси  $y$  был вчетверо больше, чем вдоль оси  $x$ . На обсуждаемых временах расширение плазмы имеет квазиодномерный характер в направлении  $x$ , что преимущественно уменьшает соответствующую температуру  $T_x$ , почти не меняя температуру  $T_y$ . Поэтому и волновые векторы развившихся возмущений магнитного поля направлены, в основном, вдоль оси  $x$ . Если для линейного этапа неустойчивости на рис. 2.8 температуры  $T_x$  и  $T_y$  в области расширяющейся плазмы почти однородны и модуляция степени анизотропии  $A_e$  едва заметна, то к моменту  $t \approx 2800 \omega_p^{-1}$  насыщения роста вейбелевского поля, доминирующего над другими компонентами магнитного поля, значительно изменяются и температура  $T_x$ , и особенно температура электронов  $T_z$  вдоль оси  $z$  в тех областях плазмы, где возникают филаменты тока. В результате степень анизотропии там оказывается малой, сохраняя значительную величину только в областях, где магнитное поле близко к максимальному. Соответствующая пространственная корреляция степени электронной анизотропии и величины магнитного поля на стадии насыщения, представленная на рис. 2.2 и 2.9, для задачи о распаде сильного разрыва в плазме выявлена впервые и обнаруживается, как оказалось, даже в одномерных (1D3V) расчетах.

Анализ пространственных спектров вейбелевских токов на нелинейной стадии показывает наличие автомодельного, степенного закона изменения этого спектра во времени, который свойственен вейбелевской неустойчивости (см. главу 5), но в задаче о распаде сильного разрыва существенно модифицируется неоднородностью и нестационарностью расширяющейся плазмы с горячими электронами. Получающийся закон эволюции спектра в значительной мере зависит от параметров плазмы по разные стороны разрыва, а также от формы его границы. В случае квазиплоскостного распада разрыва этот закон адекватно находится путем одномерного (1D3V) моделирования. Результаты расчета эволюции пространственного спектра (по координате  $x$ ) одной из поперечных компонент

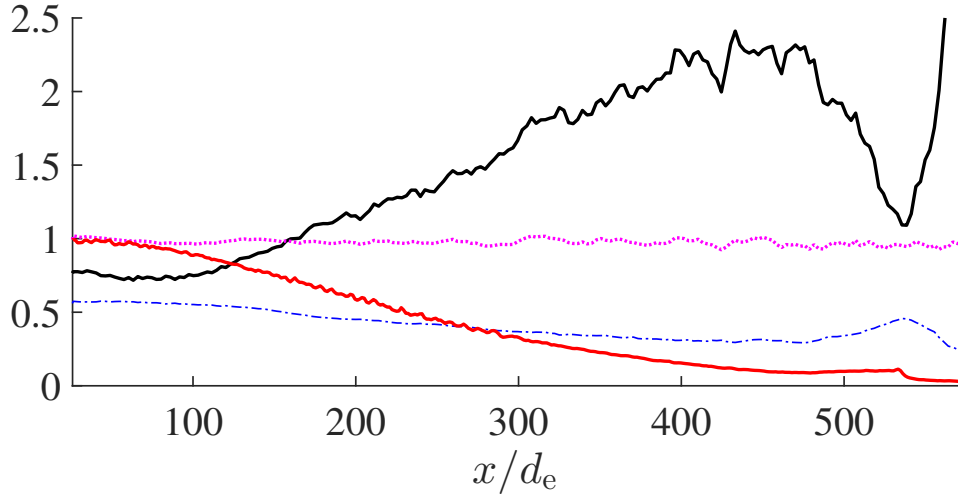


Рисунок 2.8 — Степень анизотропии горячих электронов (черная кривая),  $A_e = T_z/T_x - 1$ , их продольная (синий штрихпунктир) и поперечная (сиреневый пунктир) нормированные температуры,  $T_x/T_0$  и  $T_z/T_0$ , а также нормированная плотность ионов (красная кривая),  $n_i/n_0$ , как функции координаты  $x$  в момент времени  $t = 1500 \omega_p^{-1}$ , когда передняя граница слоя уплотнения находится в точке  $x/d_e \approx 550$ . Расчет сделан для тех же параметров плазмы, что и на рис. 2.1, 2.2, 2.5, 2.6. Профили получены путем усреднения указанных величин по координате  $y$  по отрезку  $[-200, 80] d_e$  и для ясности сглажены усреднением по бегущему окну размером  $10 d_e$  по оси  $x$ .

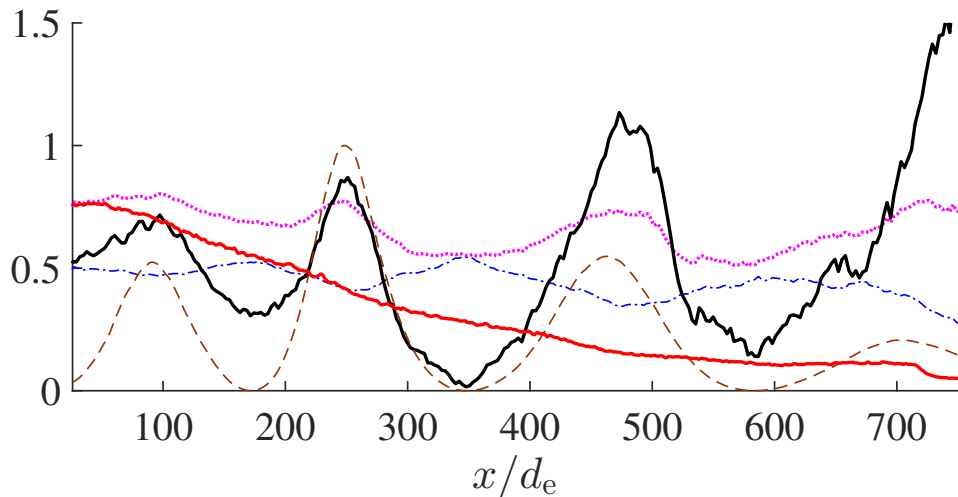


Рисунок 2.9 — То же, что на рис. 2.8, но в момент времени  $t = 2800 \omega_p^{-1}$ , когда передняя граница слоя уплотнения находится в точке  $x/d_e \approx 700$ ; коричневая штриховая кривая показывает также нормированную плотность энергии магнитного поля в плоскости счета,  $B_{\perp}^2/(8\pi n_0 T_0)$ .

магнитного поля (по направлению  $y$ ) при разных значениях массы и заряда ионов и одинаковых остальных параметрах, указанных в разд. 2.2, представлены на рис. 2.10. Рис. 2.11 иллюстрирует динамику плотности энергии магнитного поля для случая, указанного на рис. 2.10: квазипериодическая структура вейбелевского магнитного поля зарождается в области под фронтом ударной волны и постепенно расширяется в пространстве, постоянно увеличивая характерный масштаб своей модуляции. (В лазерной плазме указанные масштабы обычно лежат в интервале от микрометров до субмиллиметров и их изменение возможно на временах от пикосекунд до наносекунд в зависимости от мишени, а также мощности и длительности лазерного импульса.) При этом полная энергия магнитного поля в области расширившейся плазмы долгое время остается примерно постоянной, составляя около 3% энергии частиц там, а величина достигает сначала максимального, насыщающего значения  $B_s$ , даваемого (2.3) и составляющего порядка мегагаусса в лазерной плазме с рассмотренными параметрами, и затем постепенно убывает в соответствии с увеличением объема, занимаемого расширяющейся плазмой.

Из сравнения левой и правой панелей рис. 2.10 видно, в частности, что пространственный масштаб, отвечающий максимуму спектра, может увеличиваться со временем по существенно различным степенным законам, отличающимся от корневого закона для начальной задачи о вейбелевской неустойчивости однородной плазмы с «игольчатой» электронной анизотропией (см. главу 5). Различия, очевидно, обусловлены несоразмерностью хода вейбелевской неустойчивости, непосредственно определяемой электронами, и неоднородного расширения плазмы, скорость которого в значительной мере диктуется тяжелыми ионами.

Следует отметить, что ранее в литературе вейбелевский сценарий, опирающийся на неизбежную анизотропию температуры горячих электронов в плотной плазме, расширяющейся в разреженную фоновую, не рассматривался в качестве основного для генерации сильных магнитных полей (ср., например, [8; 14; 140; 175; 177]) и не исследовался методом частиц в ячейках в двумерной геометрии (ср. [175; 176; 185]). Первоочередное внимание уделялось филаментационной неустойчивости встречных потоков ионов или электронов.

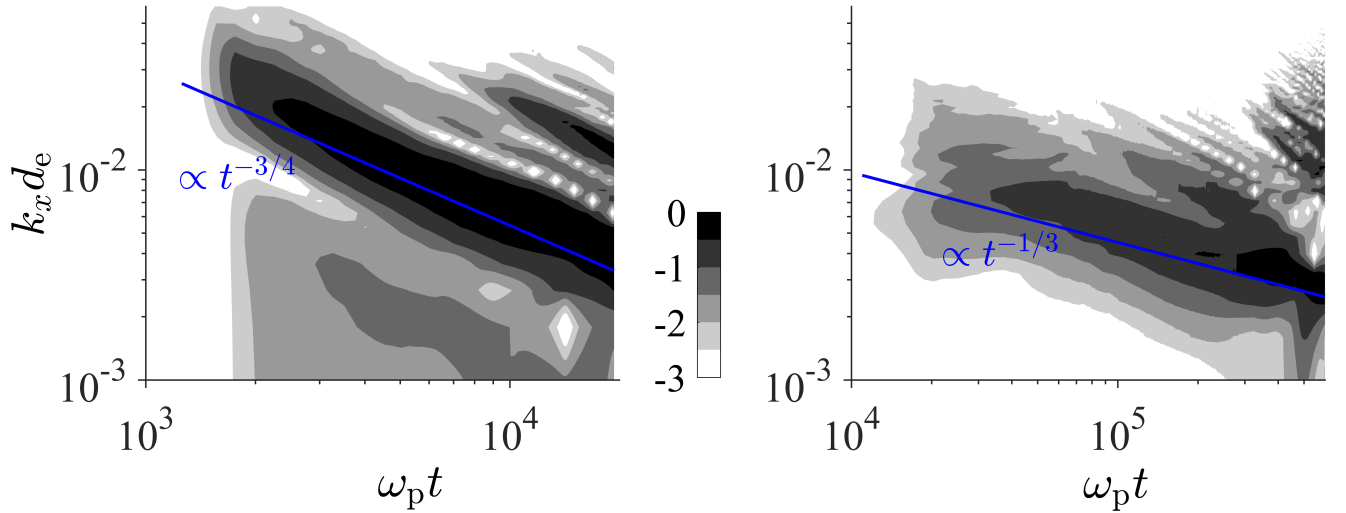


Рисунок 2.10 — Эволюция пространственного спектра  $y$ -компоненты магнитного поля для 1D3V моделирования с ионами с относительной массой  $m_i/m_e = 100$  и зарядом 1 (слева, показан логарифм относительной мощности гармоник) и ионами с относительной массой  $m_i/m_e = 50\,000$  и зарядом 3 (справа). Наклон линии, отвечающей максимуму спектра, примерно равен  $-0.75$  (левая панель) и  $-0.3$  (правая), что соответствует росту характерного масштаба модуляции плотности тока  $j_z(x)$  со временем по законам  $\propto t^{3/4}$  и  $\propto t^{1/3}$  соответственно.

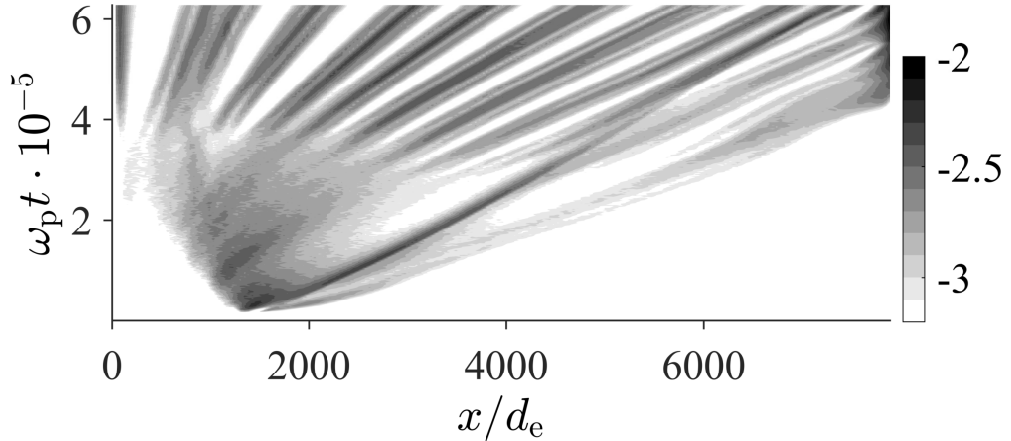


Рисунок 2.11 — Пространственно-временная эволюция нормированной плотности энергии магнитного поля (логарифмическая шкала),  $(B_y^2 + B_z^2) / (8\pi n_0 T_0)$ , при одномерном, плоскостойком распаде разрыва в том же расчете, что и на правой панели рис. 2.10. Траектория локального максимума, выходящая в момент  $t = 0$  из точки  $x \approx 1000$ , примерно соответствует траектории фронта квазиэлектростатической ударной волны.

## 2.6 Выводы

В этой главе на основе двумерного (2D3V) моделирования методом частиц в ячейках впервые исследован вейбелевский механизм генерации магнитного поля при распаде достаточно резкого разрыва между сгустком плотной бесстолкновительной плазмы с горячими электронами и окружающей холодной разреженной плазмой. Для области параметров, характерной для лазерной плазмы, получаемой абляцией плоских мишеней фемтосекундными импульсами, рассмотренная вейбелевская неустойчивость развивается в расширяющейся анизотропной плазме благодаря значительному, в 2 и более раз, охлаждению горячих электронов в направлении их разлета при существенно меньшем их охлаждении в поперечной плоскости. В результате в большой области под фронтом образующейся квазиэлектростатической ударной волны (см. главу 1) и в довольно широком слое перед ним быстро формируется сильное магнитное поле, в основном ориентированное в плоскости фронта, промодулированное в пространстве в поперечном к нему направлении и обладающее энергией вплоть до нескольких процентов от исходной энергии горячих электронов. Для лазерной плазмы возможна реализация пикосекундных времен нарастания, микрометровых пространственных масштабов и мегагауссных амплитуд генерируемых магнитных полей.

Начиная со времени насыщения вейбелевской неустойчивости наступает стадия постепенного затухания возникшей самосогласованной квазистатической структуры полей и токов, причем происходит ее медленная нелинейная деформация и увеличение пространственных масштабов, согласованные с расширением ударной волны и области достаточно сильной анизотропии распределения горячих электронов по скоростям. С использованием типичных модельных примеров установлена пространственная корреляция степени этой анизотропии с величиной магнитного поля, проанализирована эволюция пространственных спектров поля и плотности тока электронов, указана зависимость развивающейся электронной анизотропии и характера обусловленной ей структуры магнитного поля от формы начальной границы между плотным сгустком с горячими электронами и разреженным фоном с холодными.

Полученные результаты предоставляют новые возможности для решения задач лабораторного моделирования и физической интерпретации ряда ожидаемых или наблюдаемых явлений в космической неравновесной плазме, связанных с

вейбелевской неустойчивостью и динамикой обусловленных ей самосогласованных токов и магнитных полей.

### Глава 3. Вейбелевская неустойчивость и деформация внешнего магнитного поля при разлете плазмы с горячими электронами в вакуум

#### 3.1 Введение

Рассмотрим теперь иную по сравнению с разобранный в предыдущей главе ситуацию, когда имеется неоднородно прогретый резкий переход от плоского слоя однородной плазмы к вакууму и всюду присутствует однородное внешнее магнитное поле, параллельное границе разрыва концентрации частиц. Это внешнее поле может препятствовать разлету горячих электронов и менять характер их анизотропного охлаждения, которое связано с медленно движущимися ионами плотной плазмы и происходит даже при отсутствии разреженного фона, т. е. при расширении в вакуум, когда электростатическая ударная волна фактически не формируется. Развивающаяся в этих условиях неустойчивость вейбелевского типа и генерация магнитных полей разного масштаба приводят к ряду весьма универсальных эффектов, которые в должной мере еще не исследовались (ср. [131; 140; 176; 196]). В частности, эффекты возникновения и длительного существования токов в значительной части объема расширяющейся плазмы, вытесняющей внешнее магнитное поле, слабо выражены в магнитогидродинамическом (МГД) приближении для плазмы с существенными столкновениями частиц (ср. [197–199]), где токи текут в тонком поверхностном слое, разделяющем область почти не деформированного внешнего магнитного поля и вытесняющего его плазменного облака со слабым магнитным полем.

Как показывает численное моделирование, в бесстолкновительной плазме в области расширяющегося плазменного облака магнитное поле может не только значительно ослабляться, но и существенно изменять направление и даже становиться ориентированным противоположно внешнему, сохраняясь прежним по порядку величины. Более того, согласно законам магнитостатики, возле границы снаружи этого расширяющегося облака, уже практически в вакууме, магнитное поле может тоже менять направление или усиливаться, причем по-разному в разных областях вблизи неоднородно раздувающейся границы облака в зависимости от силы квазиповерхностных токов там. Поскольку такого рода эффекты

сильно зависят от исходной геометрии области разогрева электронов, они не обсуждаются здесь подробно — изложение посвящено более универсальному эффекту мелкомасштабного структурирования, в частности пинчевания, токов и генерируемых ими магнитных полей в результате появления анизотропии плазмы, разлетающейся во внешнее магнитное поле. Отметим, что неустойчивость вейбелевского типа и особенно ее частный случай в виде филаментационной неустойчивости неоднократно исследовались численно для сталкивающихся потоков плазмы, в том числе замагниченных (см., например, [169; 200–203]), однако в рассматриваемой постановке задачи о распаде неоднородно прогретого разрыва между плазмой и вакуумом детальные расчеты для температурной вейбелевской неустойчивости ранее не проводились.

Рассматриваемый здесь сильно неравновесный разлет плазмы из первоначально разогретой области возможен только тогда, когда плотность кинетической энергии  $n_0 T_0$  горячих электронов с исходными концентрацией  $n_0$  и изотропной температурой  $T_0$  (в энергетических единицах) больше или порядка плотности энергии внешнего магнитного поля  $B_0^2/(8\pi)$ . Скорость этого разлета близка к ионно-звуковой, т. е. пропорциональна квадратному корню из отношения температуры горячих электронов к массе ионов,  $(T_0/m_i)^{1/2}$ . (Без горячих электронов возможно лишь медленное расширение со скоростью меньше тепловой скорости холодных ионов.) В случае сильного неравенства,  $n_0 T_0 \gg B_0^2/(8\pi)$ , когда давление горячих электронов много больше давления магнитного поля, очевидно, последнее сравнительно слабо влияет на глобальный профиль концентрации разлетающейся плазмы, а именно в той мере, в которой происходит сосредоточение ее потока в направлении максимального прогиба силовых линий магнитного поля. Тем не менее оказывается, что, даже если плотность энергии внешнего магнитного поля на несколько порядков меньше плотности кинетической энергии горячих электронов, своим присутствием внешнее поле может значительно повлиять на возникающую анизотропию распределения электронов по скоростям и структуру собственных токов и магнитных полей в расширяющемся и охлаждающемся облаке неравновесной плазмы. Очень слабое внешнее поле быстро вытесняется токами в плазме, а электронная гирочастота  $eB_r/(m_e c)$  в остающемся после вытеснения среднем магнитном поле  $B_r$  и обратный гирорадиус энергичных электронов в нем в достаточное (логарифмически большое) число раз меньше соответственно максимального инкремента и отвечающего ему волнового числа вейбелевской неустойчивости анизотропной плазмы облака, то влияние внешнего



поля на образующуюся внутри этого облака структуру квазистатических токов и магнитных полей практически исключается. При этом генерируемые магнитные поля могут во много раз превышать по величине внешнее поле.

В целом, как продемонстрировано ниже, кинетические, и особенно вейбелевский, механизмы генерации токов различного масштаба в подобных переходных процессах в плазме с горячими электронами, неоднородно разлетающейся во внешнее магнитное поле, дают богатый набор пространственных квазимагнитостатических структур, в существенной мере определяемый величиной этого внешнего поля. Последняя может лежать в широких пределах, зависящих от параметров плазмы, что делает рассматриваемые явления значимыми для многих космических и лабораторных ситуаций.

Так, для звезд поздних спектральных классов [197; 204] нетрудно представить ситуацию, когда в корональной арке, заполненной достаточно холодной плазмой, в результате взрывоподобных процессов — например, вследствие нагрева продольным током в хромосфере или пересоединения части магнитных силовых линий в короне — образуется вытянутая вдоль магнитного поля и локализованная поперек него область с горячими электронами, способными значительно деформировать или даже прорвать магнитное поле. В звездном (солнечном) ветре [19; 22; 205; 206] можно ожидать перестройки магнитных полей в результате контактных взаимодействий отдельных плазменных филаментов, содержащих горячие электроны, с протяженными магнитными облаками, заполненными значительно более разреженной и холодной плазмой. В магнитосферах планет (экзопланет), в частности дактах повышенной плотности [50; 207–211], в результате различных взрывных процессов возможно существенное локальное повышение плотности плазмы и быстрый разогрев ее электронов, например рентгеновским излучением, ведущий к рассматриваемому вытеснению окружающего магнитного поля с последующим мелкомасштабным структурированием вновь генерируемого поля во всей области, занимаемой плазмой с анизотропно остывающими, но еще горячими электронами.

Подобные ситуации в космической плазме можно моделировать на качественном уровне в лазерной плазме, создаваемой в присутствии внешнего магнитного поля абляцией плоской мишени при помощи фемтосекундного лазерного импульса. Как уже говорилось в предыдущих главах, тот практически мгновенно разогревает только электроны (обычно до температур порядка кэВ) в ограниченной приповерхностной области и создает там по существу бесстолкновительную плазму, сохраняя холодными окружающие части мишени и плазму в них с

температурой от единиц до десятков эВ и почти не засоряющийся над ней вакуум или сильно разреженную предплазму с концентрацией обычно меньше  $10^{17}$  см $^{-3}$  (см., например, [6; 12; 143; 170]).

Данная глава посвящена численному моделированию именно такого рода начальной задачи в лазерной плазме. В разд. 3.2 дана развернутая формулировка поставленной задачи в максимально упрощенной геометрии. В разд. 3.3 приведены простейшие формулы, используемые для оценки условий развития и пространственно-временных масштабов вейбелевской неустойчивости в анизотропной плазме; дано также описание результатов типичных расчетов и выявленных физических эффектов для исходной концентрации горячих электронов  $n_0$  (и всей плазмы) в пределах  $10^{21} - 1.7 \cdot 10^{22}$  см $^{-3}$  и для сильного внешнего магнитного поля с величиной в пределах 13–2500 Т. (Согласно оценкам, для указанных концентраций внешнее поле слабее 1 Т почти не сказывается на энергетике и структуре генерируемых плазмой магнитных полей.) В разд. 3.4 излагаются особенности аналогичных физических эффектов и приводятся результаты подтверждающих их расчетов для меньшей концентрации плазмы, равной  $n_0 = 10^{20}$  см $^{-3}$ , и для меньших величин внешнего магнитного поля, лежащих в пределах 0.5–13 Т (при этом мало влияющими на генерацию квазимагнитоэлектростатических структур оказываются внешние поля меньше или порядка 0.1 Т).

Результаты, вошедшие в эту главу, опубликованы автором в статьях [58; 59; 68], а также материалах конференций [79; 81–87; 191; 192].

### 3.2 Начальная задача о разлете плазмы с горячими электронами в вакуум во внешнем магнитном поле

Имея в виду условия типичного эксперимента по лазерной абляции плоской мишени, находящейся во внешнем магнитном поле  $\vec{B}_0$ , будем считать, что в начальный момент концентрация плазмы  $n$  и температура ионов (с модельной массой  $m_i/m_e = 100$  относительно массы электрона) однородны ниже плоскости  $y = 0$  декартовых координат, отвечающей поверхности мишени, и равны  $n(y \leq 0) = n_0$  и  $T_{i0} \equiv 10$  эВ соответственно, при этом  $n(y > 0) = 0$ . Рассматривались значения  $n_0 = 1.7 \cdot 10^{22}$ ,  $10^{21}$  и  $10^{20}$  см $^{-3}$ . Начальная температура  $T_e(t = 0) = T_{e0}$  изотропно разогретых, максвелловских электронов (рис. 3.1) не зависит от

координаты  $z$  вдоль освещаемой лазером полосы (шириной  $2r_0$ ) и распределена по закону  $T_{e0} = T_{i0} + (T_0 - T_{i0}) \exp(-x^2/r_0^2 - y^2/r_0^2)$ , достигая максимума  $T_0 = 1$  кэВ в начале координат и спадая при удалении от него с характерным масштабом  $r_0 = 25$  мкм в расчетах с концентрацией плазмы  $n_0 = 10^{20}, 10^{21}$  см $^{-3}$  или  $r_0 = 5$  мкм в расчетах со значением  $n_0 = 1.7 \cdot 10^{22}$  см $^{-3}$ . Внешнее магнитное поле  $\vec{B}_0$  однородно и направлено вдоль оси  $z$  или  $x$ .

Иными словами, исследуется двумерная начальная задача (зависимость от координаты  $z$  отсутствует) о разлете в вакуум горячих электронов из области в виде длинного полуцилиндра, осевое сечение которого расположено на поверхности плазменного слоя  $y = 0$ , а ось направлена вдоль оси  $z$ .

Расчеты осуществлялись при помощи PIC-кода EPOCH [162], использованного и в предыдущих главах (см. его описание в разд. 1.2), как в полностью трехмерном (3D3V) случае, так и в двумерной (2D3V) геометрии, когда зависимость физических величин от координаты  $z$  отсутствует и счетная область лежит в плоскости  $xy$ . (Ранее трехмерное моделирование для рассматриваемой задачи не проводилось, хотя для некоторых других распределений неравновесной плазмы имеется ряд ограниченных 3D3V расчетов, учитывающих развитие вейбелевской неустойчивости, например, в работах [141; 212; 213].) Как будет показано далее,

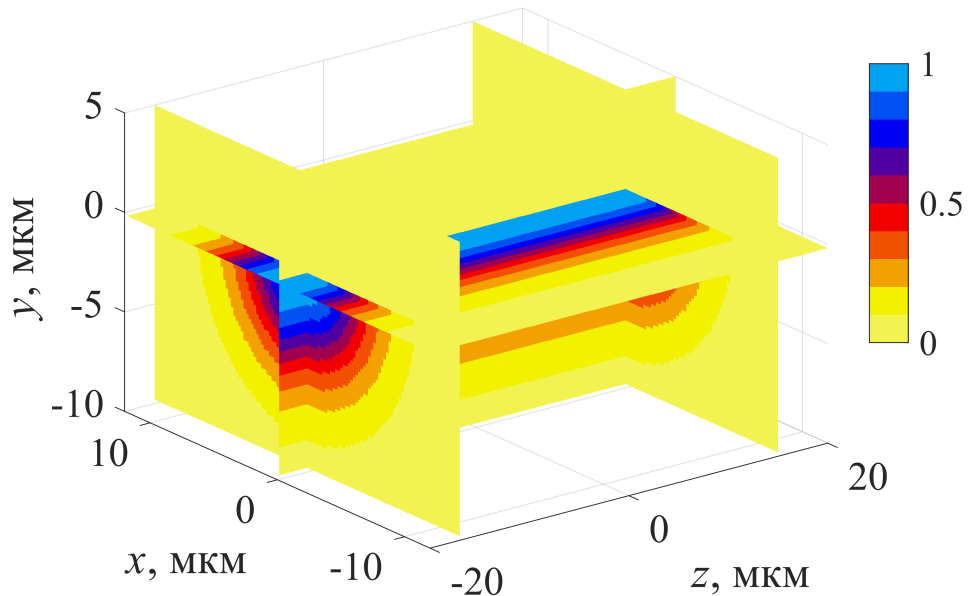


Рисунок 3.1 — Исходная геометрия разрыва в плазме с квазиодномерной областью нагрева электронов в виде полуцилиндра, ось которого (ось  $z$ ) лежит в плоскости раздела плазмы и вакуума ( $y = 0$ ). Цветом показано распределение нормированной начальной температуры электронов  $T_{e0}/T_0$ .

развитие вейбелевской неустойчивости приводит к формированию филаментов или слоев тока, вытянутых в основном вдоль оси  $z$ . Соответственно этому в трехмерных расчетах на границах счетной области при  $z = \pm L_z/2$  с  $L_z = 40$  мкм использовались периодические условия для частиц и полей. На нижней стенке,  $y = -L_y/4$ , частицы отражались, а поля свободно выходили (поглощались). Через верхнюю,  $y = 3L_y/4$ , свободно выходили и частицы, и поля. На боковых стенках, при  $x = \pm L_x/2$ , также применялись периодические граничные условия. Размеры области брались равными  $L_{x,y} = 240$  мкм для случаев  $n_0 = 10^{20}$ ,  $10^{21}$  см $^{-3}$  и  $L_{x,y} = 36$  мкм для  $n_0 = 1.7 \cdot 10^{22}$  см $^{-3}$ . Использовалась сетка размером  $400 \times 400 \times 400$  ( $1200 \times 1200$ ) ячеек в 3D (2D) расчетах, из которых начальный слой плазмы занимал нижнюю четверть при  $y < 0$ . Плазма моделировалась набором из  $2.5 \cdot 10^9$  ( $2 \cdot 10^8$ ) частиц каждой из фракций, электронов и ионов. Расчеты обычно велись до момента времени  $\tau_R = 6 \cdot 10^4 \omega_p^{-1}$ , когда исследуемые переходные процессы успевали проявиться полностью, но качественные различия между 3D3V и упрощенными 2D3V расчетами еще не начинали сказываться. Здесь  $\omega_p = (4\pi e^2 n_0 / m_e)^{1/2}$  — плазменная частота,  $e$  — элементарный заряд. В размерных единицах  $\tau_R \approx 8$  пс и 100 пс при  $n_0 = 1.7 \cdot 10^{22}$  и  $10^{20}$  см $^{-3}$  соответственно.

При начальных концентрациях  $n_0 = 1.7 \cdot 10^{22}$  и  $10^{21}$  см $^{-3}$  моделирование проводилось в сильном внешнем магнитном поле с единственной ненулевой компонентой  $B_{0x} = 13, 250, 2500$  Т или  $B_{0z} = 13, 250, 2500$  Т, а также без него. (Значение 13 Т было выбрано исходя из практических возможностей установки в ИПФ РАН, на которой запланирована экспериментальная проверка полученных результатов.) При  $n_0 = 10^{20}$  см $^{-3}$  в расчетах использовалось умеренное внешнее поле  $B_{0x} = 0.5, 2, 13$  Т либо  $B_{0z} = 13$  Т, а также нулевое поле.

Для последнего случая при  $B_{0z} = 13$  Т на рис. 3.2 даны характерные примеры расчета распределений величины проекции магнитного поля на плоскость  $xy$ , концентрации плазмы  $n$  и эффективной температуры  $T_z$  вдоль оси  $z$ , в направлении которой электроны меньше всего охлаждаются при разлете. Они еще будут обсуждаться подробно в разд. 3.4, здесь же заметим, что сравнение левого и правого столбцов рис. 3.2, отвечающих четырехкратному отличию масс ионов и двукратному отличию времени разлета, показывает полное подобие динамики рассматриваемого процесса распада разрыва в плазме для случаев различной массы ионов. Поэтому далее все результаты будут представлены для отношения масс ионов и электронов  $m_i/m_e = 100$ .

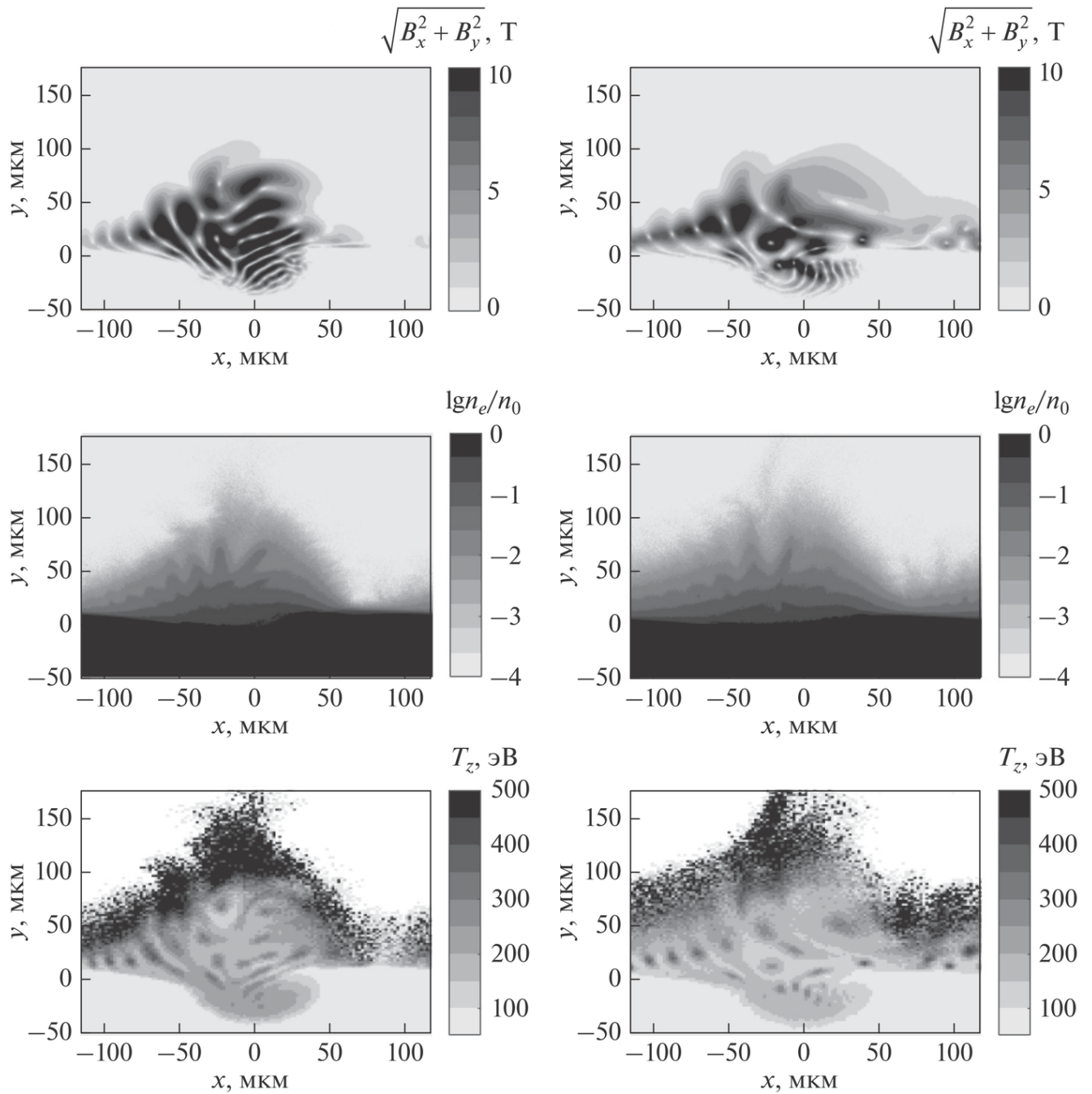


Рисунок 3.2 — Сравнение 2D3V расчетов разлета плазмы с горячими электронами во внешнее магнитное поле  $B_{0z} = 13$  Т для разных масс ионов: слева  $m_i = 100 m_e$  спустя время  $t = 25$  пс, справа  $m_i = 400 m_e$  спустя  $t = 50$  пс. Начальная концентрация плазмы  $n_0 = 10^{20}$  см $^{-3}$ . Верхние панели показывают распределение величины  $B_{\perp}$  (в единицах Т), панели посередине — логарифм нормированной концентрации плазмы  $n/n_0$ , нижние — распределение эффективной температуры  $T_z$  (в единицах эВ), ортогональной плоскости расчета.

Оценки подтверждают, что при выбранных параметрах плазмы приближение бесстолкновительной кинетики выполнено в области над поверхностью мишени, где концентрация плазмы, расширяющейся в вакуум, быстро падает. Уже при концентрации около  $0.1 n_0 = 10^{19} - 1.7 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ , длина свободного пробега горячих электронов составляет порядка  $5000 - 50 \text{ мкм}$ , что значительно больше как величин  $r_0$  и  $L_{x,y}$ , так и характерного размера области, где происходит генерация вейбелевских магнитных полей. Для более плотной плазмы внутри мишени, где частота столкновений велика, моделирование методом частиц в ячейках не корректно.

### 3.3 Случай плотной неоднородно прогретой плазмы в сильном магнитном поле

При большой начальной концентрации плазмы,  $n_0 = 1.7 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , взрывное расширение в вакуум облака горячих электронов предотвращалось лишь очень сильным внешним магнитным полем величиной порядка  $2500 \text{ Т}$ , соответствующей значению  $(8\pi n_0 T_0)^{1/2}$ . В менее сильных полях,  $250 \text{ Т}$  и  $13 \text{ Т}$ , кинетическое давление плазмы во много раз превышало давление магнитного поля и она почти свободно разлеталась, вытесняя поле примерно с ионно-звуковой скоростью,  $(T_0/m_i)^{1/2} \sim 10^8 \text{ см/с}$ , в центре горячей области и с меньшими скоростями на ее краях. Таким образом, эффективность торможения потока была по существу одинаковой для обеих амплитуд внешнего поля, отличающихся почти в  $20$  раз, и в ситуации без внешнего поля, рассмотренной в главах 1 и 2.

Результаты трехмерного моделирования разлета плазмы при начальной концентрации  $n_0 = 1.7 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  и внешнем поле  $B_{0z} = 250 \text{ Т}$ , направленном вдоль оси  $z$ , приведены на рис. 3.3 для момента времени  $t \approx 3 \cdot 10^4 \omega_p^{-1} \approx 3 \text{ пс}$ . К этому моменту над плоскостью исходного разрыва,  $y = 0$ , уже имеется небольшой полуцилиндр радиусом около  $3 \text{ мкм}$ , где сгенерированное плазмой продольное магнитное поле,  $B_z - B_{0z}$ , направлено противоположно внешнему и имеет величину порядка его самого, т. е. внешнее поле практически полностью вытеснено. В ходе дальнейшего расширения, на пикосекундных временах, пока давление плазмы превышает давление магнитного поля, вытеснение поля

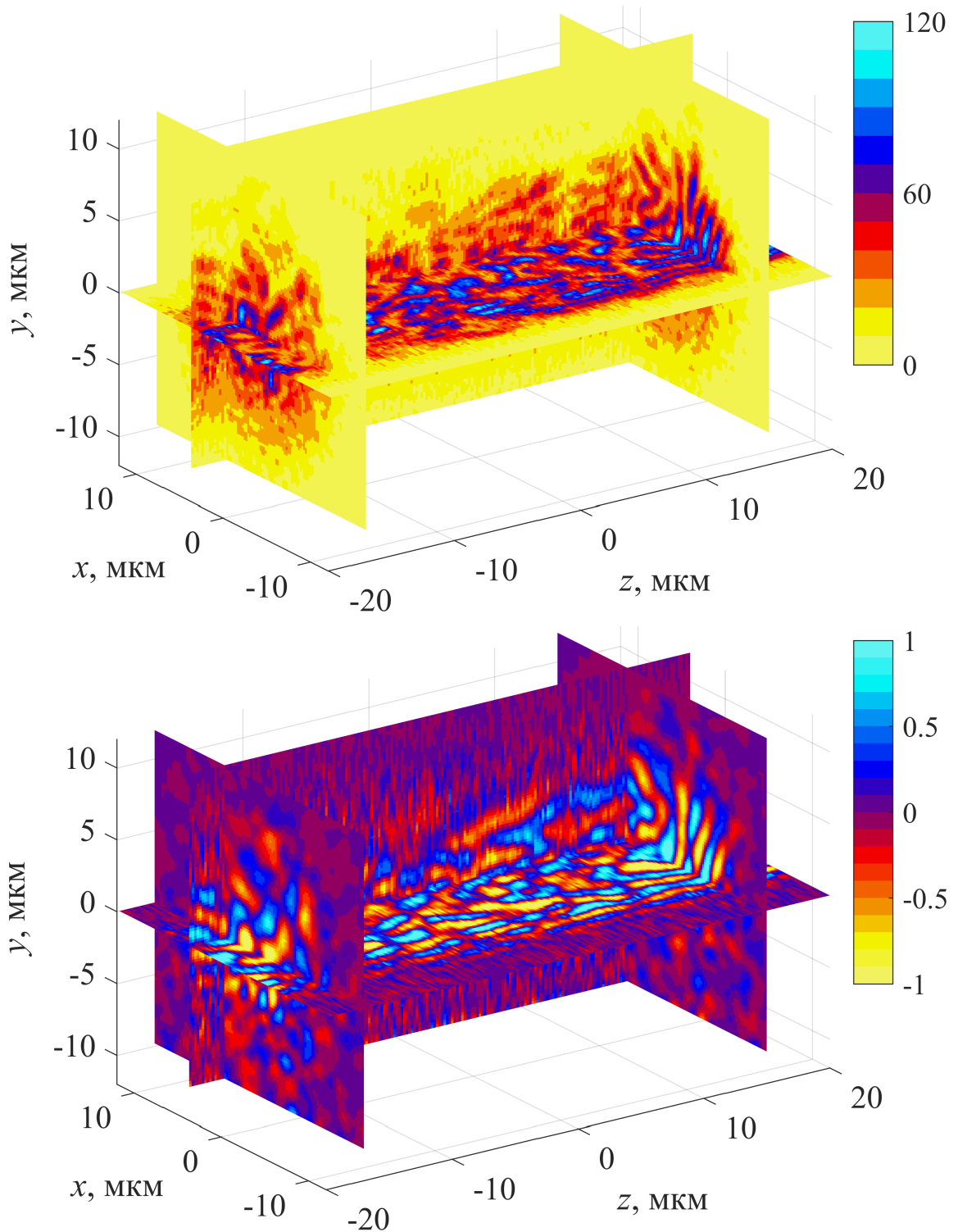


Рисунок 3.3 — Сверху распределение амплитуды  $B_{\perp}$  поперечного магнитного поля (в единицах Т), полученное в 3D3V моделировании разлета плазмы с горячими электронами в вакуум в момент времени  $t = 3$  пс. Снизу распределение компоненты  $j_z$  плотности электрического тока (в единицах  $10^{14} \text{ A/m}^2$ ), показывающее филаментационную структуру токов. Начальная концентрация плазмы  $n_0 = 1.7 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ . Внешнее однородное магнитное поле направлено вдоль оси  $z$ ,  $B_{0z} = 250 \text{ Т}$ .

крупномасштабными поперечными (соленоидальными) электронными токами продолжается с ионно-звуковой скоростью.

На верхней панели рис. 3.3 показано распределение модуля поперечного магнитного поля,  $B_{\perp} = (B_x^2 + B_y^2)^{1/2}$ . Создающие это поле мелкомасштабные токовые филаменты, в основном параллельные оси  $z$ , сформированы преимущественно горячими электронами и в процессе разлета плазмы смещаются вместе с ее общим потоком. Распределение продольной компоненты плотности электрического тока  $j_z$  изображено на нижней панели.

Механизм образования таких токовых структур в виде  $z$ -пинчей, искаженных градиентом плотности плазмы, полностью аналогичен рассмотренному в предыдущей главе. При разлете горячих электронов их эффективные температуры  $T_x$  и  $T_y$  вдоль осей  $x$  и  $y$  быстро уменьшаются, в то время как температура  $T_z$  вдоль оси  $z$  меняется гораздо медленнее вследствие большой протяженности в этом направлении первоначально разогретой плазмы в форме полуцилиндра (в 2D3V расчетах — из-за навязанной однородности полей и токов вдоль этой оси). В итоге плазма становится сильно неравновесной, приобретая значительную величину параметра анизотропии  $A_e = T_z/T_x - 1 \gtrsim 1$ , что и приводит к вейбелевской неустойчивости возмущений продольного тока и поперечного магнитного поля.

При ее анализе, как и раньше, будем пользоваться предположением о бимаксвелловской форме функции распределения электронов. В этом случае максимальный инкремент имеют возмущения с волновыми векторами, ортогональными направлению наибольшей температуры электронов, оси  $z$ , а с уменьшением угла между этой осью и волновым вектором уменьшается и инкремент [195]. Проведенное трехмерное моделирование подтверждает, что на поздних временах, когда рост филаментов, ориентированных вдоль оси  $z$ , насыщается в сгенерированном ими магнитном поле, наклонные филаменты становятся более выраженными и вся токовая структура теряет регулярность, приобретая зависимость от координаты  $z$ . Наклонные филаменты видны уже на рис. 3.3, особенно в центральной области расширяющейся плазмы.

Как видно из расчетов, в момент насыщения поперечного магнитного поля, которое достигает величины  $B_{\perp} \sim 80$  Т, в области расширяющейся в вакуум плазмы,  $0 < y < 5$  мкм, концентрация и продольная температура электронов составляют  $n_e \sim 0.1 n_0 \approx 1.7 \cdot 10^{21}$  см<sup>-3</sup> и  $T_z \sim 0.5$  кэВ соответственно при степени анизотропии плазмы  $A_e \sim 1$ . Используя линейную теорию вейбелевской неустойчивости (см. [129; 133; 134; 195] и формулы в разд. 2.5), находим, что гирорадиус



горячего электрона,  $r_L = (2T_x/m_e)^{1/2} \omega_B^{-1} \approx 0.6$  мкм, примерно равен оптимальному полупериоду вейбелевских возмущений,  $\lambda_0/2 \sim 5c/\omega_p (n_0/n_e)^{1/2} A_e^{-1/2} \sim 0.7$  мкм, а гирочастота электрона,  $\omega_B = eB_\perp/(m_e c)$ , близка к максимальному инкременту,  $\omega_0 \sim 3(T_x/m_e)^{1/2} \lambda_0^{-1} (1 + A_e^{-1})^{-1} \approx 0.6 \omega_B$ . Таким образом, величина магнитного поля соответствует известному критерию насыщения вейбелевской неустойчивости (см., например, [134]). Характерное время нарастания энергии магнитного поля  $\tau_B$  (длительность линейной стадии неустойчивости) также согласуется с действием вейбелевского механизма:  $\tau_B \sim 10 \omega_0^{-1}$ . Сказанное подтверждает предположение о вейбелевской природе наблюдаемой неустойчивости.

Похожие качественные выводы ( $\lambda \sim r_L$ ,  $\omega_0 \sim \omega_B$  и  $\tau_B \sim 10 \omega_0^{-1}$ ) следуют из 2D3V расчетов, обсуждаемых ниже, сравнение которых с трехмерным моделированием показывает корректную передачу основных черт мелко- и крупномасштабных структур сгенерированных плазмой магнитных полей. Поскольку 2D3V расчеты гораздо менее требовательны к вычислительным ресурсам, представленный далее анализ процессов генерации токовых структур при изменении начальных параметров плазмы и ориентации внешнего поля был проведен на их основе.

Случай сильного поля  $B_{0z} = 250$  Т, направленного вдоль оси разогретого полуцилиндра, т. е. поперек плоскости счета  $xy$  в двумерном моделировании, выделялся тем, что приводил к кумулятивному (фокусирующему) эффекту, в результате которого скорость вытеснения этого поля была почти в полтора раза больше, а образующийся плазменный выброс в форме языка был почти в полтора уже, чем в случае такого же по величине поля  $B_{0x}$ , лежащего в плоскости счета (см. рис. 3.4, 3.5). Различия связаны со структурой возникающих глобальных токов, в первом случае текущих преимущественно в плоскости  $xy$  на периферии расширяющегося плазменного облака и образующих неоднородный соленоид с осью  $z$ , существенно ослабляющий поле  $B_{0z}$ , а во втором случае текущих в основном вдоль оси  $z$ , вообще говоря, разнонаправленно и образующих неоднородную систему магнитных полей в плоскости  $xy$ , ослабляющих внешнее поле  $B_{0x}$  внутри плазменного облака. Заметного кумулятивного эффекта не возникало в случае более слабого поля, величиной 13 Т и меньше, которое при обеих ориентациях почти не влияло на профиль концентрации разлетающейся плазмы.

Вместе с тем в случае ориентации внешнего поля вдоль оси  $z$  наблюдалось небольшое нарушение симметрии разлета, вызванное систематическим смещением электронов влево под действием силы Лоренца, особенно на начальной стадии распада разрыва, когда внешнее поле еще не вытеснено и доля электронов, летящих

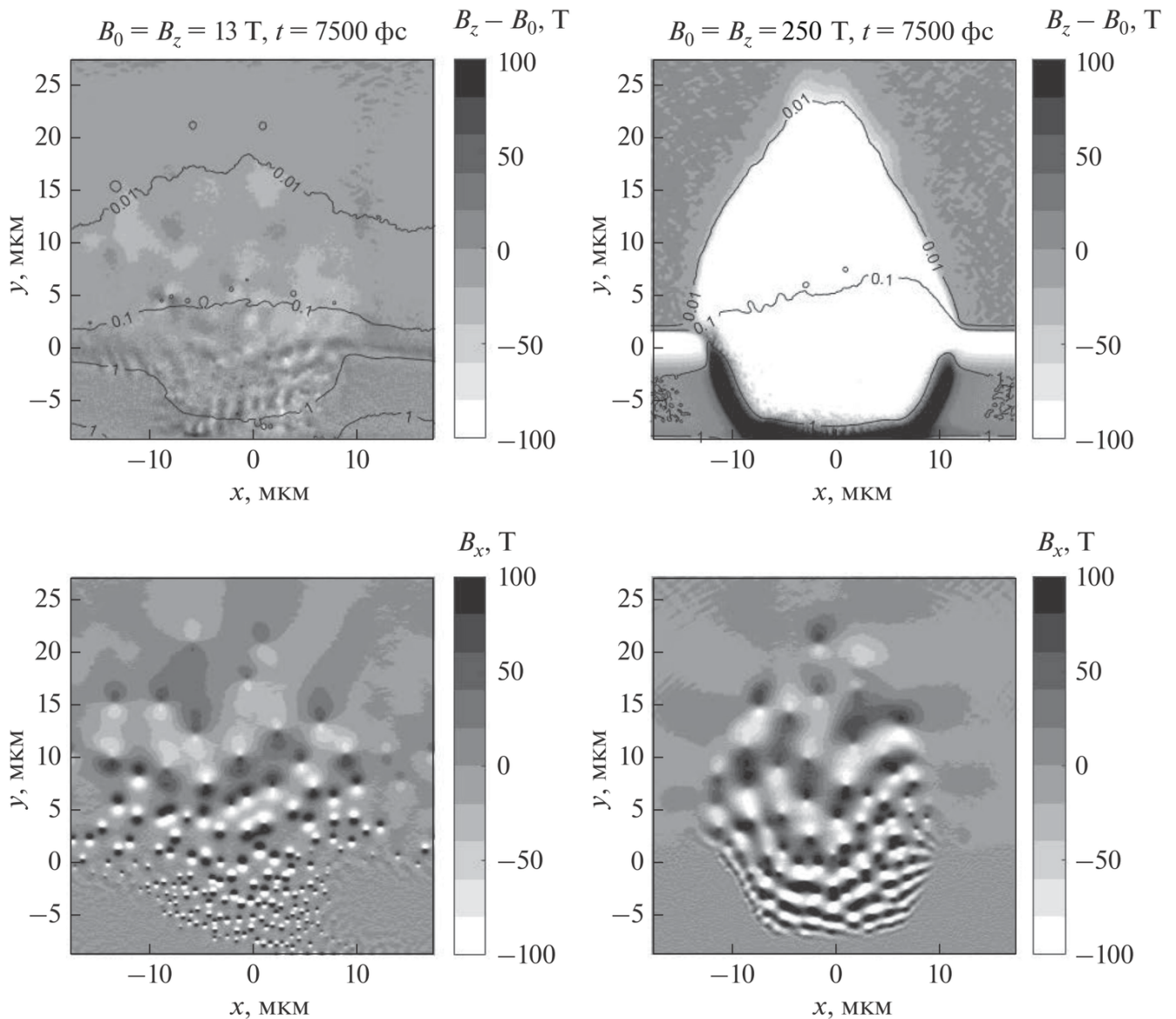


Рисунок 3.4 — Магнитные структуры в 2D3V расчете расширения плазмы с горячими электронами в вакуум в момент времени  $t = 7.5$  пс после начала распада разрыва. Начальная концентрация плазмы  $n_0 = 1.7 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ . Слева расчет с внешним магнитным полем  $B_{0z} = 13 \text{ Т}$ , ортогональным плоскости счета: на верхней панели цветом показана  $z$ -компонента поля за вычетом внешнего,  $B_z - B_{0z}$  (в Теслах), изолиниями — уровни концентрации плазмы  $n/n_0 = 0.01, 0.1, 1$ ; на нижней панели — компонента магнитного поля  $B_x$  (в Теслах). Справа то же самое для расчета с  $B_{0z} = 250 \text{ Т}$ .

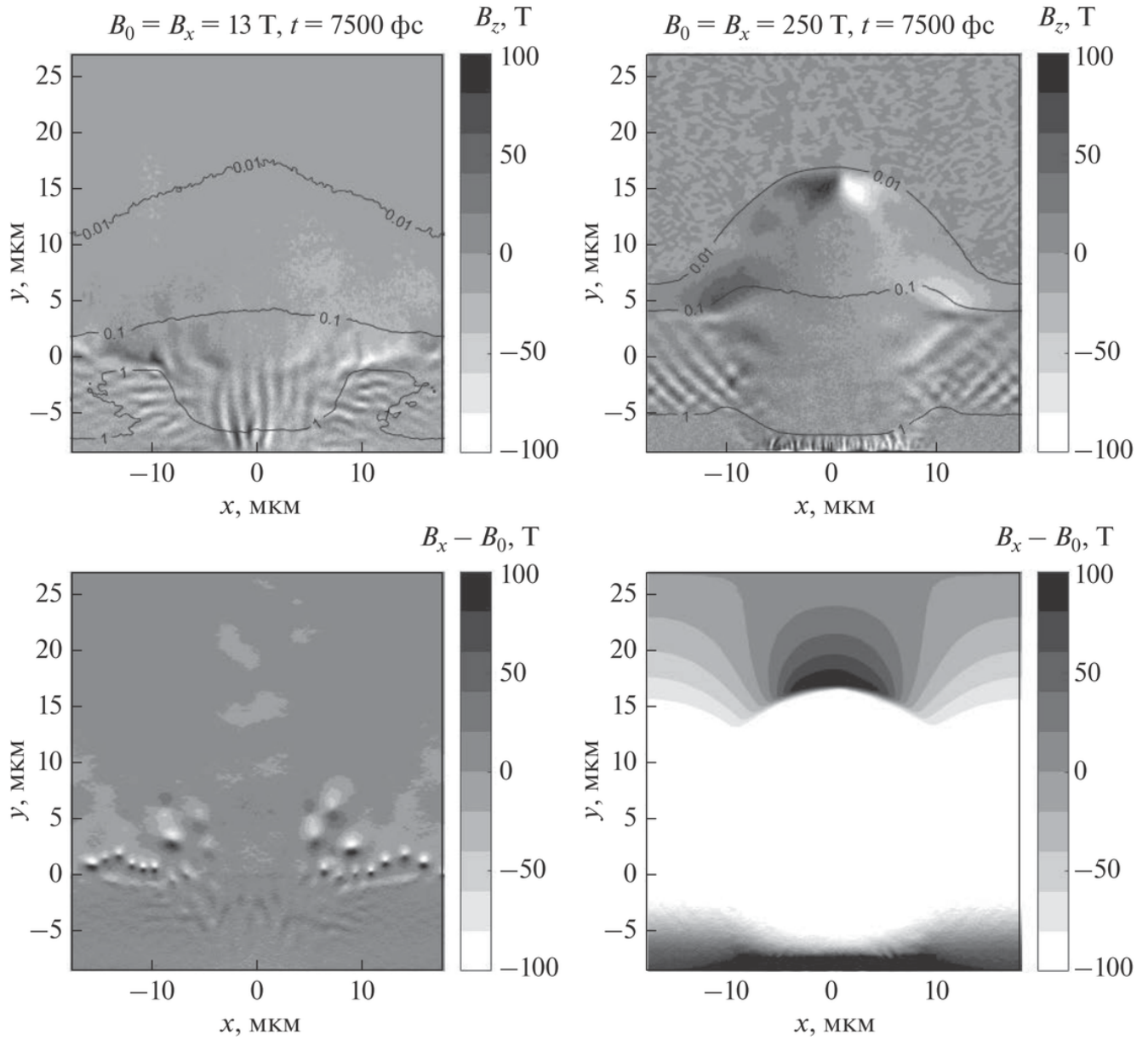


Рисунок 3.5 — Магнитные структуры в 2D3V расчете расширения плазмы с горячими электронами в вакуум в момент времени  $t = 7.5$  пс после начала распада разрыва. Начальная концентрация плазмы  $n_0 = 1.7 \cdot 10^{22}$  см $^{-3}$ . Слева расчет с внешним магнитным полем  $B_{0x} = 13$  Т, лежащим в плоскости счета: на верхней панели цветом показана компонента магнитного поля  $B_z$  (в Теслах), изолиниями — уровни концентрации плазмы  $n/n_0 = 0.01, 0.1, 1$ ; на нижней панели —  $x$ -компонента поля за вычетом внешнего,  $B_x - B_{0x}$  (в Теслах). Справа то же самое для расчета с  $B_{0x} = 250$  Т.

вверх, вдоль оси  $y$ , и взаимодействующих с внешним полем, еще достаточно велика (см. также рис. 3.2 для малой концентрации плазмы). Подобная асимметрия в распределении концентрации плазмы хорошо видна на правой верхней панели рис. 3.4, в случае сильного внешнего поля  $B_{0z} = 250$  Т, но и в случае более слабого,  $B_{0z} = 13$  Т, обсуждаемое нарушение симметрии остается заметным в распределении мелкомасштабного поперечного магнитного поля (левая нижняя панель). Сгенерированные вейбелевскими токовыми филаментами, последнее оказывается достаточно сильным для того, чтобы сжимать не слишком плотную плазму и образовывать филаменты ее плотности, вытянутые вдоль оси  $z$  и также смещающиеся под действием силы Лоренца, отслеживая асимметрию плазменного потока (рис. 3.6). Это отличается от рассмотренного в главе 2 расширения сгустка плазмы с горячими электронами в разреженную фоновую плазму, когда модуляция общей концентрации по существу отсутствует.

Асимметрия выброса плазмы, линий тока и структуры магнитных полей в плоскости счета  $xy$ , разумеется, не возникает для любого по величине внешнего поля  $B_{0x}$ , лежащего в этой плоскости и не создающего силы Лоренца в направлении оси  $x$  (см. рис. 3.5).

При обеих рассматриваемых ориентациях внешнего поля на верхних панелях рис. 3.4 и 3.5, слева и справа относительно центра прогретого участка вблизи

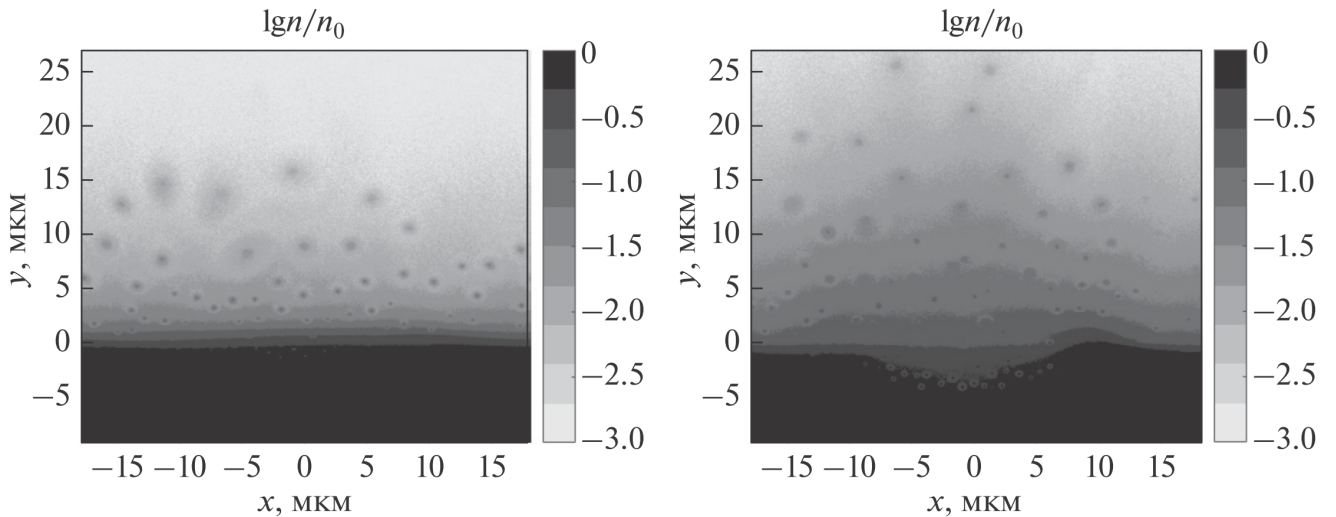


Рисунок 3.6 — Логарифм нормированной концентрации плазмы  $n/n_0$  в момент времени  $t = 9$  пс для двух расчетов с внешним магнитным полем  $B_{0z} = 13$  Т, различающихся долей нагретых электронов при одинаковой полной начальной концентрации плазмы  $n_0 = 1.7 \cdot 10^{22}$  см $^{-3}$ . Слева — нагрето 20% электронов, справа — 100%.

начала координат, видны противоположные по знаку и примерно одинаковые по величине значения  $z$ -компоненты генерируемого плазмой поля. Это зеркально симметричное распределение возникает благодаря вертикальной, параллельной оси  $y$  компоненте тока, созданного «фонтаном» вырывающихся горячих электронов, а также токам компенсации заряда этих вырвавшихся электронов, текущим в плотной плазме. Аналогичная в целом картина наблюдалась в расчетах без внешнего поля, обсуждавшихся в главе 2 (см. также [178–180]).

Из характера общей структуры магнитного поля ясно, что токи электронов, в основном горячих, распределены по всему объему плазменного выброса, в том числе в плотной плазме ниже исходного разрыва и в наиболее разреженной плазме в вершине выброса, включая его границы с деформируемым внешним магнитным полем. Токи в приграничной области наименее выражены для случая внешнего поля  $B_{0z}$ , когда его силовые линии раздвигаются горячей плазмой и образуемый ей выброс в форме языка весь пронизан относительно крупномасштабными токами, текущими в плоскости расчета  $xy$ . Наиболее выражены токи, локализованные в вершине выброса, для случая внешнего поля  $B_{0x}$ , силовые линии которого они не могут раздвинуть из-за однородности поля и плазмы в направлении оси  $z$ , а растягивают и плавно изгибают в плоскости  $xy$  также благодаря крупномасштабным компонентам. Эти токи в преобладающей мере направлены вдоль оси  $z$  (а не только образуют дуги «фонтанных струй» в плоскости  $xy$ ) и могут значительно усиливать внешнее магнитное поле в вакууме над плазменным выбросом (см. левые панели рис. 3.5).

В двумерном моделировании отчетливо видны мелкомасштабные структуры электронных токов в виде  $z$ -пинчей, которые образуют характерный неоднородный ансамбль «дипольных» пятен в распределении поперечных компонент магнитного поля  $B_x$  и  $B_y$  (за вычетом компоненты внешнего поля  $B_{0x}$ , если она присутствует; см. нижние панели рис. 3.4 и 3.5). При этом, как показывает моделирование, появлению таких  $z$ -пинчей может мешать сильное внешнее поле  $B_{0x}$ , направленное вдоль оси  $x$ , в процессе вытеснения которого в плазменном облаке создаются крупномасштабные разнонаправленные токи вдоль оси  $z$  и происходит связанное с ними подавление роста анизотропии охлаждающихся электронов преимущественно за счет уменьшения температуры  $T_z$ . (Этот эффект аналогичен наблюдавшемуся в главе 2, где было продемонстрировано уменьшение степени анизотропии в областях максимума плотности тока на нелинейной стадии вейбелевской неустойчивости расширяющейся плазмы.) Формирование существен-

но анизотропного распределения электронов по скоростям и обусловленное им пинчевание токов вдоль оси  $z$  становятся возможными только после достаточного уменьшения величины проекции крупномасштабного полного магнитного поля на плоскость  $xy$  в довольно обширной области не слишком разреженной плазмы. Для используемых расчетных параметров плазмы лишь слабое внешнее поле  $B_{0x} \lesssim 1$  Т не разрушает первоначальный процесс множественного рождения  $z$ -пинчей, несмотря на то что их поперечное поле после образования самосогласованной нелинейной структуры почти на два порядка выше (около 50 Т даже в случае значительного внешнего поля  $B_{0x} = 13$  Т согласно рис. 3.5).

Вместе с тем наличие внешнего поля  $B_{0z}$ , не подавляющего взрывной распад разрыва (для используемых параметров величиной меньше или порядка 1000 Т), не препятствует анизотропному остыванию вытесняющей внешнее поле плазмы и с самого начала распада допускает множественное образование пинчеобразных структур в виде нерегулярной и неоднородной решетки, как это продемонстрировано на нижних панелях рис. 3.4 на примере  $x$ -компонент магнитного поля. Оказалось, что в таком внешнем поле эффективно возникают локализованные токи в виде  $z$ -пинчей с толщиной порядка электронного гирорадиуса и с поперечными полями, по величине на один-два порядка превышающими величину внешнего поля. От последней — пока она не слишком мала, вплоть до единиц Тесла для использованных параметров плазмы — зависят общая структура и степень ее асимметрии, масштабы и количество  $z$ -пинчей, степень деформации их поперечных (в плоскости  $xy$ ) сечений, а в конечном итоге и время существования таких отдельных, сильно нелинейных самосогласованных образований. Согласно проведенному моделированию, можно ожидать, что время их существования будет значительно превышать характерное время развития квазимагнитостатической вейбелевской (слабой) турбулентности, возникающей в первоначально однородной плазме с аналогичными параметрами и анизотропией в отсутствие внешнего магнитного поля, когда образование подобных сильно нелинейных  $z$ -пинчей с большим приростом концентрации плазмы в их центре обычно не происходит (см., в частности, главу 5) и средняя величина насыщенного магнитного поля  $B_s$  в существенной мере не достигает возможных для них значений, ограниченных величиной порядка  $(nT_0)^{1/2}$ .

Конечно, при заданном внешнем магнитном поле вся структура и динамика токов и магнитных полей при распаде разрыва, в том числе эффективность образования и картина разлета подобных  $z$ -пинчам токов, зависят от концентрации

плазмы и доли разогретых электронов. Сказанное проиллюстрировано на рис. 3.6 и 3.7 сравнением результатов расчетов при долях разогретых электронов 100% и 20% в плазме с полной концентрацией  $1.7 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  при внешнем поле  $B_{0z} = 13 \text{ Т}$  и одинаковой начальной геометрии разрыва. Как и следовало ожидать, наличие значительной фракции холодных электронов существенно изменяет профиль концентрации и форму плазменного выброса, эффективность вытеснения внешнего поля, а также количество и пространственное распределение мелкомасштабных  $z$ -пинчей.

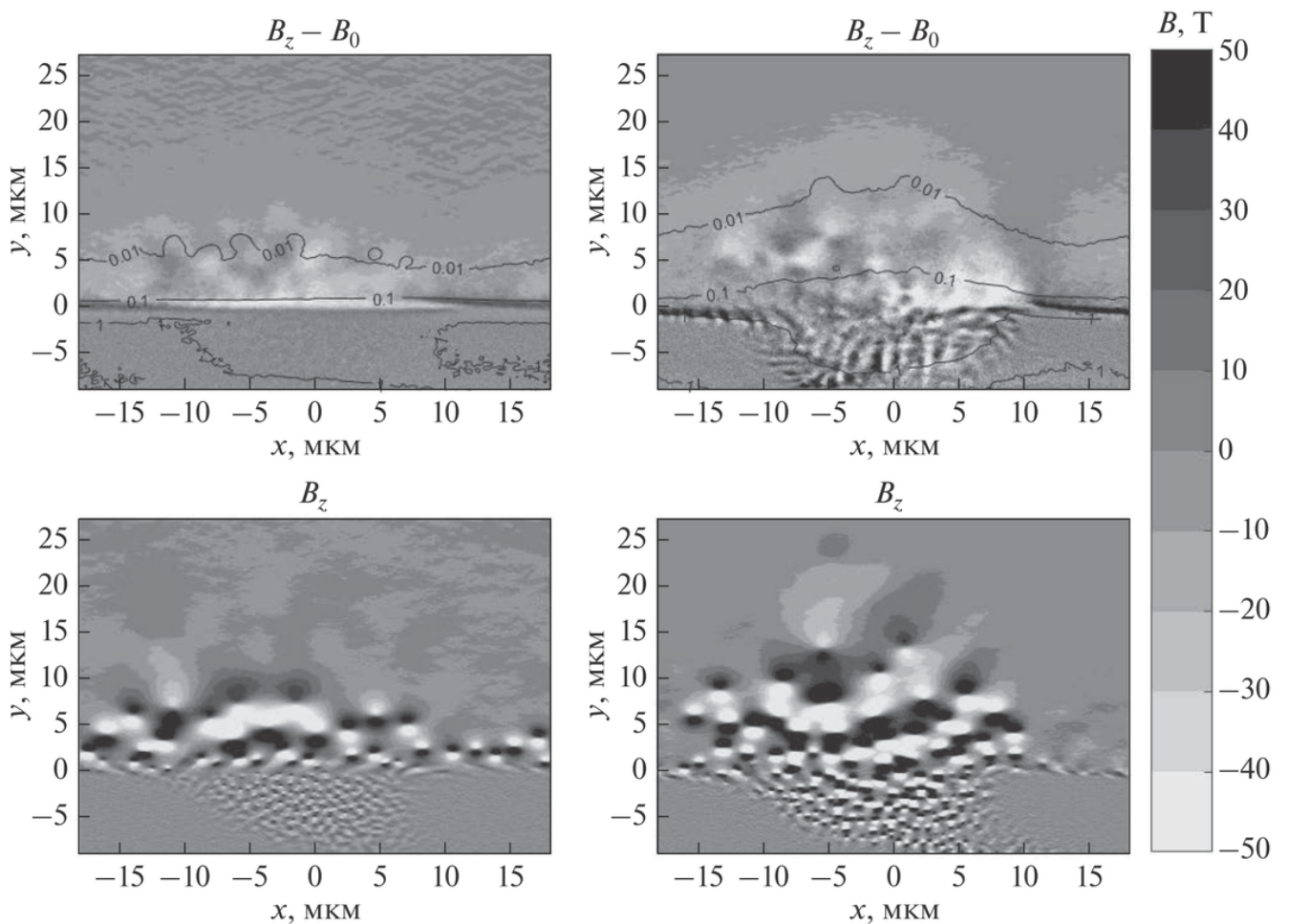


Рисунок 3.7 — Компонента магнитного поля  $B_z$  за вычетом внешнего поля  $B_{0z} = 13 \text{ Т}$  (верхние панели) и компонента  $B_x$  (нижние) в момент времени  $t = 5 \text{ пс}$  для двух расчетов, различающихся долей нагретых электронов при одинаковой полной начальной концентрации плазмы  $1.7 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ . Величины индукции поля даны в Теслах. Слева — нагрето 20% электронов, справа — 100%.

### 3.4 Случай разреженной неоднородно прогретой плазмы в умеренном по величине магнитном поле

При уменьшении начальной концентрации  $n_0$  плазмы с горячими электронами уменьшаются и предельные значения магнитного поля, которые определяют, с одной стороны, его максимальную величину  $B_{\max}$ , еще допускающую взрывной разлет электронов в вакуум, а с другой — минимальную величину  $B_{\min}$ , необходимую для сколько-нибудь значимого влияния на этот разлет. Согласно оценкам (разд. 3.1, 3.2) и проведенным расчетам, первая зависит корневым образом от начальных концентрации и максимальной температуры горячих электронов:  $B_{\max} \sim (8\pi n_0 T_0)^{1/2}$ . Вторая включает неявно еще ориентацию внешнего магнитного поля в плоскости исходного разрыва плазмы и геометрические характеристики области разогретых электронов, влияющие на их разлет и анизотропное остывание. Поэтому масштабирование величины  $B_{\min}$  с изменением концентрации горячих электронов, а тем более масштабирование всей динамики распада разрыва, даже в рассматриваемой простейшей геометрии области разогретых электронов в виде длинного полуцилиндра, требует детального численного моделирования. Ниже представлены некоторые его результаты при значении начальной концентрации плазмы  $n_0 = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , существенно меньшем использованного в предыдущем разделе, но достаточно типичном для соответствующих экспериментов с лазерной плазмой. Будем интересоваться влиянием на распад разрыва, прежде всего, достаточно слабых внешних магнитных полей, доступных в лабораторных экспериментах, считая заданной начальную максимальную температуру электронов  $T_0 = 1 \text{ кэВ}$ .

Точкой отсчета при сравнении сценариев распада разрыва во внешнем магнитном поле разной величины служит вариант с нулевым полем, представленный на рис. 3.8 и демонстрирующий отнюдь не тривиальную структуру генерируемых плазмой магнитных полей. Кроме хорошо известного фонтанного эффекта (создающего, как говорилось в предыдущем разделе и главе 2, крупномасштабное поле  $B_z$ , особенно заметное вблизи исходной поверхности разрыва), эту структуру определяет исследуемый здесь механизм вейбелевской генерации мелкомасштабных квазимагнитостатических полей в расширяющейся плазме. Как и в случае плотной плазмы, на начальной стадии разлета тепловые скорости электронов могут уменьшаться лишь в плоскости  $xy$ , поскольку вдоль оси  $z$  их распределение



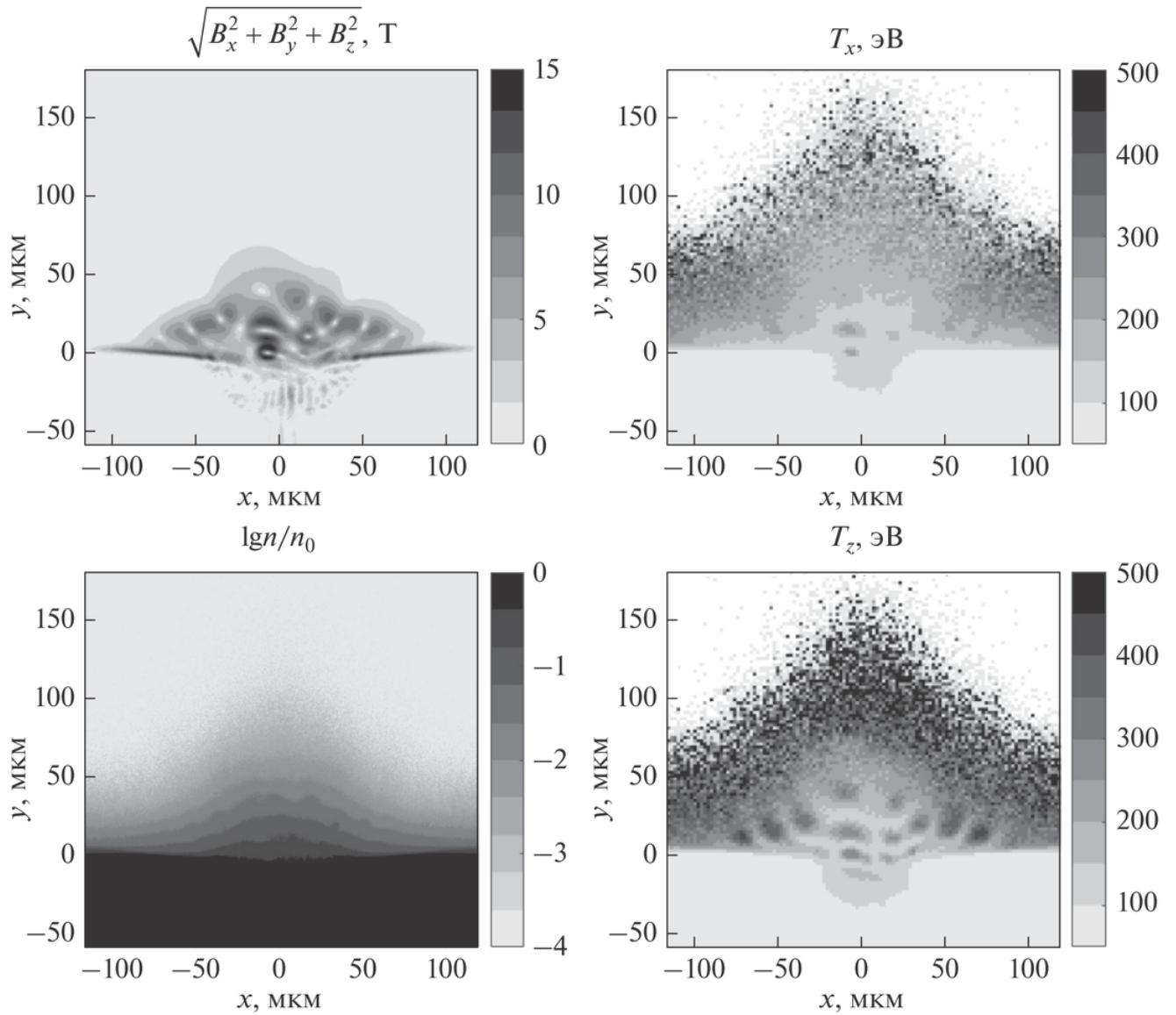


Рисунок 3.8 — Картина разлета плазмы с горячими электронами (при начальной концентрации  $n_0 = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) в вакуум без внешнего магнитного поля в момент времени  $t = 20$  пс. Левая верхняя панель — модуль полного магнитного поля (в Теслах), левая нижняя — логарифм нормированной концентрации плазмы  $n/n_0$ . Справа на верхней и нижней панелях — эффективные температуры (в единицах эВ) вдоль осей  $x$  и  $z$  соответственно.

однородно. В результате возникающей вейбелевской неустойчивости вдоль этой оси формируются подобные  $z$ -пинчам токовые филаменты, неоднородно и довольно случайно распределенные в плоскости сечения и постепенно занимающие в ней все большую площадь вместе с расширяющейся плазмой. Быстро собираясь в пучки и выходя на уровень нелинейного насыщения неустойчивости, отвечающий в рассматриваемом случае поперечным магнитным полям величины  $B_{\perp} \sim 10$  Т, электроны приобретают регулярную направленную скорость вдоль оси  $z$  и, теряя при этом продольную эффективную температуру  $T_z$  и продолжая так или иначе двигаться в плоскости  $xy$ , под действием генерируемых магнитных полей и индуцированных ими электрических полей постепенно выравнивают свои тепловые скорости во всех трех ортогональных направлениях. В этом процессе, как показано на рис. 3.8, возникает характерная корреляция (см. главу 2) между пространственными распределениями величины магнитного поля, концентрации плазмы и эффективной температуры электронов, особенно продольной.

В присутствии внешнего магнитного поля в плоскости исходного разрыва плазмы с вакуумом описанный процесс разлета испытывает минимальные искажения в случае ориентации этого поля вдоль оси  $z$ , когда текущие вдоль нее токи не возмущаются. Правда, согласно изложенному в предыдущем разделе, это поле асимметрично отклоняет поток плазмы в плоскости  $xy$ , односторонне действуя силой Лоренца на фонтанные токи вылетающих из разрыва электронов (см. рис. 3.2 и подробнее на рис. 3.9, 3.10). При этом иной по сравнению со случаем без внешнего поля оказывается и структура токов, текущих вдоль оси  $z$ , сначала приобретающая вид системы изогнутых лентообразных токовых слоев (рис. 3.9), которые со временем разбиваются на изолированные, деформированные филаменты в виде  $z$ -пинчей, что сопровождается дополнительным искажением компоненты общего согласованного поля  $B_z$  и падением средней анизотропии распределения электронов по скоростям от больших значений  $A \sim 3$  до малых  $A \sim 0.1-0.3$ , т. е. приближением продольной температуры,  $T_z$ , к поперечным,  $T_x$  и  $T_y$  (рис. 3.10). Как видно из рисунков, величина магнитного поля местами достигает значений порядка 20 Т, т. е. примерно вдвое превышает величину внешнего поля, вытесненного токами плазменного облака. В целом, однако, качественная картина процесса не меняется по сравнению со случаем без внешнего поля, включая сохранение характерных корреляций между неоднородностями магнитного поля, концентрации плазмы и эффективной температуры электронов. Впрочем, существенные количественные отличия в проведенных расчетах просле-

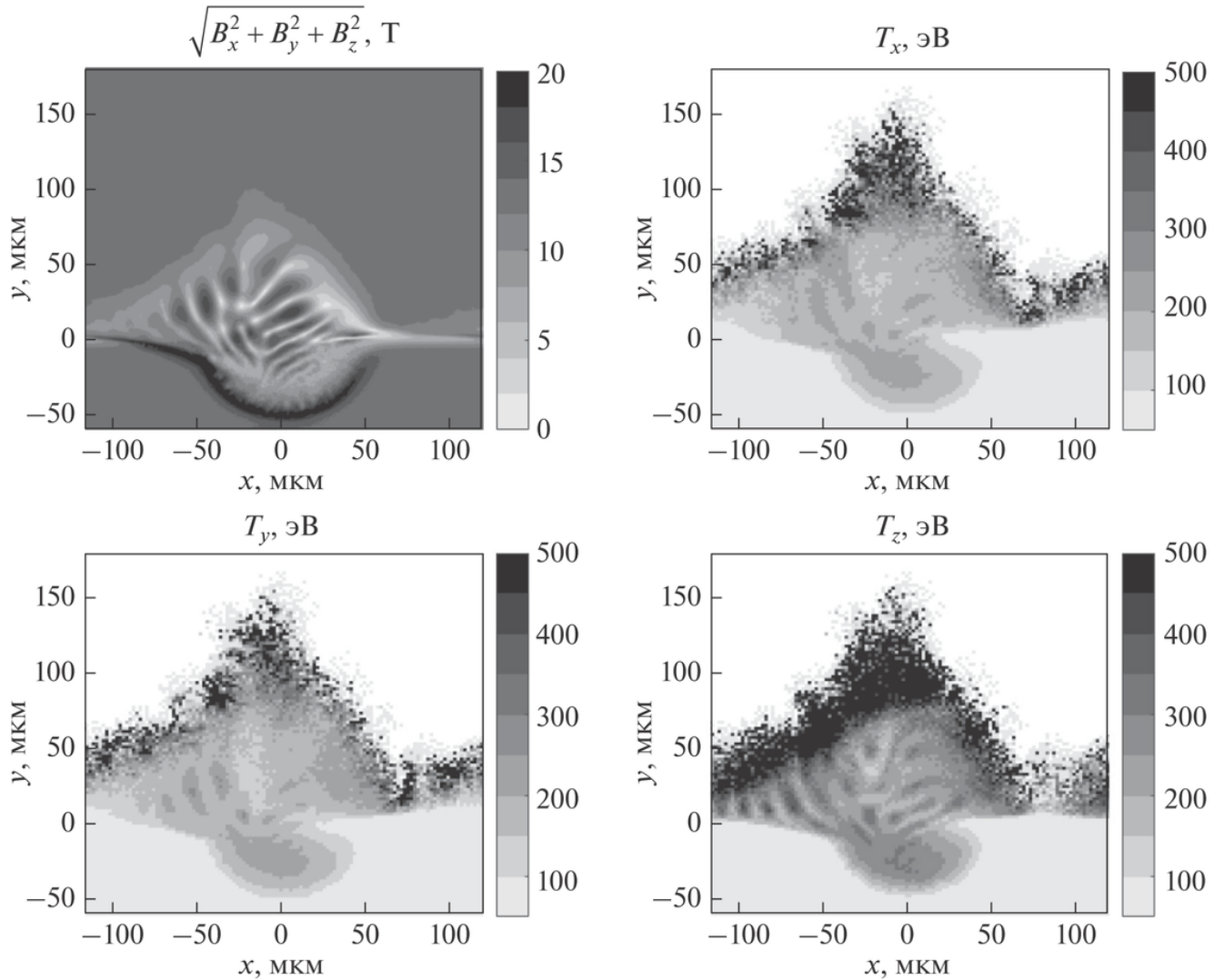


Рисунок 3.9 — Картина разлета плазмы с горячими электронами (при начальной концентрации  $n_0 = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) во внешнее поле  $B_{0z} = 13 \text{ T}$  в момент времени  $t = 20 \text{ пс}$ . Верхняя левая панель — модуль магнитного поля (в Теслах), верхняя правая — эффективная температура (в единицах эВ) вдоль оси  $x$ . Нижние левая и правая панели — эффективные температуры (в единицах эВ) вдоль осей  $y$  и  $z$  соответственно (см. также рис. 3.2).

живаются вплоть до весьма слабых внешних полей,  $B_{\min,z} \sim 10^{-2} B_{\max} \sim 1$  Т, на пару порядков меньших указанного выше значения  $B_{\max} \sim 100$  Т (для использованных параметров плазмы).

Наибольшие искажения в процесс распада рассматриваемого разрыва в плазме с областью прогрева электронов в форме полуцилиндра вносит ориентированное поперек него внешнее магнитное поле  $B_{0x}$ , препятствующее вейбелевской генерации токовых филаментов в виде  $z$ -пинчей. Как ясно из рис. 3.11 и 3.12, несмотря на сохранение фонтанного механизма генерации глобальных токов, это поле не только не создает заметного кумулятивного эффекта и не приводит к асимметрии «фонтана» горячих электронов (см. разд. 3.3), но благодаря формируемой структуре магнитных полей этих токов замедляет свою собственную деформацию,

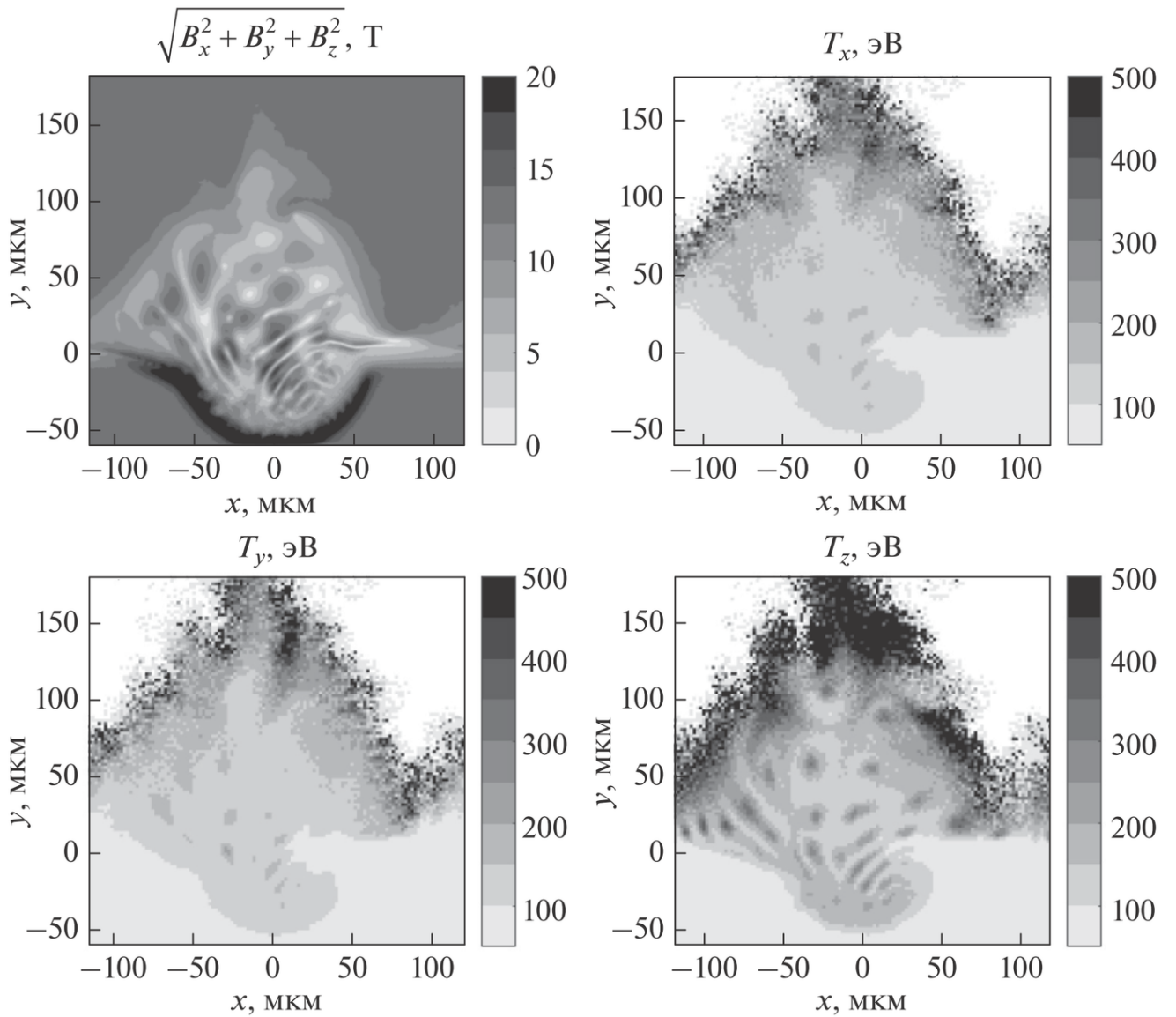


Рисунок 3.10 — То же, что на рис. 3.9, но для более позднего момента времени  $t = 36$  пс.

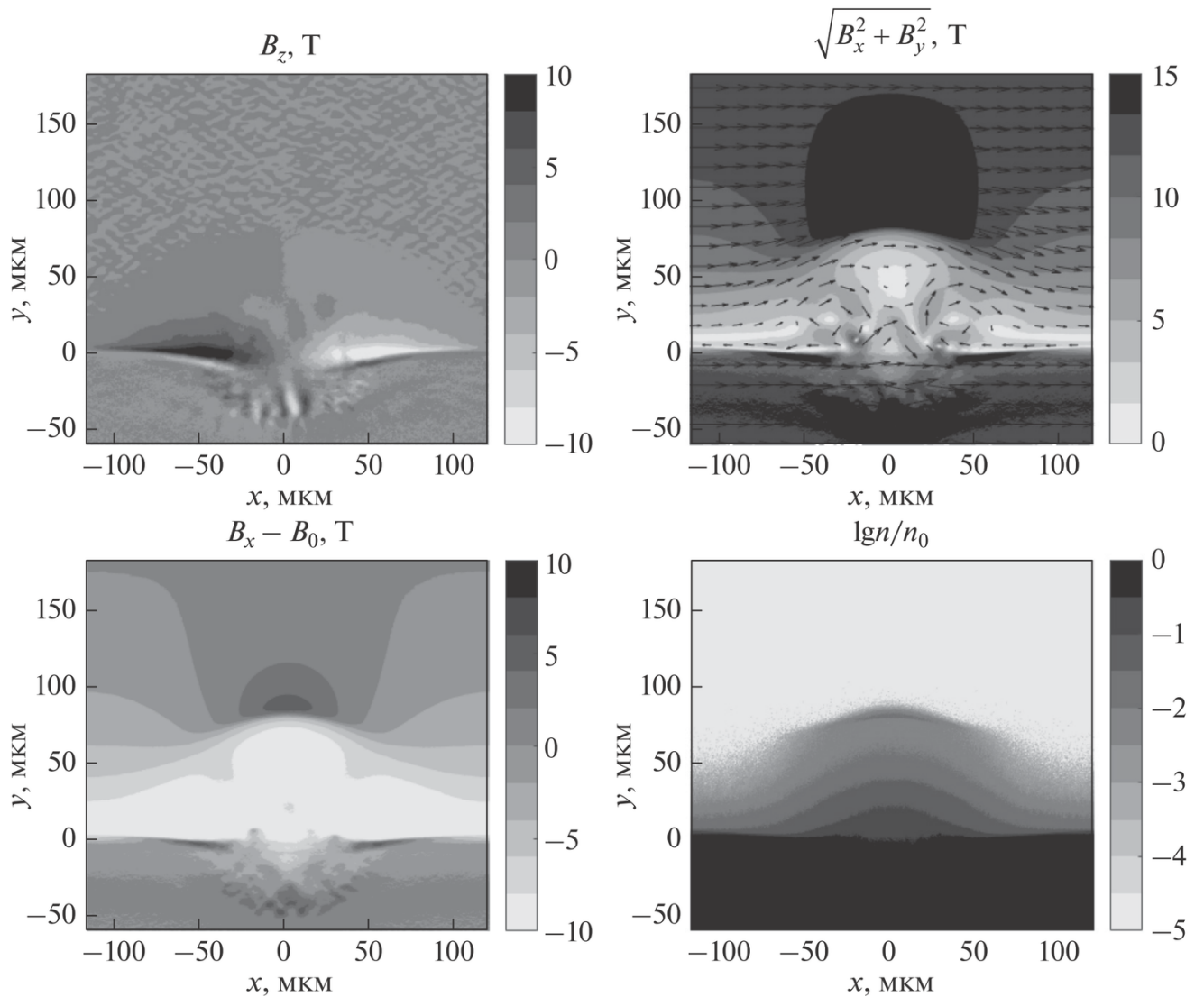


Рисунок 3.11 — Картина разлета плазмы с горячими электронами (при начальной концентрации  $n_0 = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) во внешнее поле  $B_{0x} = 13 \text{ Т}$  в момент времени  $t = 20 \text{ пс}$ . Сверху на левой панели компонента магнитного поля  $B_z$  (в Теслах), на правой — модуль поперечной компоненты  $B_{\perp}$  (в Теслах), стрелками показано ее направление в разных точках. Снизу на левой панели компонента магнитного поля вдоль оси  $x$  за вычетом внешнего (в Теслах), на правой — логарифм нормированной концентрации плазмы  $n/n_0$ .

затрудняя вылет плазменного облака. В районе вершины облака на нижних панелях рис. 3.11 и 3.12 отчетливо видны длительно существующие уплотнение плазмы и область усиленного магнитного поля. Согласно проведенным расчетам, указанные образования пропадают лишь в слабых внешних полях величиной  $B_{0x} \lesssim 1$  Т для рассматриваемых параметров плазмы. Начиная примерно с этих же слабых полей температура электронов вдоль оси  $z$  значительное время после начального этапа разлета сохраняется выше температур в плоскости  $xy$  и становится возможным появление заметной анизотропии их распределения с параметром  $A \sim 0.1$ . В результате во внутренних областях плазменного облака, где еще достаточно велика концентрация плазмы, а мешающее вейбелевской неустойчивости внешнее магнитное поле уже вытеснено, появляются характерные мелкомасштабные структуры поперечного магнитного поля, созданные филамента-

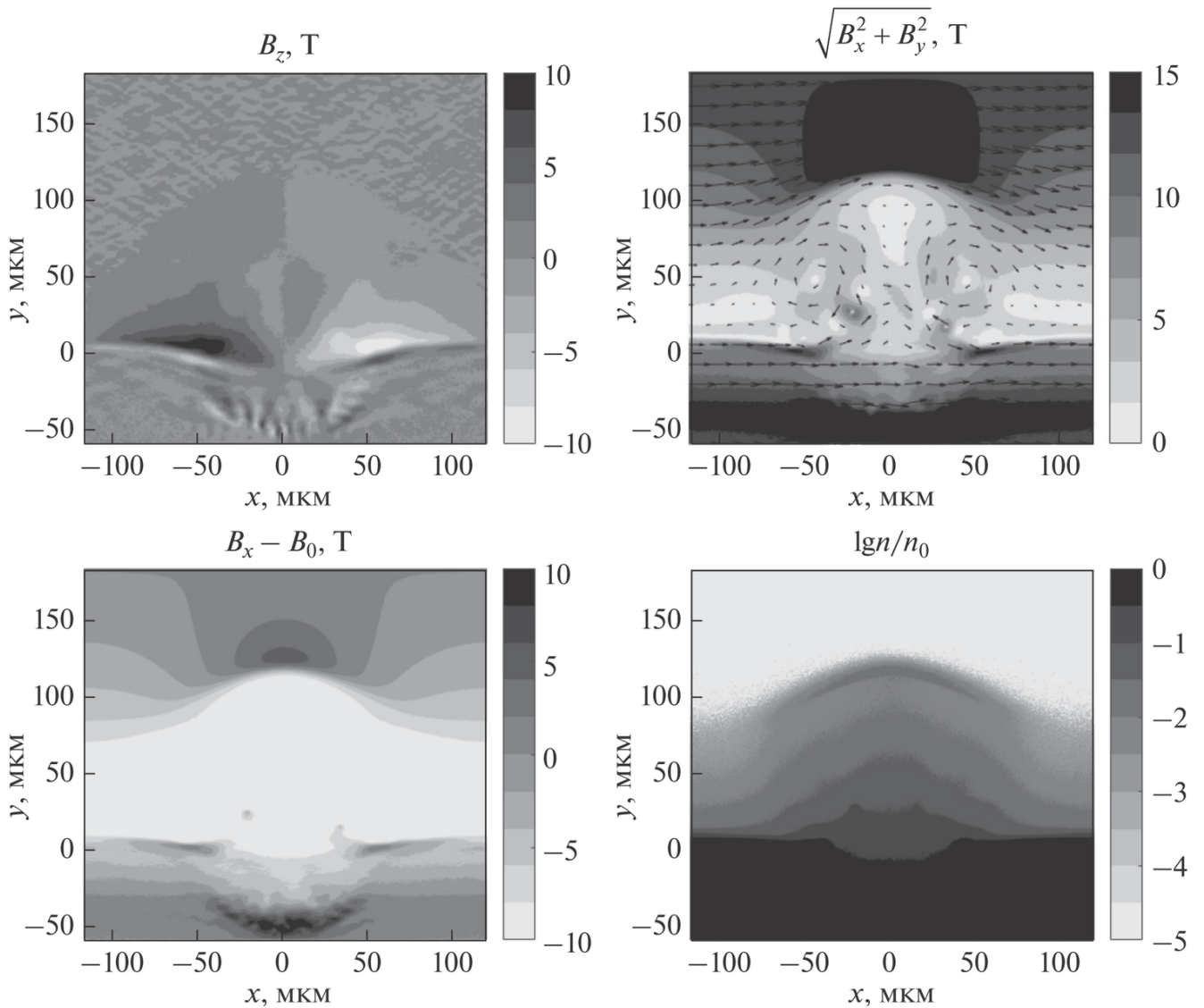


Рисунок 3.12 — То же, что на рис. 3.11, но для более позднего момента времени  $t = 36$  пс.

ми тока вдоль оси  $z$ . Подобные структуры проявляются уже в поле  $B_{0x} = 2$  Т, а в поле  $B_{0x} = 0.5$  Т напоминают формирующиеся при распаде разрыва в вакуум без внешнего поля, хотя в последнем случае величины генерируемых мелкомасштабных полей еще заметно выше (ср. верхние панели для указанных величин полей в один и тот же момент времени на рис. 3.13, а также левые панели на рис. 3.8 для более раннего момента времени). В итоге оказывается, что для ориентации внешнего магнитного поля в плоскости счета количественные характеристики генерируемых токов и полей не меняются заметно по сравнению со случаем его отсутствия только в очень слабых внешних полях,  $B_{\min,x} \sim 10^{-3} B_{\max} \sim 0.1$  Т, т. е. величина  $B_{\min,x}$  примерно на порядок меньше предельной величины внешнего поля ортогональной ориентации,  $B_{\min,z} \sim 1$  Т.

На основании результатов численного моделирования можно ожидать, что и для гораздо более разреженной плазмы, характерной для астрофизических условий, сохранится указанное различие в 2–3 порядка величины между предель-

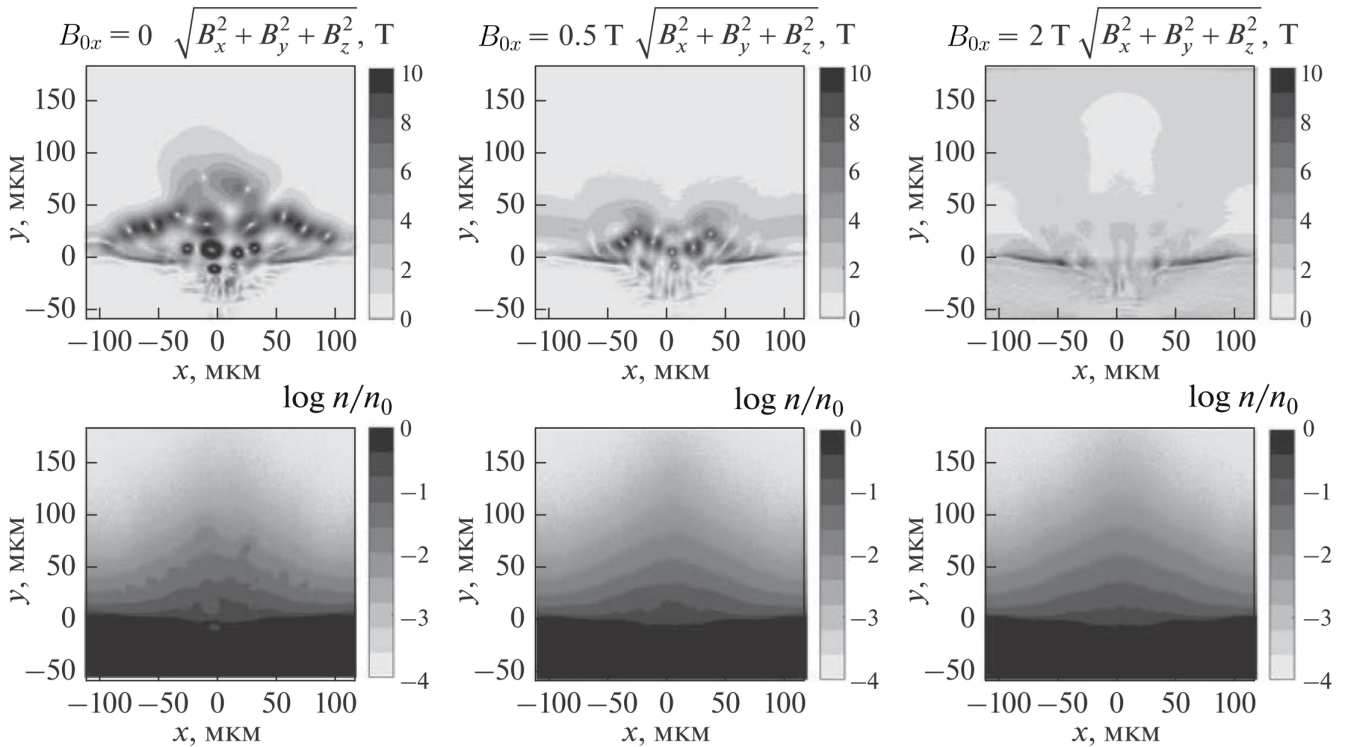


Рисунок 3.13 — Сравнение картин разлета плазмы с горячими электронами (при начальной концентрации  $n_0 = 10^{20}$  см $^{-3}$ ) в момент времени  $t = 36$  пс для различных величин внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси  $x$ :  $B_{0x} = 0, 0.5, 2$  Т (панели слева направо соответственно). Верхние панели показывают модуль полного магнитного поля (в единицах Т), нижние — логарифм нормированной концентрации плазмы  $n/n_0$  (ср. также рис. 3.2).

ными значениями внешнего поля,  $B_{\min}$  и  $B_{\max}$ , оказывающего нетривиальное воздействие на распад разрыва в плазме, вблизи поверхности которого создана протяженная квазиодномерная область с горячими электронами. Обсуждение реализации такой постановки задачи в космической плазме, однако, выходит за рамки диссертационной работы.

### 3.5 Выводы

Таким образом, даже несильное внешнее магнитное поле, давление которого значительно меньше давления облака плазмы с горячими электронами, локализованного в плоскости  $xu$  и однородного вдоль оси  $z$ , существенно влияет на его расширение в вакуум и во многом определяет пространственную структуру возникающих квазимагнитостатических возмущений (турбулентности) и их дальнейшую эволюцию.

Важнейшим при этом является анизотропный характер остывания вылетающих электронов, зависящий от величины внешнего поперечного магнитного поля при ее изменении в широких пределах (на несколько порядков величины), в том числе достаточно малой и почти не сказывающейся на профиле плотности расширяющегося облака плазмы. В проведенных детальных численных расчетах данного процесса методом частиц в ячейках обнаружено, что разлет плазмы сопровождается множественным образованием, длительным существованием и значительным перемещением локализованных токовых филаментов типа  $z$ -пинчей и токовых слоев в большей части области с вытесненным внешним полем. Создаваемые ими мелкомасштабные магнитные поля могут быть во много раз сильнее исходного внешнего поля, а внутри образований типа  $z$ -пинчей плотность плазмы может быть значительно повышена по сравнению с близлежащими районами. Сказанное имеет место тогда, когда концентрация плазмы и анизотропия распределения электронов по скоростям оказываются достаточно велики и обеспечивают развитие неустойчивости вейбелевского типа на протяжении достаточно длительного времени, вплоть до ее нелинейного насыщения, сопровождающегося перекачкой значительной (порядка нескольких процентов) части энергии горячих электронов в энергию квазистатического магнитного поля.



Магнитные поля наибольшего масштаба, сравнимого с характерным поперечным размером прогретой области плазмы, формируются как фонтанными токами наиболее энергичных вырывающихся электронов, так и быстро возникшими и постоянно поддерживаемыми объемными или квазидвумерными слоистыми токами горячих электронов,двигающихся внутри расширяющегося облака плазмы и вдоль его границы с вытесняемым им внешним магнитным полем.

Вместе с тем присутствие однородного внешнего магнитного поля, ориентированного поперек потока горячих электронов, может приводить к нарушению симметрии разлета плазмы, его кумуляции и неоднородной деформации возникающих токовых структур всех масштабов.

Следует подчеркнуть, что в проведенных расчетах использовалась только одна из простейших возможных моделей описания распада однородной по концентрации и неоднородно прогретой приповерхностной области плазмы в мишени, подверженной абляции фемтосекундным лазерным излучением. При поверхностном нагреве электронов импульсами лазерного излучения с различными длительностями, поперечными сечениями, поляризациями и отношениями несущей оптической частоты к плазменной частоте электронов в мишени, несомненно, будут получаться различные (не квазиодномерные) распределения эффективных температур и концентраций разогретых электронов, а их функция распределения по скоростям уже в самом начале разлета может оказаться анизотропной и немаксвелловской. Более того, начальная неплоская геометрия разрыва плазмы с вакуумом и возможный (не учитывавшийся здесь надлежащим образом) приток горячих электронов из глубоких прогретых областей мишени, где существенны межчастичные столкновения, тоже могут изменить профили концентрации и общей направленной скорости частиц, а также структуры токов и магнитных полей в различных областях разлетающейся лазерной плазмы. Анализ влияния указанных и других факторов создания неравновесной плазмы на особенности ее разлета во внешнее магнитное поле выходят за рамки диссертационной работы.

## Глава 4. Сосуществование ортогональных токовых структур и развитие разнотипных вейбелевских неустойчивостей в плазме с потоком горячих электронов

### 4.1 Введение

В этой главе исследование процессов формирования токовых структур (слоев или филаментов) в неравновесной бесстолкновительной плазме продолжено в рамках задачи, в которой плазма с горячими электронами не заготовлена исходно в виде сгустка (глава 2) или каверны (глава 3), а непрерывно впрыскивается с некоторой граничной поверхности в относительно холодную фоновую плазму с неоднородной концентрацией. В подобной граничной задаче, благодаря неустойчивости вейбелевского типа [129; 133; 134; 195], в определенных соседних слоях плазмы возможно образование взаимно ортогональных токовых структур с достаточно сильными магнитными полями. На основе проведенного двумерного численного моделирования проанализированы особенности этих структур для различных пространственных распределений и характерных значений концентраций и температур электронов и ионов инжектируемой и покоящейся плазмы, исходно имеющей монотонно спадающий профиль концентрации частиц, а также различной длительности инъекции. (Проведенный тестовый трехмерный расчет для типичного набора параметров подтверждает результаты представленного здесь двумерного моделирования.) Как и в предыдущих главах, параметры задачи выбраны соответствующими лазерной плазме, создаваемой абляцией мишени при квазицилиндрической фокусировке пучка излучения фемтосекундного лазера.

Согласно результатам моделирования, в целом изучаемый переходный процесс формирования токовых структур оказывается следующим (подробнее см. разд. 4.2 и 4.3). Уже на субпикосекундных временах, практически с самого начала процесса впрыска относительно разреженной плазмы с горячими электронами в более холодную плазму, окружающую мишень, начинается развитие филаментационной неустойчивости вейбелевского типа, связанной с многопоточным анизотропным распределением электронов по скоростям. В определенном слое достаточно плотной холодной плазмы происходит эффективное формирование мелкомасштабных токовых структур — слоев тока, ориентированных

вдоль направления впрыска и созданных встречными потоками горячих и холодных электронов. Эти потоки согласованы с постепенно нарастающим общим перепадом электростатического потенциала в расширяющемся облаке неравновесной плазмы (см. главу 1), создающим электрическое поле, которое тормозит, а потом и возвращает убегающие горячие электроны, что также дает вклад в формирование многопотоковости.

Позднее, на пикосекундных временах, и на большем удалении от мишени, в слое более разреженной плазмы, где к этому времени накапливаются в значительном числе анизотропно остывшие при разлете горячие электроны (см. главы 2 и 3), характер анизотропии распределения электронов по скоростям оказывается качественно иным, напоминающим бимаксвелловский. При этом ось наибольшей температуры электронов становится ориентированной не ортогонально, а параллельно мишени, вдоль полосы, разогретой лазерным излучением. Поэтому меняется тип вейбелевской неустойчивости, называемой тепловой в подобных условиях, и по соседству с возникшими ранее токовыми структурами начинают довольно быстро развиваться ортогональные им токовые филаменты в виде  $z$ -пинчей, имеющие больший пространственный масштаб и постепенно занимающие все большую область переходного слоя, в котором доминируют горячие электроны. В этой области при достаточно длительной инжекции горячих электронов с достаточно большого разогретого участка мишени возможна хаотизация ансамбля токовых филаментов и их деформация, т. е. развитие квазимагнитостатической турбулентности.

После окончания периода впрыска горячих электронов, который в проведенных расчетах для ускорения моделирования ограничивался несколькими пикосекундами, мелкомасштабные токовые слои, сформировавшиеся первоначально в более плотной плазме, разрушаются довольно быстро, в течение нескольких пикосекунд. Токовые филаменты, сформировавшиеся позднее в менее плотной плазме и имеющие больший пространственный масштаб, могут существовать дольше, на временах больше десятка пикосекунд. На протяжении всего переходного процесса профиль концентрации плазмы в среднем меняется незначительно благодаря сохранению ее квазинейтральности и большой инерции массивных ионов. Однако создаваемые токовыми структурами магнитные поля настолько сильны, что приводят к заметной сопутствующей стратификации как концентрации плазмы, так и анизотропии распределения электронов по скоростям. Иными словами, генерируемые магнитные поля существенно меняют бесстолкновитель-

ную кинетику частиц, хотя этот процесс и не сопровождается формированием сильных ударных волн для рассматриваемой исходной геометрии распределения холодной плазмы и невысокой концентрации горячих электронов.

В этой главе установлены характерные особенности описанного процесса, выявлены его пространственно-временные масштабы и определены типичные свойства возникающих токовых структур и согласованных с ними регулярных или турбулентных магнитных полей. Особое внимание уделено связи этих свойств с меняющейся неоднородной анизотропией распределения электронов по скоростям и вытеснению холодных электронов горячими. Кинетика ионов, являющихся холодными, учитывалась, но могла бы существенно сказаться лишь на относительно больших, субнаносекундных временах, тогда как ниже рассматриваются только пикосекундные времена, на которых доминируют процессы с участием электронов.

Результаты, вошедшие в эту главу, опубликованы автором в статье [69], а также материалах конференций [88; 191; 192].

## 4.2 Расчет инжекции плазмы с горячими электронами из локализованной области мишени в холодную фоновую плазму

При помощи полностью кинетического кода ЕРОСН [162], реализующего метод частиц в ячейках (см. разд. 1.2), для поставленной простейшей квази-двумерной задачи была проведена серия 2D3V расчетов, в которых область моделирования лежала в плоскости  $xy$  декартовой системы координат и пространственная зависимость всех величин от координаты  $z$  отсутствовала, при этом учитывались все три компонента векторов скоростей частиц и полей.

Относительно холодная фоновая плазма, создаваемая низкоэнергичным предимпульсом основного, фемтосекундного импульса лазера, моделировалась набором из порядка миллиарда макрочастиц (электронов и однократно заряженных ионов с массами  $m_e$  и  $m_i = 100 m_e$  соответственно) и заполняла всю счетную область. В начальный момент времени их температура равнялась  $T_0 = 250$  эВ, а концентрация  $N$  спадала при удалении от поверхности мишени, совпадающей с плоскостью  $y = 0$ , по экспоненциальному закону,  $N(y) = N_0 \exp(-y/L)$ , с максимумом  $N_0 = 1.7 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  и характерным масштабом  $L$ , принимавшим значения в диапазоне 16–32 мкм в разных расчетах. Горячие электроны с начальной

температурой  $T = 100$  кэВ и холодные ионы с температурой  $T_0$  впрыскивались в область, т. е. порождались на поверхности мишени  $y = 0$ , непрерывно с момента старта моделирования и на протяжении времени  $t_{inj}$ , составлявшего 2–5 пс в разных расчетах. Инжектируемые частицы имели максвелловские не смещенные распределения по скоростям и гауссово распределение концентрации  $n^*$  вдоль оси  $x$ :  $n^*(x, y = 0) = n_0^* \exp(-x^2/r_0^2)$ . Таким образом, величина  $2r_0 = 25$  мкм характеризовала поперечный размер длинной полосы на поверхности мишени, из каждой точки (счетной ячейки) которой изотропно вылетали горячие электроны (и холодные ионы), созданные в результате цилиндрической фокусировки на мишень пучка излучения фемтосекундного лазера. Плазма с горячими электронами считалась сильно разреженной относительно фоновой плазмы у поверхности мишени и отношение  $n_0^*/N_0$  выбиралось в пределах 0.03–0.003, так что концентрации горячих и холодных электронов оказывались сравнимыми только на расстоянии больше или порядка 100 мкм от мишени.

На всех границах области счета использовались открытые граничные условия для частиц и поглощающие для полей, т. е. все частицы и волновые поля свободно выходили из области и больше не оказывали влияния на процессы внутри нее. Размеры области по осям  $x$  и  $y$  были равны 120 мкм и 200 мкм соответственно. Счетная сетка состояла из  $2400 \times 4000$  ячеек, так что размер каждой из них был существенно меньше дебаевского радиуса, рассчитанного по температуре и концентрации горячих электронов плазмы вблизи мишени и составляющего 0.1–0.3 мкм в зависимости от отношения  $n_0^*/N_0$ .

В областях плазмы с концентрацией порядка  $10^{20}$  см $^{-3}$ , где возникают исследуемые в работе токовые структуры, длина свободного пробега даже условно холодных электронов фона с энергией около 250 эВ составляет десятки микрон (см., например, [124]) и превышает характерные размеры токовых структур. Это делает приближение бесстолкновительной плазмы корректным для описания рассматриваемых процессов вейбелевской неустойчивости, включая ее нелинейную стадию. Отметим наконец, что, как уже указывалось в предыдущих главах, увеличение масс ионов до реалистичных значений качественно не повлияло бы на процесс генерации токовых структур в разлетающейся плазме, а лишь замедлило общую деформацию профиля ее концентрации в соответствии с уменьшением ионно-звуковой скорости пропорционально  $(T/m_i)^{1/2}$ .

Для одного из приведенных выше наборов параметров поставленной задачи с  $L = 16$  мкм,  $t_{inj} = 2$  пс,  $n_0^*/N_0 = 0.03$  на рис. 4.1–4.5 даны результаты

расчетов пространственных распределений компонент магнитного поля  $B_z$  и  $B_\perp = (B_x^2 + B_y^2)^{1/2}$ , параметров анизотропии  $A_{y,z} = T_{y,z}/T_x - 1$ , определяющих тип и характеристики вейбелевской неустойчивости, а также некоторых других величин в пять последовательных моментов времени после начала впрыска: 0.7, 1.8, 3.6, 6.6, 10 пс. Рассчитанные эффективные температуры  $T_{x,y,z}$  (в энергетических единицах) характеризуют локальную дисперсию соответствующих компонент скорости электронов (холодных и горячих вместе). На этом примере ниже кратко изложены основные этапы изучаемого переходного процесса и обуславливающие их физические явления, а в разд. 4.3 с использованием расчетов для других параметров задачи обсуждаются важные детали этого процесса.

С самого начала впрыска наличие вполне однородного потока радиально разлетающихся горячих электронов, летящих сквозь плотную холодную плазму, обуславливает известную неустойчивость пучкового типа и генерацию быстро

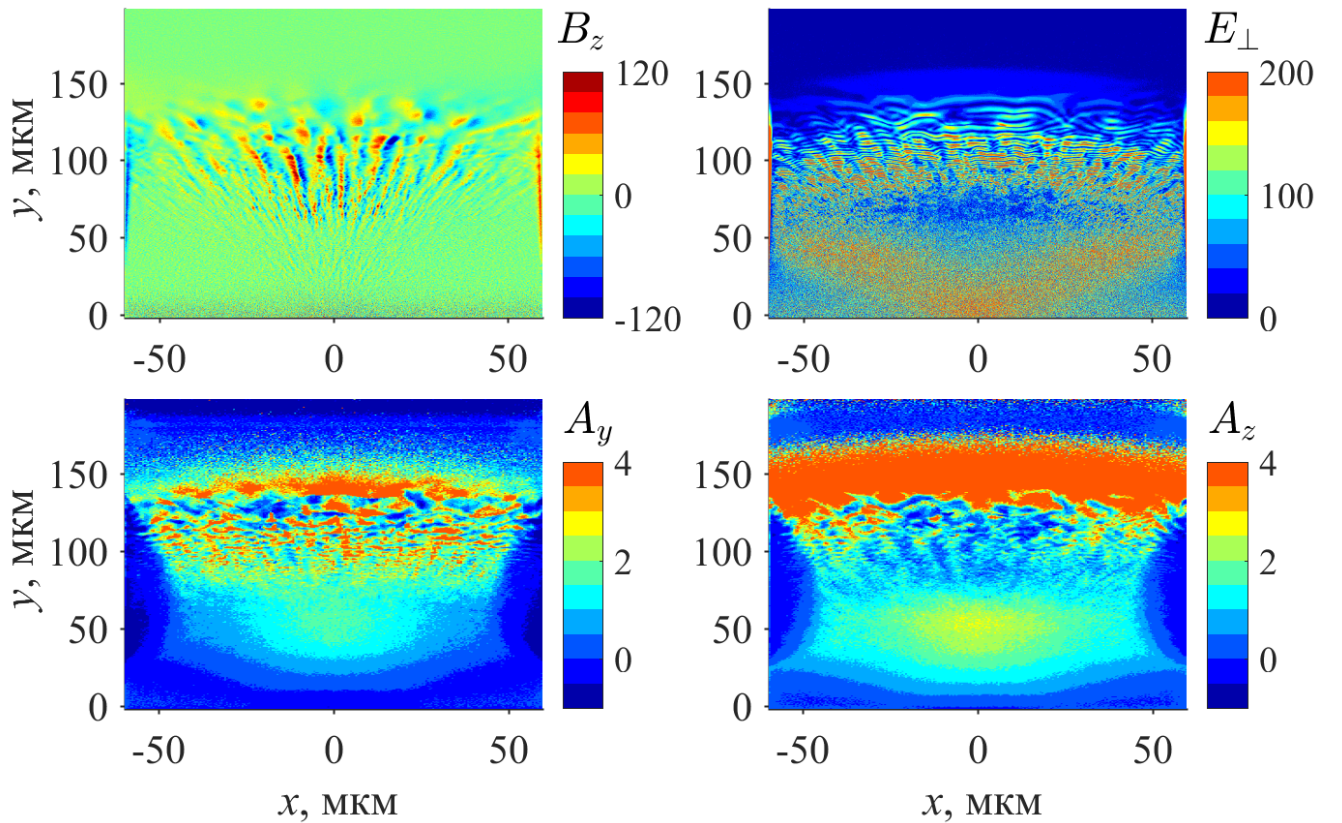


Рисунок 4.1 — Пространственные распределения компоненты магнитного поля  $B_z$  (слева сверху, в единицах Т), модуля поперечного электрического поля  $E_\perp$  (справа сверху, в единицах  $3 \cdot 10^8$  В/м), параметров анизотропии  $A_y = T_y/T_x - 1$  (слева снизу) и  $A_z = T_z/T_x - 1$  (справа снизу) в момент времени  $t = 0.7$  пс после начала инъекции плазмы с горячими электронами в фоновую плазму с масштабом неоднородности  $L = 16$  мкм при  $n_0^*/N_0 = 0.03$ .

осциллирующего электрического поля  $\vec{E}_\perp$ , направленного вдоль локальной скорости потока в плоскости  $xy$  и промодулированного в пространстве с периодом до нескольких микрон (см. модуль  $E_\perp = (E_x^2 + E_y^2)^{1/2}$  на правой верхней панели рис. 4.1). Однако эти турбулентные плазменные волны не успевают существенно вырасти и перевести значительную долю энергии направленного движения разлетающихся электронов в тепловую энергию, поскольку уже на субпикосекундных временах в широком слое плотной плазмы на расстоянии порядка 30–100 мкм от мишени развивается почти столь же быстрая вейбелевская филаментационная неустойчивость, которая связана с аперидической генерацией ортогонального плоскости  $xy$  магнитного поля  $B_z$ , имеющего азимутальную модуляцию (левая верхняя панель рис. 4.1). В результате встречные потоки летящих радиально из области инжекции горячих электронов и опускающихся к ней холодных электронов (а также частично возвращающихся горячих) разделяются в пространстве, образуя чередующиеся клинообразные токовые слои, сосредоточенные в окрестностях соседних минимумов магнитного поля. Для принятых параметров задачи этот процесс заметен на временах больше примерно 0.3 пс.

В этой весьма регулярной «веерной» структуре полный ток мал, а поперечные размеры слоев возрастают примерно от 1 до 10 мкм при удалении от центра области инжекции на поверхности мишени в интервале расстояний примерно от 15 до 150 мкм. Благодаря нелинейным эффектам насыщения вейбелевской неустойчивости в образующемся сильном магнитном поле с величиной до 120 Т указанные толщины токовых слоев оказываются порядка локальных гирорадиусов энергичных электронов и происходит соответствующая стратификация параметра анизотропии  $A_y$ , по существу ответственного за данную неустойчивость; см. левую нижнюю панель рис. 4.1. Показанная на правой нижней панели степень анизотропии  $A_z$  тоже отлична от нуля, но в рассматриваемой области пространства меньше  $A_y$  и нарастает позднее, когда магнитное поле  $B_z$  там уже велико. Последнее, по-видимому, и подавляет соответствующую  $A_z > 0$  вейбелевскую неустойчивость. Следует заметить, что в полностью трехмерном моделировании, где допускается неоднородность вдоль оси  $z$ , филаментационная вейбелевская неустойчивость, отвечающая  $A_y > 0$ , приводила бы к формированию вертикальных токовых филаментов вместо слоев (см., например, [11; 175; 214]).

В ходе дальнейшей нелинейной эволюции процесса инжекции на временах больше 1 пс указанное разделение радиальных потоков горячих и холодных электронов (нижние панели на рис. 4.2) сохраняется только в постепенно сужаю-

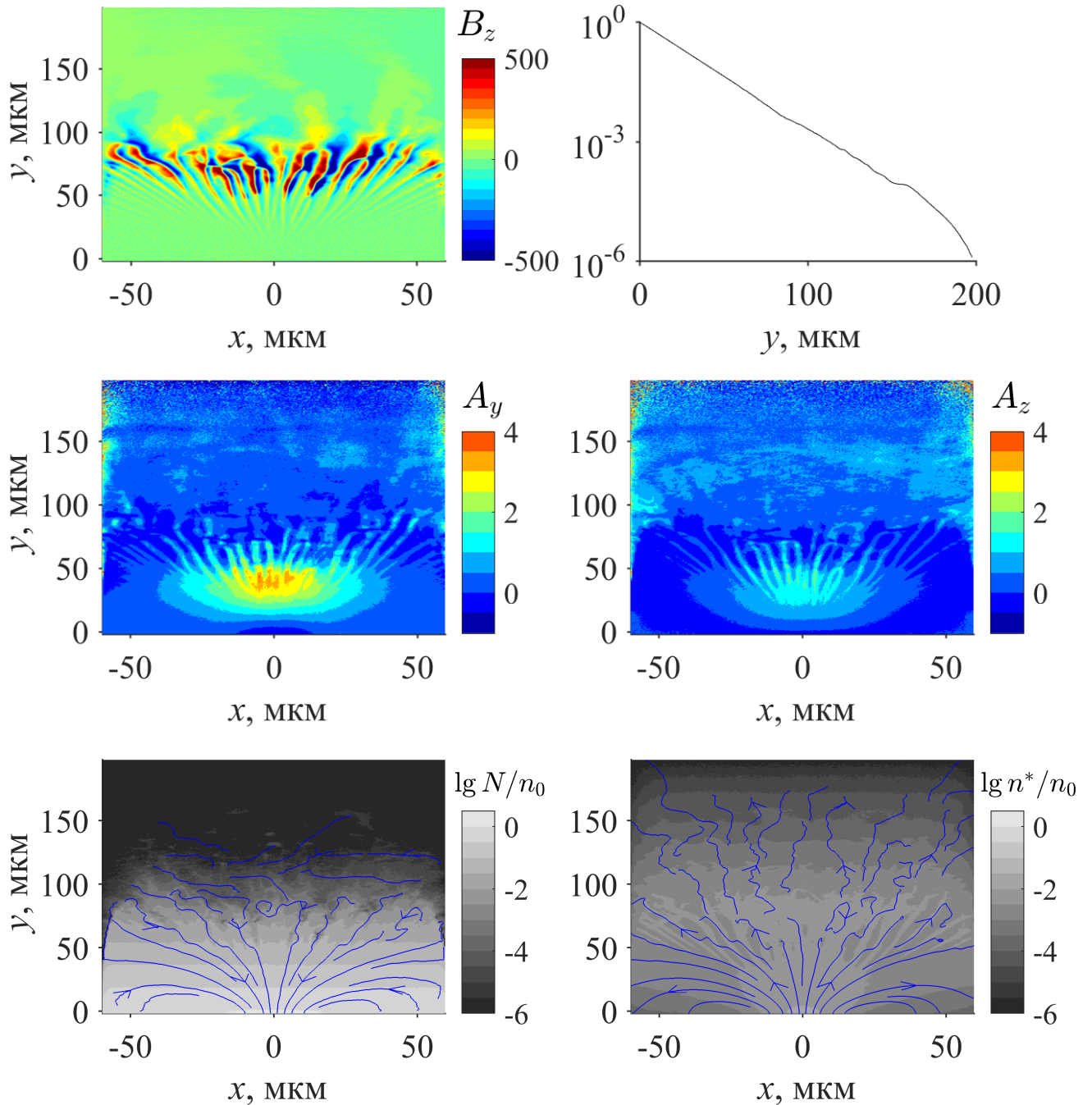


Рисунок 4.2 — Компонента магнитного поля  $B_z$  (слева сверху, в единицах Т), профиль концентрации плазмы  $n(y)/n_0$  (справа сверху), показатели анизотропии  $A_y = T_y/T_x - 1$  (слева посередине) и  $A_z = T_z/T_x - 1$  (справа посередине), концентрации холодных электронов  $N$  (слева снизу) и горячих впрыснутых  $n^*$  (справа снизу) в момент времени  $t = 1.8$  пс при  $n_0^*/N_0 = 0.03$ . Масштаб неоднородности фоновой плазмы  $L = 16$  мкм. На нижних панелях изображен логарифм нормированной концентрации холодных и горячих электронов, линии отвечают линиям тока этих фракций.



щемся слое плазмы (на расстояниях примерно до 100 мкм при  $t = 1.8$  пс согласно левой верхней панели рис. 4.2). Данный процесс сопровождается постепенным нарастанием плотности тока и генерируемых магнитных полей в радиально неоднородных токовых слоях. При этом убежавшие вверх горячие электроны достигают области достаточно разреженной фоновой плазмы, где сравниваются по концентрации с холодными электронами и вытесняют часть из них вниз своим зарядом. В результате над указанным ранее слоем образуется соседний слой плазмы с доминирующими горячими электронами, которые испытали частичное анизотропное охлаждение вследствие разлета в плоскости  $xy$ , т. е. уменьшили свои эффективные температуры  $T_{x,y}$ , сохранив практически неизменной исходную температуру  $T_z$  благодаря пространственной однородности инжекции горячих электронов и концентрации холодных фоновых в направлении оси  $z$ . (Компоненты магнитного поля в плоскости  $xy$  и компонента электрического поля  $E_z$ , которые могли бы изменить температуру  $T_z$ , также отсутствуют.) Границы этого нового слоя становятся видимыми и длительное время наблюдаются в дальнейшем на профиле концентрации плазмы (см. перегибы на нем при  $y \sim 90$  и  $150$  мкм на правой верхней панели рис. 4.2, а также рис. 4.5 в разд. 4.3). Внутри значительной части слоя на временах больше или порядка 2 пс уровень анизотропии  $A_z$  начинает превышать уровень  $A_y$  (ср. средние панели рис. 4.2), даже если инжекция горячих электронов продолжается (см. рис. 4.6 в разд. 4.3), и тем более быстро его преобладание устанавливается сразу после прекращения инжекции (в тот же момент 2 пс в обсуждаемом в этом разделе случае).

В итоге, наряду с появившейся ранее структурой радиальных токовых слоев, формируется новый ансамбль ортогональных им, ориентированных вдоль оси  $z$  токовых филаментов типа  $z$ -пинчей, возникающих в результате развития нового этапа вейбелевской неустойчивости, динамика которой по существу уже не связана с холодными электронами фона и обусловлена медленным нарастанием параметра анизотропии  $A_z$  над некоторым пороговым значением. Этот процесс аналогичен рассмотренному в главах 2 и 3. Как показано на рис. 4.3 для момента времени  $t = 3.6$  пс, характерные масштабы таких  $z$ -пинчей, составляющие 10–50 мкм, сильно превышают толщины лежащих ниже токовых слоев и сравнимы с исходным масштабом неоднородности фоновой плазмы, а также с локальным гирорадиусом типичного энергичного электрона в насыщающем неустойчивость поперечном магнитном поле  $B_{\perp}$ , величина которого в среднем составляет 150 Т, достигая 200 Т в отдельных местах. Отметим, что в этой области присутствует и

заметное продольное магнитное поле  $B_z$  с величиной вплоть до 100 Т по модулю, а следовательно, и крупномасштабные радиальные и азимутальные токи.

На больших временах после прекращения инъекции радиальные токи, особенно нижележащие мелкомасштабные, затухают быстрее токов вдоль оси  $z$ , что видно из сравнения верхних панелей рис. 4.4 для момента времени  $t = 6.6$  пс. При этом анизотропия  $A_y$  является незначительной, а анизотропия  $A_z$  еще велика и коррелирует (ср. главу 2) с распределением поперечного магнитного поля  $B_\perp$  (нижние панели рис. 4.4), причем является немалой даже в лежащем ниже слое достаточно плотной фоновой плазмы ( $50 \text{ мкм} \lesssim y \lesssim 100 \text{ мкм}$ ), где сравнимы концентрации горячих и холодных электронов. Однако сохранение в этой области сильного поля  $B_z$  все еще не позволяет развиваться здесь вейбелевской неустойчивости, связанной с наличием анизотропии  $A_z > 0$ .

Верхние панели рис. 4.5 представляют существенно ослабленное магнитное поле на еще более поздней стадии затухания двух уже далеко не ортогональных

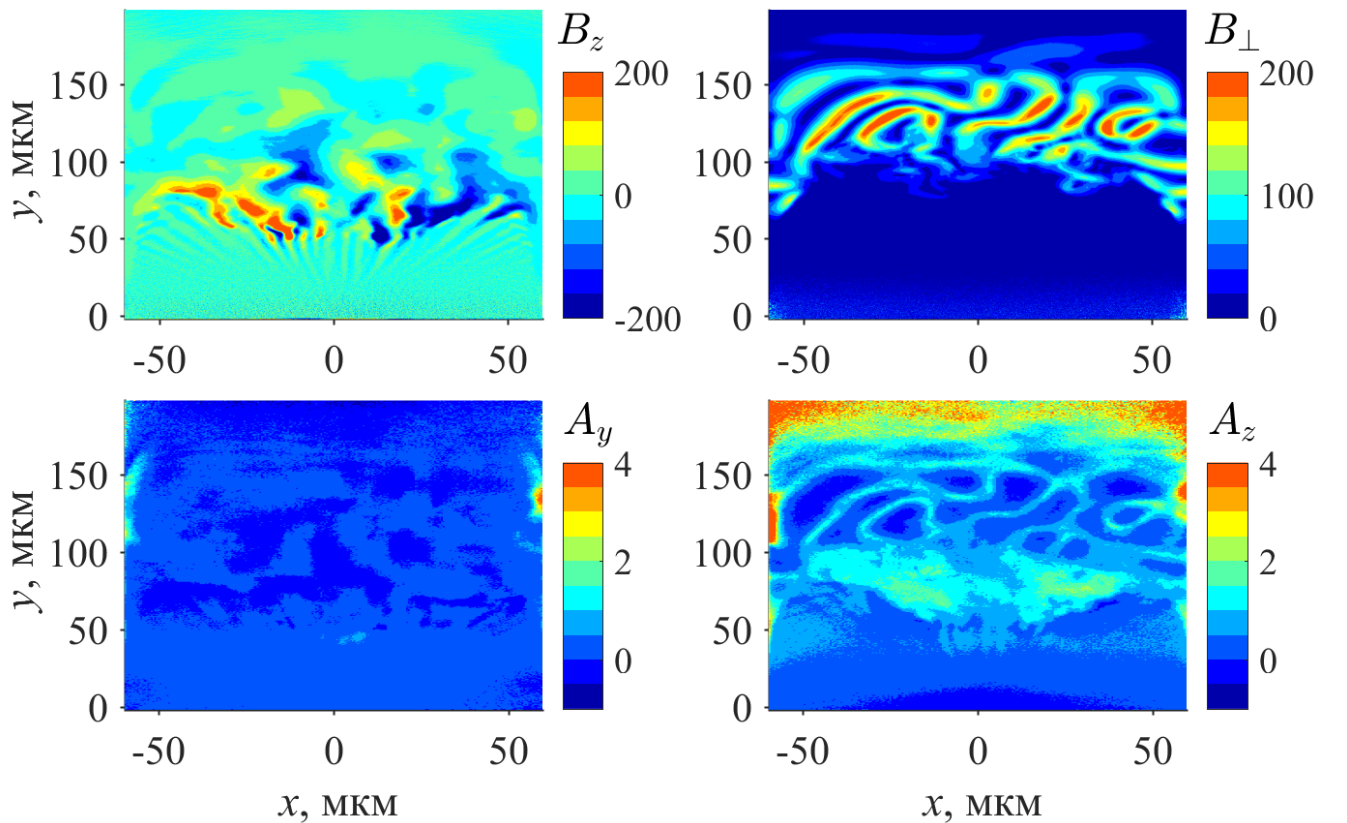


Рисунок 4.3 — Структура магнитного поля  $B_z$  (слева сверху, в единицах Т), поперечного магнитного поля  $B_\perp$  (справа сверху, в единицах Т), показателей анизотропии  $A_y = T_y/T_x - 1$  (слева внизу) и  $A_z = T_z/T_x - 1$  (справа внизу) в момент времени  $t = 3.6$  пс после начала инъекции, длившейся 2 пс, при  $n_0^*/N_0 = 0.03$ . Масштаб неоднородности фоновой плазмы  $L = 16$  мкм.

токовых структур при  $t = 10$  пс (согласно левой нижней панели, на таких временах профиль концентрации плазмы меняется довольно сильно). Более длительное существование ансамбля медленно деформирующихся  $z$ -пинчей обусловлено нелинейными эффектами захвата части горячих электронов в области, ограниченные сильным магнитным полем. Внутри отдельного пинча оказывается мало холодных электронов и плотность тока горячих может быть даже направлена противоположно плотности тока вблизи и вне его границ, где важен вклад холодных электронов в ток, а величина магнитного поля  $B_{\perp}$  резко меняется. На левых верхних панелях рис. 4.4 и 4.5 видны также несколько долгоживущих локализованных областей с сильным магнитным полем  $|B_z| \sim 100$  Т (с разными знаками проекции на ось  $z$ ), образованных токами в плоскости  $xy$ , которые остались после распада системы радиальных токовых слоев и формируют общую крупномасштабную структуру. Перечисленные долгоживущие локализованные токовые образования, благодаря давлению создаваемого ими сильного магнитного поля, приводят к заметной стратификации полной концентрации плазмы. Обсуждение подобных деталей долговременной нелинейной эволюции рассматриваемого переходного процесса с впрыском горячих электронов выходит за рамки диссертационной работы.

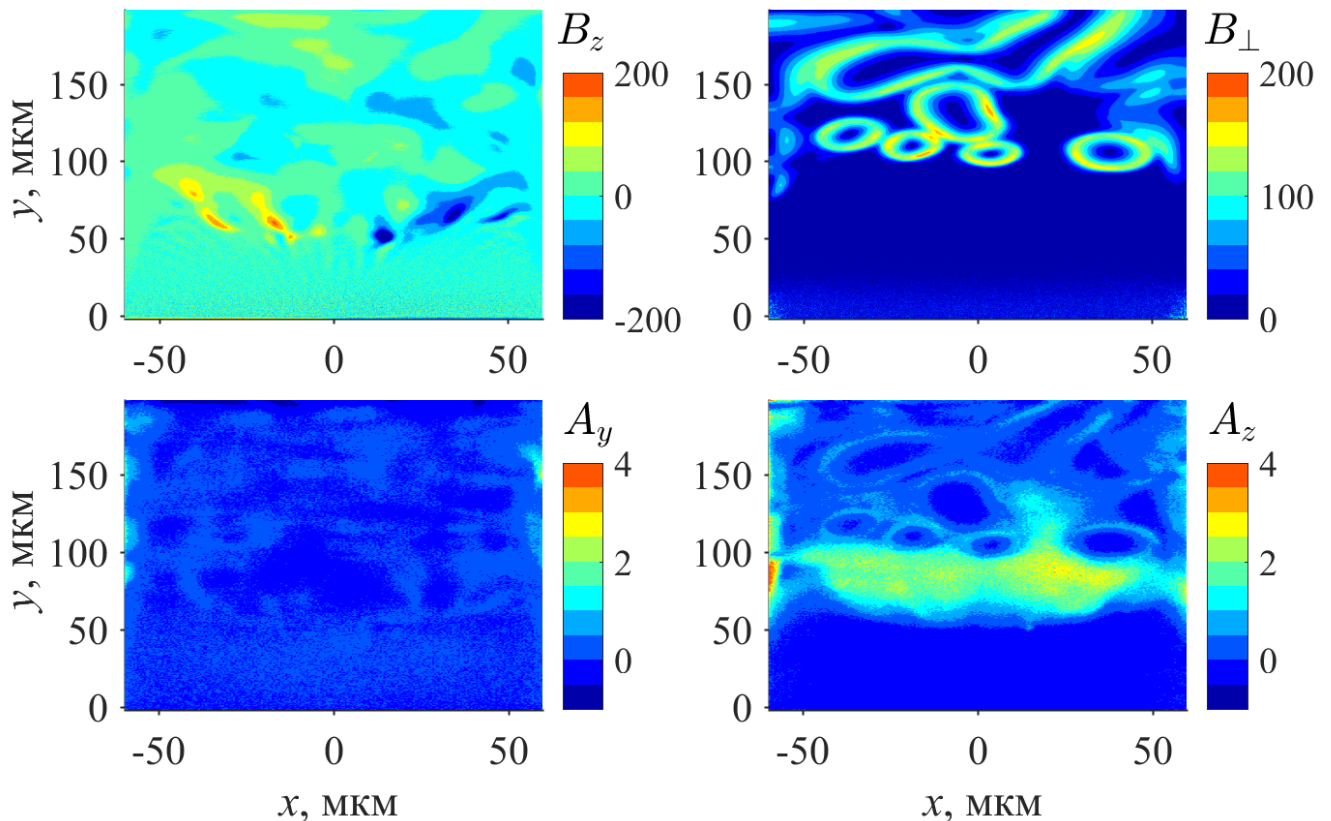


Рисунок 4.4 — То же, что на рис. 4.3, в момент времени  $t = 6.6$  пс.

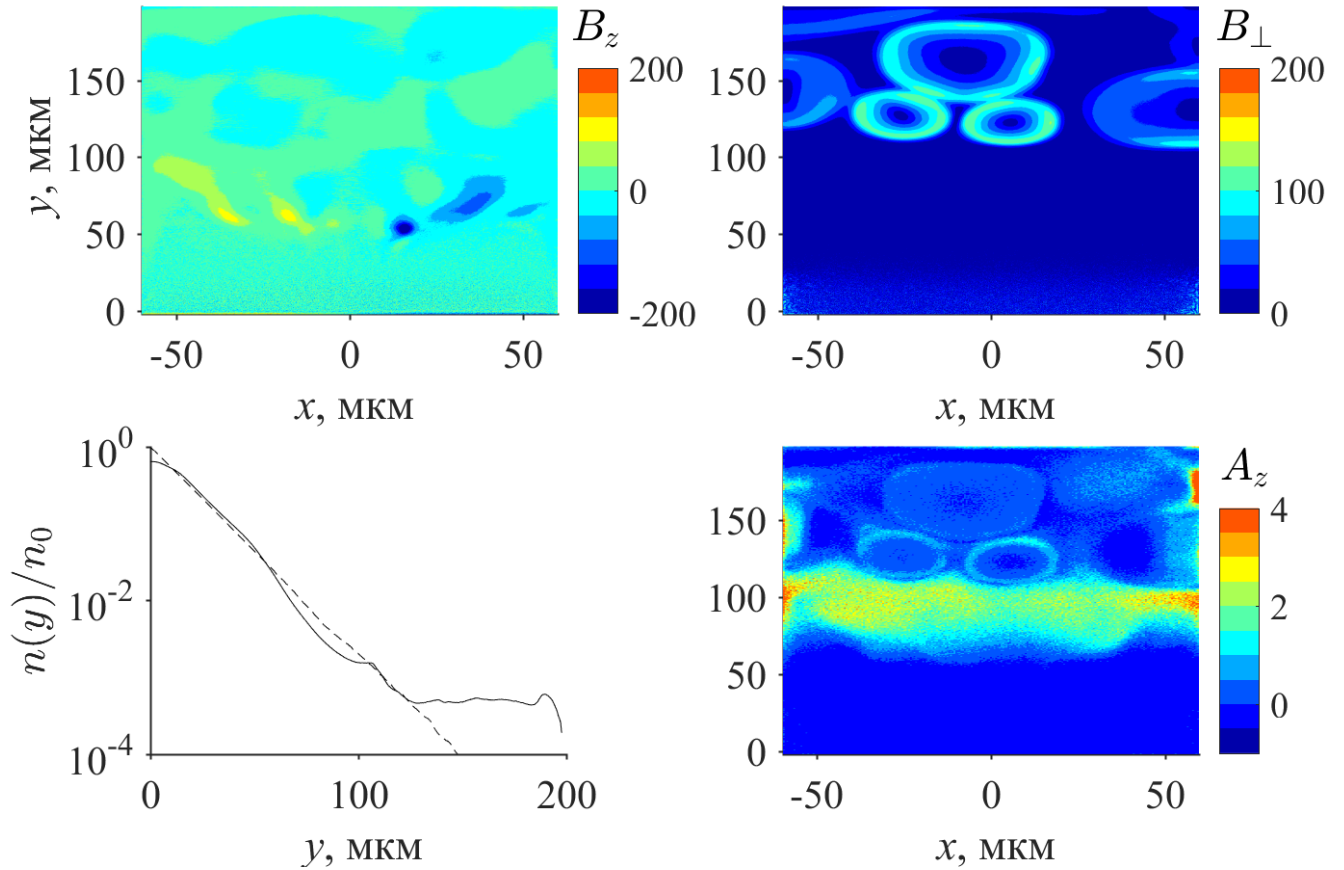


Рисунок 4.5 — Структура магнитного поля  $B_z$  (слева сверху, в единицах Т), поперечного магнитного поля  $B_{\perp}$  (справа сверху, в единицах Т), профиля концентрации плазмы  $n(y)/n_0$  (слева снизу, сплошная линия для  $t = 10$  пс, штриховая — для  $t = 1.8$  пс) и показателя анизотропии  $A_z = T_z/T_x - 1$  (справа снизу) в момент времени  $t = 10$  пс после начала инжекции, длившейся 2 пс, при  $n_0^*/N_0 = 0.03$ . Масштаб неоднородности фоновой плазмы  $L = 16$  мкм.

### 4.3 Интерпретация качественных особенностей наблюдаемых самосогласованных токовых структур и магнитных полей

Моделирование переходного процесса разлета горячих электронов в неоднородную холодную плазму, прилегающую к мишени с разогретой лазером полосой, которая играет роль инжектора частиц, в широком диапазоне параметров задачи дает сходные картины формирования токовых структур. Первой быстро образуется вполне регулярная структура клинообразных слоев с чередующимися направлениями токов горячих и холодных электронов. Затем поверх нее нарастает довольно хаотическая структура токов горячих электронов, текущих в противоположных направлениях ортогонально этим слоям, вдоль нагретой полосы, и подобных  $z$ -пинчам. Они медленно деформируются и разлетаются вместе с расширением всего плазменного облака с горячими электронами.

Характеристики этих взаимно ортогональных токовых структур согласуются с гипотезой о происхождении обеих в результате развития электронной неустойчивости вейбелевского типа — филаментационной и тепловой соответственно (см. обсуждение и обзор работ в разд. 2.1). Известная аналитическая теория ее линейной стадии [129; 133; 134; 195; 215] для одноосного бимаксвелловского или двухпоточкового [216] распределения электронов по скоростям с максимальной эффективной температурой  $T_{y,z}$  вдоль оси  $y$  или  $z$  показывает, что максимальным инкрементом  $\omega_0$  обладают возмущения магнитного поля с волновыми векторами, ортогональными этой оси. При умеренной анизотропии, когда параметр  $A_{y,z} = T_{y,z}/T_x - 1$  не намного превышает 1, можно пользоваться приближенными выражениями для оптимальной длины волны возмущений  $\lambda_0 \sim 10 c/\omega_p (n_0/n)^{1/2} A_{y,z}^{-1/2}$  и инкремента  $\omega_0 \sim 3 (T_x/m_e)^{1/2} \lambda_0^{-1} (1 + A_{y,z}^{-1})^{-1}$ , которые уже приводились в разд. 2.5. Здесь для простоты волновые векторы считаются направленными вдоль оси  $x$  (т. е. вдоль направления, отвечающего наименьшей температуре); плазменная частота  $\omega_p = (4\pi e^2 n_0/m_e)^{1/2}$  определена по концентрации всех электронов  $n_0 \approx 1.7 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  в центре разогретой области на поверхности мишени,  $n$  — их текущая концентрация в области развития неустойчивости,  $e$  — величина элементарного заряда,  $c$  — скорость света в вакууме. Плазменный период составляет  $2\pi/\omega_p \approx 1$  фс.

Используем приведенные формулы для оценок, взяв локальную полную концентрацию электронов  $n$  в областях с максимальными значениями параметров

анизотропии  $A_y$  и  $A_z$  при зарождении двух соответствующих ортогональных токовых структур, изображенных на рис. 4.1 и 4.3, почти при одном и том же расстоянии от мишени — немного меньше и немного больше  $y \approx 100$  мкм. В первом случае, при  $t = 0.7$  пс, величина  $A_z$  там примерно вдвое меньше величины  $A_y \approx 2$  и концентрация горячих электронов еще мала по сравнению с концентрацией холодных  $N \approx 3 \cdot 10^{19}$  см $^{-3}$ , так что температура  $T_x \sim 10$  кэВ и  $\lambda_0 \sim 7$  мкм,  $\omega_0^{-1} \sim 80$  фс. Во втором случае, при  $t = 3.6$  пс, в этой области  $A_y \approx 0$  и  $A_z \approx 0.5$ , полная концентрация по-прежнему  $n \approx 3 \cdot 10^{19}$  см $^{-3}$  (ее профиль здесь меняется мало, см. рис. 4.5), но горячие электроны уже преобладают над холодными, так что температура  $T_x \sim 35$  кэВ и  $\lambda_0 \sim 15$  мкм,  $\omega_0^{-1} \sim 170$  фс. В обоих случаях время формирования токовых структур занимает несколько  $\omega_0^{-1}$ , а оценка величины  $\lambda_0/2$ , как видно из рисунков, хорошо согласуется соответственно с шириной токовых слоев, составляющей около 3 мкм, и диаметром  $z$ -пинчей, равным примерно 10 мкм. Кроме того, локальная гирочастота  $\omega_B = eB/(m_e c)$  и гирорадиус  $r_L = (2T_x/m_e)^{1/2} \omega_B^{-1}$  типичного электрона в характерном магнитном поле  $B$  развитой токовой структуры, составляющим 120 Т в первом случае и 150 Т во втором, оказываются порядка соответственно величин  $\omega_0$  и  $\lambda_0/2$ , так что выполнены соотношения:  $\omega_B \approx 2\omega_0$ ,  $r_L \approx 0.4\lambda_0$  в первом случае и  $\omega_B \approx 4\omega_0$ ,  $r_L \approx 0.3\lambda_0$  во втором. Эти приблизительные равенства входят в известные критерии насыщения вейбелевской неустойчивости (см., например, [134]) и уже проверялись в главах 2 и 3.

При изменении параметров исследуемой задачи об инжекции могут заметно меняться роли физических явлений, вовлеченных в переходный процесс, а следовательно, меняться характеристики токов горячих и холодных электронов, их анизотропных функций распределения по скоростям и созданных ими магнитных полей. Проиллюстрируем сказанное тремя примерами.

Так, согласно рис. 4.6, двукратное увеличение исходного масштаба неоднородности фоновой плазмы до  $L = 32$  мкм приводит к почти такому же удлинению «веерной» структуры чередующихся токовых слоев горячих и холодных электронов с одновременным уменьшением их поперечных размеров и ослаблением мелкомасштабного магнитного поля  $B_z$  до величины порядка 20–50 Т (ср. рис. 4.2 для того же момента времени  $t = 1.8$  пс). Соответствующая пространственная модуляция параметров анизотропии  $A_{y,z}$  в области плотной фоновой плазмы также уменьшает масштаб (см. нижние панели), а модуляция эффективной температуры  $T_x$  вдоль оси  $x$  по-прежнему присутствует только в области более

разреженной фоновой плазмы, где ее концентрация порядка или не сильно превышает концентрацию горячих электронов (правая верхняя панель рис. 4.6).

Отметим, что после прекращения инъекции в этой и других рассмотренных задачах (с иными параметрами фоновой холодной и впрыскиваемой горячей плазмы) облако перемешанных горячих и холодных электронов вместе с ионами расширяется во все стороны, так что часть горячих электронов начинает двигаться в сторону мишени, а большинство холодных электронов со всеми ионами, напротив, уходят от мишени, т. е. картина электронных потоков, представленная на нижних панелях рис. 4.2, сильно меняется. Тем не менее, как только в лежащем достаточно высоко слое набирается необходимое для вейбелевской неустойчивости количество горячих электронов, быстрее долетевших до области разреженной фоновой плазмы, испытавших анизотропное охлаждение и доминирующих там над изотропными холодными электронами, происходит множественное образование филаментов тока в виде  $z$ -пинчей. Последние постепенно искажаются

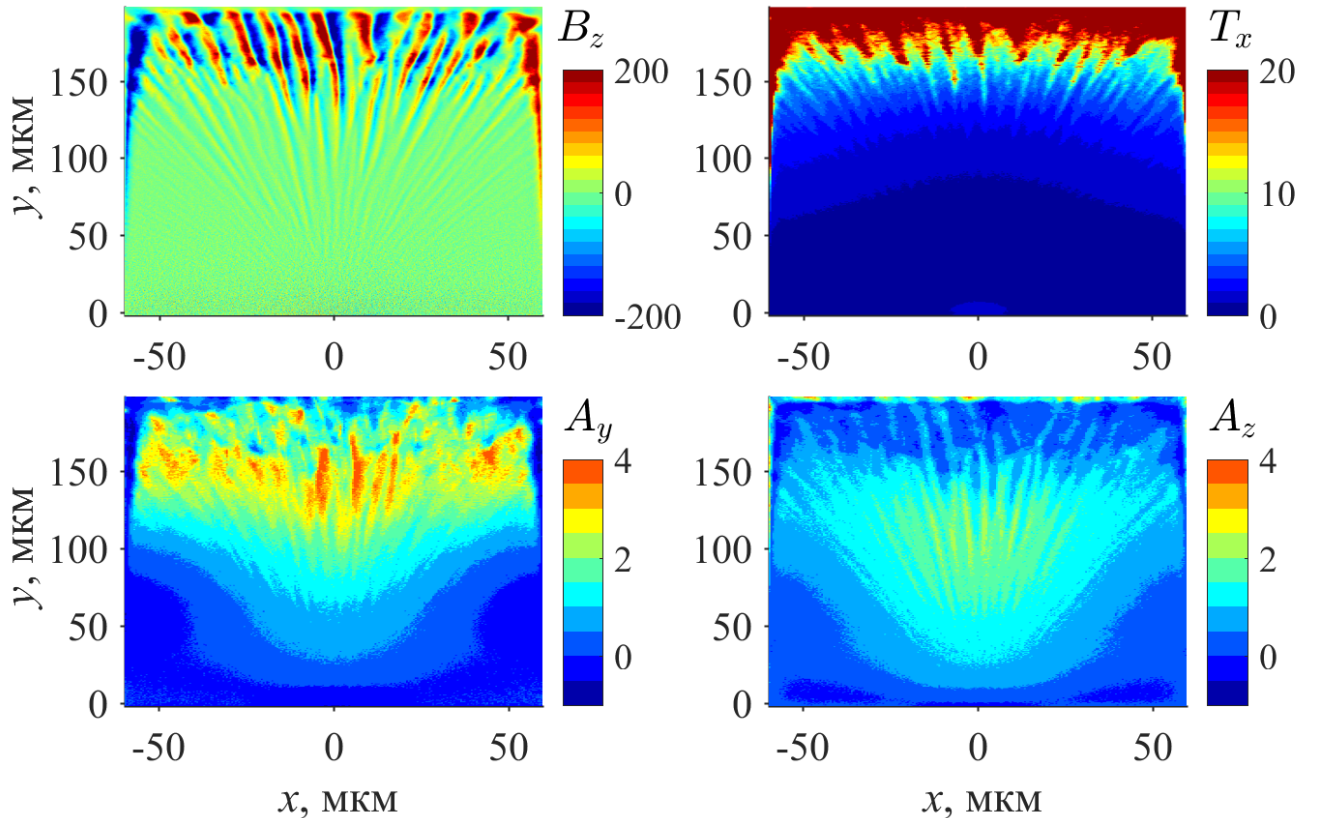


Рисунок 4.6 — Структура магнитного поля  $B_z$  (слева сверху, в единицах Т), эффективной температуры  $T_x$  (справа сверху, в единицах кэВ), показателей анизотропии  $A_y = T_y/T_x - 1$  (слева снизу) и  $A_z = T_z/T_x - 1$  (справа снизу) в момент времени  $t = 1.8$  пс при  $n_0^*/N_0 = 0.03$  и масштабе неоднородности фоновой плазмы  $L = 32$  мкм.

из-за неоднородности и расширения плазмы и формируют согласованное сильно неоднородное поперечное магнитное поле  $B_{\perp}$ , дополняющее возникшее ранее неоднородное продольное поле  $B_z$ .

Получающаяся сложная двухкомпонентная картина токов и магнитных полей, конечно, зависит от длительности инжекции и, следовательно, количества впрыснутых горячих электронов, как это демонстрирует сравнение рис. 4.3 с рис. 4.7, построенным для того же момента времени  $t = 3.6$  пс и тех же параметров задачи, указанных в разд. 4.2, но при большей длительности инжекции  $t_{inj} = 5$  пс. Как видно на верхних панелях, при большем количестве впрыснутых электронов масштаб неоднородности и величина поперечного магнитного поля  $B_{\perp}$  в лежащем выше слое уменьшились, тогда как магнитное поле  $B_z$  с «веерной» структурой в нижележащем слое не затухает благодаря продолжающейся инжекции горячих электронов и встречному потоку холодных фоновых, практически зануляющему общий ток. Следует отметить также, что в области между

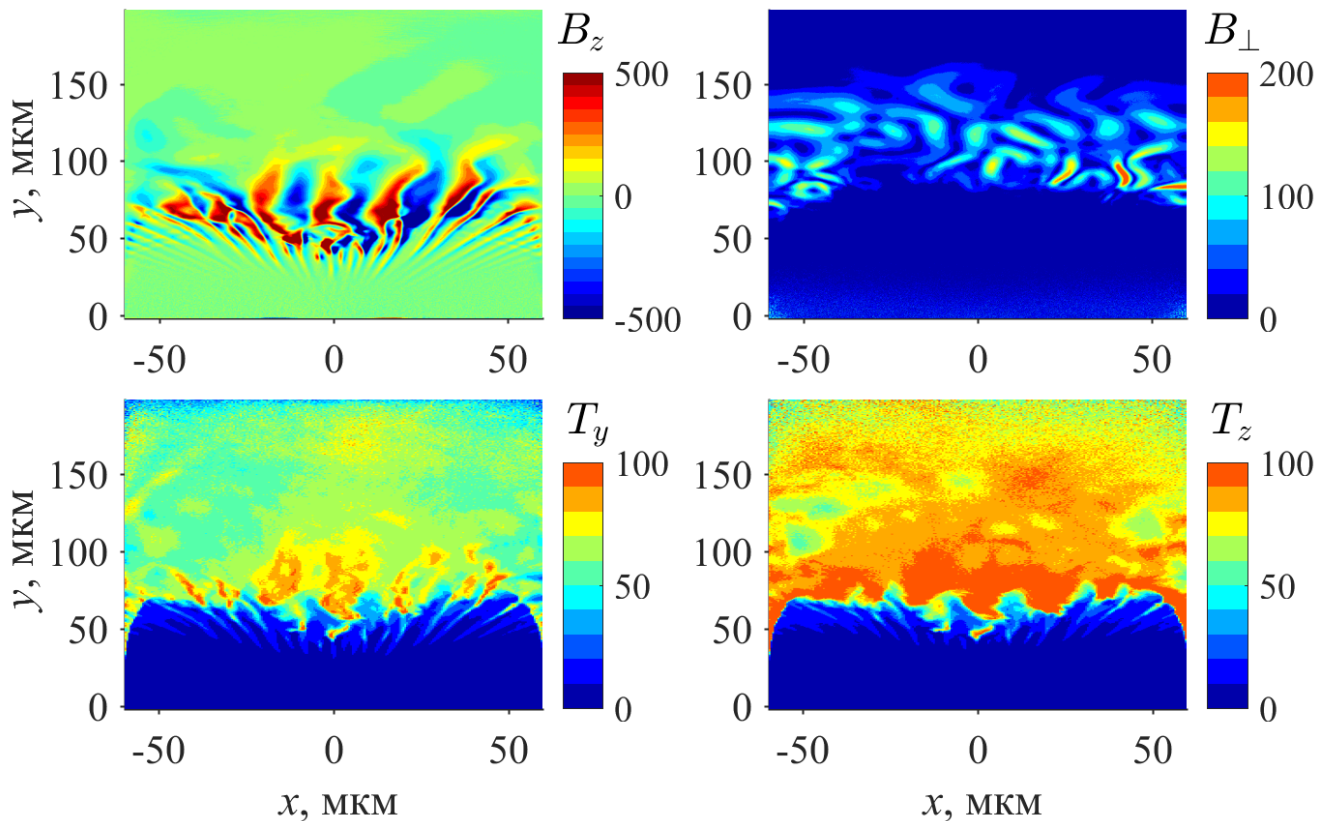


Рисунок 4.7 — Структура магнитного поля  $B_z$  (слева сверху, в единицах Т), поперечного магнитного поля  $B_{\perp}$  (справа сверху, в единицах Т), эффективных температур  $T_y$  и  $T_z$  (снизу слева и справа, в единицах кэВ), в момент времени

$t = 3.6$  пс после начала инжекции длительностью 5 пс при  $n_0^*/N_0 = 0.03$ .

Масштаб неоднородности фоновой плазмы  $L = 16$  мкм.



указанными слоями сильно изменяются эффективные температуры электронов  $T_y$  и  $T_z$  вдоль осей  $y$  и  $z$ , показанные на нижних панелях рис. 4.7 и в целом подобные друг другу, хотя первая заметно меньше второй из-за анизотропного охлаждения впрыснутых горячих электронов.

Если при прежних параметрах задачи, разобранных в разд. 4.2, существенно уменьшить интенсивность впрыска плазмы с горячими электронами до значения  $n_0^*/N_0 = 0.003$ , сохранив короткое время инжекции  $t_{inj} = 2$  пс и тем самым сильно сократив количество впрыснутых частиц, то в рассматриваемый момент времени  $t = 3.6$  пс (рис. 4.8) обе ортогональные структуры промодулированных в пространстве токов оказываются более слабыми и крупномасштабными, как и создаваемое ими магнитное поле, достигающее в среднем только 30–50 Т (ср. верхние панели рис. 4.3 и 4.8). Вместе с тем на первый план выходит фонтанный ток горячих электронов (см. разд. 2.1), создающий глобальное магнитное поле, направленное преимущественно вдоль и против оси  $z$  в правой и левой половинах

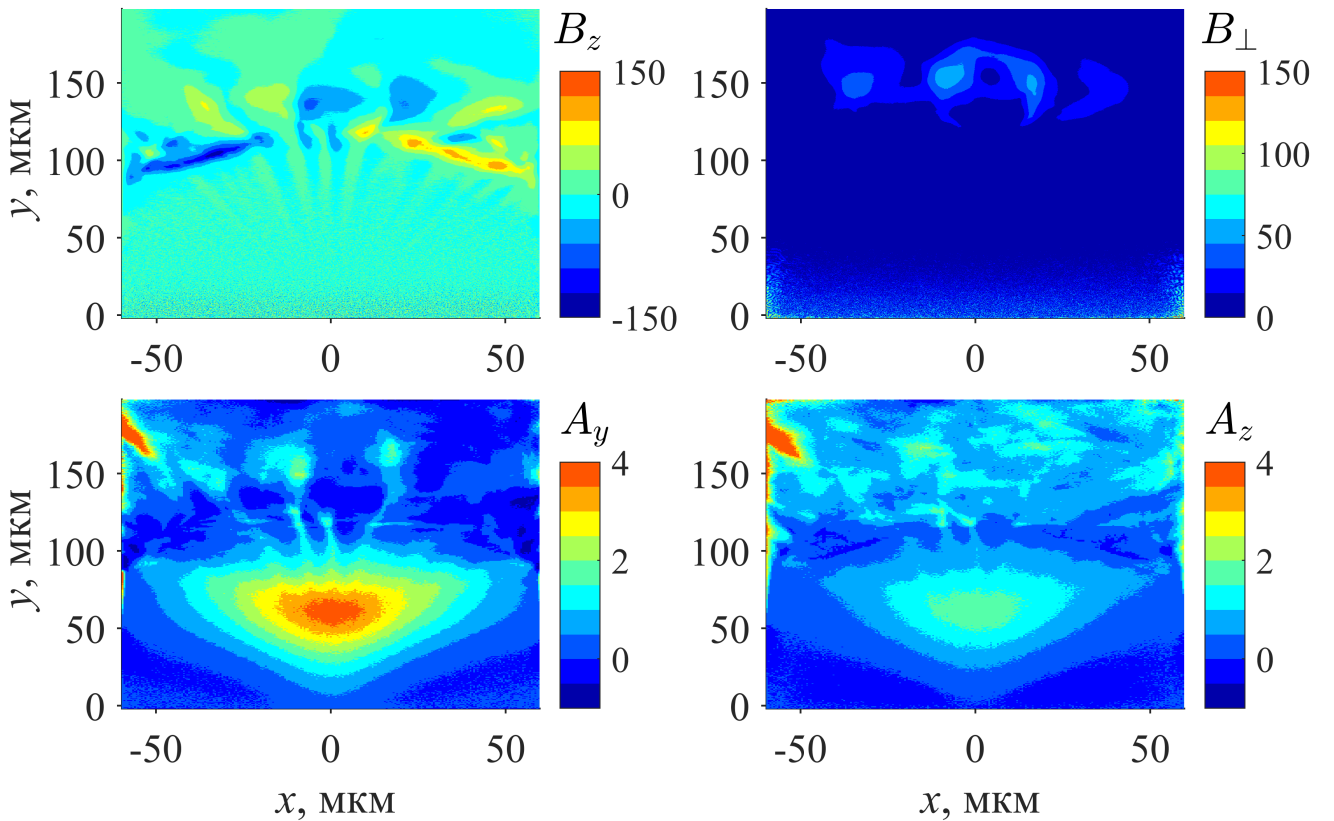


Рисунок 4.8 — Структура магнитного поля  $B_z$  (слева сверху, в единицах Т), поперечного магнитного поля  $B_{\perp}$  (справа сверху, в единицах Т), показателей анизотропии  $A_y = T_y/T_x - 1$  (слева внизу) и  $A_z = T_z/T_x - 1$  (справа внизу) в момент времени  $t = 3.6$  пс после начала инжекции, длившейся 2 пс, при  $n_0^*/N_0 = 0.003$ . Масштаб неоднородности фоновой плазмы  $L = 16$  мкм.

расширяющейся плазмы соответственно. Оно наиболее сильно в промежутке между обсуждаемыми слоями плазмы, где сравниваются концентрации горячих и холодных электронов и имеются значительные горизонтальные компоненты их фонтанных токов. Подобная фонтанная структура хорошо видна на рис. 4.3 и 4.8, но она весьма слабо отражается на параметрах анизотропии  $A_{y,z}$  (ср. нижние панели на рисунках) и по существу не меняет ход ни самой вейбелевской неустойчивости, ни долговременной нелинейной деформации и затухания филаментов тока.

В целом, согласно расчетам, обе рассмотренные вейбелевские неустойчивости и соответствующие взаимно ортогональные структуры токовых слоев и  $z$ -пинчей не проявляются, если слишком мала доля горячих электронов,  $n_0^*/N_0 < 10^{-3}$ , или слишком коротка их инжекция,  $t_{inj} < 0.3$  пс, или же слишком однородна фоновая плазма, так что масштаб  $L > 100$  мкм. В последнем случае при достаточно длительной инжекции достаточно плотной плазмы с горячими электронами вместо рассмотренного здесь явления формируется известная бесстолкновительная ударная волна [124; 131; 168; 217].

Наконец, отметим, что на приведенных в этой главе рисунках соблюдается глобальная симметрия магнитостатических структур относительно оси  $y$ , хотя в мелких деталях правая и левая части каждого рисунка, конечно, немного отличаются вследствие случайного характера процесса вейбелевской неустойчивости. Согласно проведенному в главе 3 моделированию, следует ожидать, что не слишком сильное внешнее магнитное поле с достаточно однородной компонентой  $B_z$ , не исключаяющее полностью вейбелевскую неустойчивость, нарушало бы указанную симметрию и в определенной мере замедляло рост токовых филаментов, препятствуя особенно формированию тех из них, которые ориентированы вдоль направления впрыска горячих электронов в плоскости  $xu$ , и в гораздо меньшей степени тех, которые параллельны оси  $z$ . Внешнее магнитное поле не слишком большой величины, силовые линии которого в основном лежат в плоскости  $xu$  и преимущественно направлены радиально из области инжекции в окружающую разреженную плазму, напротив, существенно мешало бы формированию филаментов тока в виде  $z$ -пинчей, но лишь незначительно подавляло или в некоторой мере даже способствовало формированию радиальных токовых структур. Внешнее поле, силовые линии которого в основном ортогональны указанному радиальному направлению в плоскости  $xu$ , т. е. охватывают область впрыска электронов подобно полуокружностям, препятствовало бы формированию обеих токовых структур.

#### 4.4 Выводы

На основе численного 2D3V моделирования методом частиц в ячейках с использованием кода EPOCH найдены особенности возникновения, эволюции и затухания токовых структур (слоев и филаментов) различных масштабов в ходе конечной по длительности инжекции разреженной плазмы с горячими электронами в слой холодной более плотной плазмы с монотонно спадающей концентрацией. Рассмотренная модель отвечает бесстолкновительному разлету лазерной плазмы высокой плотности энергии, созданной в результате фемтосекундной абляции плоской мишени цилиндрически сфокусированным лазерным пучком, и характерна для целого ряда задач физики космической и лабораторной плазмы.

Показано, что в широкой области параметров подобных задач могут сосуществовать два качественно различных вейбелевских механизма генерации взаимно ортогональных токовых структур, создающих сильные магнитные поля в соседствующих слоях плазмы. При переходе через границу между этими слоями доля холодных электронов в полной концентрации плазмы значительно уменьшается, что приводит к существенному изменению вида анизотропии функции распределения электронов по скоростям, ответственной за неустойчивость вейбелевского типа: в более плотном слое эффективная ось анизотропии ориентирована вдоль первоначального направления впрыска электронов, а в менее плотном — поперек этого направления. В первом слое функция распределения электронов образована относительно холодным тепловым фоном и постепенно релаксирующим горячим потоком, а во втором слое подобна бимаксвелловскому тепловому распределению горячих электронов. Именно в направлении оси анизотропии образуются структуры тока в указанных слоях, имеющие вид клинообразных неоднородных токовых слоев в двумерном моделировании (филаментационный тип вейбелевской неустойчивости) и токовых филаментов, подобных деформированным  $z$ -пинчам (тепловой тип) соответственно. После окончания инжекции горячих электронов вторые затухают гораздо медленнее первых благодаря нелинейным эффектам захвата электронов и демонстрируют время существования, значительно превышающее длительность инжекции.

Результаты моделирования демонстрируют значительную зависимость динамики и пространственной структуры самосогласованной электронной анизотропии и генерируемого магнитного поля от энергетических характеристик фемтосе-

кундного лазерного импульса, которые определяют размеры разогретого пятна на мишени и длительность инъекции горячих электронов, а следовательно, их количество и энергетику. Установлено, что как указанные параметры, так и масштаб неоднородности и исходная концентрация холодной плазмы, задаваемой лазерным предимпульсом, существенно влияют не только на время образования, количество филаментов и величину плотности тока в обеих предсказываемых токовых системах, но и на их перестройку, скорость распада и общую длительность существования после прекращения инъекции горячих электронов.

Можно надеяться, что выявленное в главах 2–4 весьма общее явление формирования токовых структур и согласованных с ними магнитных полей разных масштабов и ориентаций в процессе разлета плазмы с горячими электронами имеет место для более сложных геометрий и моделей лазерной абляции и окажется полезным для предсказания или интерпретации подобных явлений в астрофизической и магнитосферной плазме.

## Глава 5. Особенности двухкомпонентной вейбелевской неустойчивости в бимаксвелловской однородной плазме

### 5.1 Введение

Полноценный анализ вейбелевской неустойчивости в неоднородной расширяющейся плазме, имеющей масштаб неоднородности, как говорилось в предыдущих главах, сравнимый с характерной длиной волны растущих возмущений магнитного поля, является весьма трудной задачей. В этой главе рассмотрены вейбелевская неустойчивость однородной плазмы и по существу не исследованная ситуация, в которой и электроны, и ионы в начальный момент имеют одинаковые анизотропные, бимаксвелловские распределения по скоростям и одинаковые температуры. Проведен анализ дисперсионных свойств двухкомпонентной вейбелевской неустойчивости (разд. 5.2), ее насыщения и эффектов захвата электронов (разд. 5.3), квазибаллистического движения ионов и индукционного взаимодействия электронных и ионных токов (разд. 5.4), особенностей эволюции мелкомасштабных и крупномасштабных филаментов тока (разд. 5.5). Особо отмечены относительный вклад электронов и ионов в поддержание различных спектральных компонент магнитного поля и эволюция последних.

До самого последнего времени аналитические и численные исследования динамики вейбелевской неустойчивости в основном ограничивались анализом вклада только одной фракции частиц, обладающей наибольшей энергией и доминирующей в инкременте роста магнитного поля (см., например, [141; 216; 218]), причем даже в этом случае динамика различных пространственных гармоник поля и тока остается по существу не исследованной.

Предваряя приведенный ниже утомительный анализ численного моделирования вейбелевской неустойчивости и последующего развития квазимагнитостатической турбулентности в двухкомпонентной плазме с одинаковыми начальными энергосодержанием и анизотропией электронной и ионной фракций, сформулируем кратко найденные основные особенности образования и нелинейной эволюции филаментов тока этих фракций.

Установлено, что индукционное действие изменяющегося магнитного поля, созданного вейбелевской неустойчивостью электронов, быстро приводит к форми-

рованию более слабых крупномасштабных токов ионов. При этом уменьшается анизотропия их распределения по импульсам и замедляется ход вейбелевской неустойчивости ионов, которая позднее могла бы генерировать крупномасштабное магнитное поле. Показано, что рост этого магнитного поля ограничен также захватом большей части электронов сначала мелкомасштабными, а затем и крупномасштабными гармониками. На нелинейной стадии поддержание и спектральная эволюция крупномасштабного поля определяются ионными токами, а электронные токи подстраиваются к ним и постепенно концентрируются вблизи границ филаментов. Как показал анализ эволюции спектра поля и тока, длинноволновые гармоники достигают максимума позднее коротковолновых, затухание тока электронов из-за расфазирования их движения начинается с мелких масштабов, а затухание тока ионов происходит позднее и существенно лишь на крупных масштабах, причем мощность каждой из пространственных гармоник суммарного магнитного поля (и тока) спадает по степенному закону с показателем, близким к  $5/2$ . Сам масштаб, на который приходится максимум спектра поля (и тока), растет со временем примерно по корневому закону. Среднеквадратичная величина полного магнитного поля спадает неравномерно, демонстрируя изменение степенного показателя с 1.0 до 1.4, а соответствующее индукционное электрическое поле спадает быстрее и более равномерно, почти с «колмогоровским» показателем степени  $5/3$ .

Указанные явления могут наблюдаться в плазме звездного ветра и лазерной плазме, где возможна реализация условий, при которых в результате развития вейбелевской неустойчивости возникает квазимагнитостатическая турбулентность с индукционными ионными токами, доминирующими над электронными.

Проведенный в этой главе анализ был начат в статье автора [61], где рассмотрена вейбелевская неустойчивость в нерелятивистской электрон-ионной максвелловской плазме со сравнимыми энергиями и анизотропиями температур обеих этих фракций. Там впервые с помощью численного моделирования на основе модели Власова – Дарвина [219; 220] удалось проследить долговременную нелинейную эволюцию токов и анизотропии электронов и ионов, показав, что пространственная структура и динамика генерируемого магнитного поля в существенной мере диктуются согласованным поведением обеих заряженных компонент плазмы. Представленные результаты опубликованы также в статье [60] и материалах конференций [83; 89–100; 102; 192; 221; 222].

## 5.2 Постановка начальной задачи для численного моделирования

Рассмотрим вейбелевскую неустойчивость в первоначально однородной нерелятивистской электрон-ионной максвелловской плазме со сравнимыми энергиями и анизотропиями температур обеих фракций. Подобная ситуация не очень характерна для космической плазмы, но вполне реализуема в солнечном (звездном) ветре. При этом большой интерес стадия, следующая за истощением анизотропии распределения электронов по импульсам, когда существенным оказывается согласованное воздействие обеих заряженных компонент на динамику затухающего магнитного поля, созданного в результате вейбелевской неустойчивости электронов.

Низкочастотная природа вейбелевской неустойчивости позволяет вычислять электромагнитные поля с использованием дарвиновского (безызлучательного) приближения [219; 220], т. е. в пренебрежении поперечным током смещения, что с вычислительной точки зрения значительно эффективнее решения точных уравнений Максвелла (1.2):

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{B} &= \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}_\ell}{\partial t}, & \operatorname{div} \vec{B} &= 0, \\ \operatorname{rot} \vec{E}_t &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, & \operatorname{div} \vec{E}_\ell &= 4\pi\rho, \\ \vec{E} &= \vec{E}_\ell + \vec{E}_t, & \operatorname{rot} \vec{E}_\ell &= 0, \operatorname{div} \vec{E}_t = 0. \end{aligned} \quad (5.1)$$

Здесь  $\vec{E}_t$  и  $\vec{E}_\ell$  — поперечная и продольная компоненты напряженности полного электрического поля, определенные в нижней строке,  $\rho$  — плотность электрического заряда, остальные обозначения аналогичны принятым в (1.2).

Несмотря на пренебрежение полем излучения, дарвиновская схема учитывает индукционные эффекты (в соответствии с законом Фарадея) и удовлетворяет закону сохранения (непрерывности) заряда благодаря учету продольной компоненты тока смещения.

Численное моделирование, анализ которого представлен здесь, проводилось с помощью построенного на основе этой схемы кода DARWIN [223], реализующего метод частиц в ячейках. В расчетах эволюция сравнимых по энергосодержанию электронной и ионной фракций плазмы описывалась уравнениями движения макрочастиц (1.3) в 5-мерном фазовом пространстве  $(x, y, v_x, v_y, v_z)$ . При этом ось  $z$ , соответствующая большей температуре бимаквелловского распределения, лежала поперек плоскости  $xy$  и развитие неустойчивости приводило к формированию

филаментов тока вдоль этой оси. (Случай ориентации оси анизотропии в плоскости моделирования, а также ограниченные трехмерные расчеты однокомпонентной неустойчивости рассмотрены, например, в работах [212; 213; 216].)

Для выяснения степени долговременного влияния ионов (с единичным положительным зарядом) на эволюцию квазистационарного магнитного поля, созданного электронами, было проведено два расчета. Первый — на сетке с размерами  $L_{x,y} = 100 c/\omega_{pe}$  вдоль осей  $x$  и  $y$  соответственно, периодическими граничными условиями и отношением масс ионов и электронов  $m_i/m_e = 36$ . Число узлов сетки равнялось  $512 \times 512$ , общее число частиц —  $2.4 \cdot 10^9$ . Моделирование проводилось до момента времени  $T = 22000 \omega_{pe}^{-1}$ . Второй расчет проведен на сетке с размерами  $L_{x,y} = 125 c/\omega_{pe}$  с периодическими граничными условиями и отношением масс ионов и электронов  $m_i/m_e = 100$ . Число узлов сетки было взято равным  $768 \times 768$  при прежнем общем числе частиц. Моделирование проводилось до момента  $T = 8000 \omega_{pe}^{-1}$ . Точность сохранения энергии контролировалась: отклонения полной энергии от начальной не превышали 0.5% на всем протяжении расчета. В этой главе  $\omega_{pe} = (4\pi e^2 n_0/m_e)^{1/2}$  — плазменная частота,  $n_0$  — начальная концентрация частиц, одинаковая для обеих фракций.

Результаты моделирования приведены в разд. 5.3, 5.4 и 5.5, посвященных соответственно стадии доминирования электронной вейбелевской неустойчивости (когда с ионами практически ничего не происходит), стадии диффузионного рассеяния ионов и индукционного формирования их токов (пока эти токи не превышают электронные токи) и стадии преобладания ионных токов (определяющих долговременную эволюцию крупномасштабного магнитного поля).

Анализ вейбелевской неустойчивости [129; 216] в интересующем нас случае двухтемпературной плазмы с функциями распределения фракций по скоростям

$$f_\alpha(v_x, v_y, v_z) = \frac{m_\alpha^{3/2}}{(2\pi)^{3/2} T_{\perp\alpha} T_{\parallel\alpha}^{1/2}} \exp\left(-\frac{m_\alpha(v_x^2 + v_y^2)}{2T_{\perp\alpha}} - \frac{m_\alpha v_z^2}{2T_{\parallel\alpha}}\right) \quad (5.2)$$

(индекс  $\alpha = e, i$  соответствует электронной или ионной компоненте с поперечной и продольной по отношению к оси  $z$  температурами  $T_{\perp\alpha}, T_{\parallel\alpha}$ ) и возмущений магнитного поля и плотности продольного тока  $\{B_x, B_y, j_z\} \propto \exp(i\vec{k}_\perp \vec{r}_\perp - i\omega t)$  на частоте  $\omega$ , с волновыми векторами  $\vec{k}_\perp$ , ортогональными оси анизотропии  $z$ , приводит к следующему дисперсионному соотношению:

$$k_\perp^2 c^2 - \omega^2 = \sum_\alpha \omega_{pe}^2 \frac{m_e}{m_\alpha} [A_\alpha + (A_\alpha + 1)\xi_\alpha \varpi(\xi_\alpha)], \quad A_\alpha = \frac{T_{\parallel\alpha}}{T_{\perp\alpha}} - 1 \geq 0. \quad (5.3)$$



Здесь  $\xi_\alpha = \omega / (ck_\perp \beta_\alpha)$ ,  $\beta_\alpha = (2T_{\perp\alpha}/m_\alpha)^{1/2} c^{-1}$ ,  $\varpi(\xi_\alpha) = i\pi^{1/2} \exp(-\xi_\alpha^2) [1 + \operatorname{erf}(i\xi_\alpha)]$  — функция плазменной дисперсии [224] и введен параметр анизотропии  $A_\alpha$ , который во всех расчетах в начальный момент брался равным 9 как для ионов, так и для электронов. Начальные значения температур равнялись  $T_{\perp\alpha} = 1$  кэВ и  $T_{\parallel\alpha} = 10$  кэВ.

Неустойчивость является аperiodической [134], т. е.  $\operatorname{Re} \omega = 0$ ,  $\operatorname{Im} \omega > 0$ , для всех длинноволновых возмущений с безразмерными волновыми числами  $K = k_\perp c / \omega_{pe}$  в интервале от 0 до  $K_{\max} \equiv (A_e \delta + A_i m_e / m_i)^{1/2}$ , причем формально этот результат следует из уравнения (5.3) при подстановке  $\omega = 0$ .

Для вычисления инкремента далее в этой главе будет использоваться точное уравнение (5.3). При этом для качественной оценки роли различных фракций плазмы можно использовать асимптотические разложения функции плазменной дисперсии. При выбранном большом начальном значении параметра анизотропии, предполагая  $\xi_\alpha \gtrsim 1$ , используем разложение  $\xi_\alpha \varpi(\xi_\alpha) \approx (2 - 2\xi_\alpha^2)^{-1} - 1$ . Тогда для нерелятивистской плазмы, где  $\xi_\alpha \beta_e \ll 1$ , получим

$$\Omega^2 = \frac{\beta_e^2 K^2}{1 + K^2} \left( \frac{A_e - 1}{2} - K^2 \right), \quad (5.4)$$

где  $\Omega = \operatorname{Im} \omega / \omega_{pe}$  — безразмерный инкремент неустойчивости. Это выражение при  $A_e \gtrsim 2$  (и  $m_i/m_e \gg 1$ ) близко к точному решению уравнения (5.3) для малых волновых чисел вплоть до оптимального  $K_{\text{opt}}^2 = [(A_e + 1)/2]^{1/2} - 1$ , соответствующего наибольшему инкременту  $\Omega_{\max} = \beta_e K_{\text{opt}}^2$ , но неверно описывает коротковолновую часть дисперсионной кривой и величину  $K_{\max}$ .

По мере насыщения электронной неустойчивости параметр анизотропии резко падает до величины  $A_e \approx 1$ , а часть электронов захватывается гармониками образовавшегося магнитного поля, лишаясь возможности поддерживать их рост. Воспользовавшись разложением функции дисперсии плазмы для малых аргументов,  $\varpi(\xi_\alpha) \approx i\sqrt{\pi}$ , и феноменологически исключив захваченные электроны, получим приближенное выражение для инкремента вейбелевской неустойчивости электрон-ионной плазмы:

$$\Omega \approx K \frac{\beta_e}{\sqrt{\pi}} \frac{A_e \delta + A_i \frac{m_e}{m_i} - K^2}{(1 + A_e)\delta + \frac{m_e \beta_e}{m_i \beta_i} (1 + A_i)}, \quad (5.5)$$

где  $\delta$  — эффективная доля свободных (не захваченных) электронов. Отвечающее наибольшему инкременту  $\Omega_{\max} = \Omega(K_{\text{opt}})$  волновое число  $K_{\text{opt}}$  при максимальном

значении параметра  $\delta = 1$  равно

$$K_{\text{opt}} \approx \frac{1}{\sqrt{3}} K_{\text{max}} = \left( \frac{A_e + A_i m_e/m_i}{3} \right)^{1/2} \quad (5.6)$$

и долгое время определяется преимущественно электронами, т. е. значением  $A_e$ . Ионная же фракция влияет на развитие неустойчивости только при условии очень малой анизотропии электронов, когда  $A_e \lesssim A_i (m_e/m_i)^{1/2}$  и вклад ионов в знаменатель (5.5) становится заметен.

Правая и левая части последнего неравенства в наших расчетах становятся сравнимыми на нелинейной стадии, на временах, больших  $150$  ( $270$ )  $\omega_{\text{pe}}^{-1}$  для отношения масс  $m_i/m_e = 36$  ( $100$ ). При этом, как будет ясно из дальнейшего, говорить о росте магнитного поля в рамках представлений об ионной вейбелевской неустойчивости (5.3) не приходится, поскольку в рассматриваемой задаче в присутствии созданного электронами магнитного поля эта неустойчивость подавляется в широком интервале волновых чисел в окрестности  $K_{\text{opt}}$ . Для волновых чисел вне указанного интервала обусловленный ионами инкремент мал и рост магнитного поля мог бы проявиться только на больших временах порядка нескольких тысяч  $\omega_{\text{pe}}^{-1}$ . Последнее, впрочем, в наших расчетах не происходит вследствие значительного замагничивания электронов магнитным полем ионных токов, индуцированных затухающим магнитным полем, в свою очередь связанным с первоначальными электронными токами (см. разделы 5.4 и 5.5). В подавление ионной вейбелевской неустойчивости могут давать вклад и эффективные столкновения частиц, плохо контролируемые, но неизбежно вносимые используемой дискретной схемой численного метода.

### 5.3 Эстафетное насыщение электронной вейбелевской неустойчивости для различных пространственных гармоник магнитного поля

Переход от линейной к нелинейной стадии электронной вейбелевской неустойчивости хорошо виден на рис. 5.1 и 5.2, где представлена эволюция плотности энергии магнитного поля и параметров анизотропии, усредненных по области моделирования. Стадия насыщения начинается, как только гирочастота электронов  $\omega_B = eB/(m_e c)$  сравнивается с инкрементом  $\Omega_{\text{max}}$ , а их гирорадиус

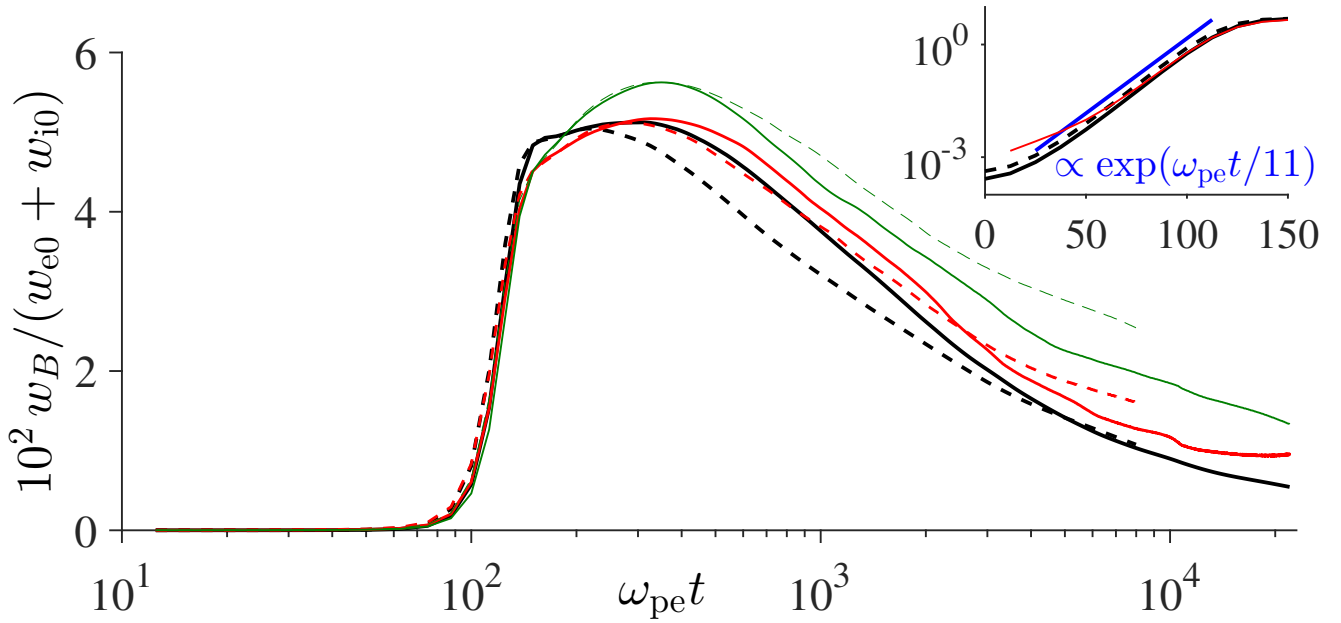


Рисунок 5.1 — Эволюция средней в пространстве плотности энергии магнитного поля в процентах от начальной плотности энергии частиц для двух отношений масс:  $m_i/m_e = 36$  и  $100$  (сплошная и штриховая кривые соответственно). Черным показаны результаты расчетов. Красные кривые построены при помощи формулы (5.10), зеленые отвечают автомодельному приближению [218]. На увеличенном фрагменте линейная стадия неустойчивости, синей прямой показана аппроксимация экспонентой.

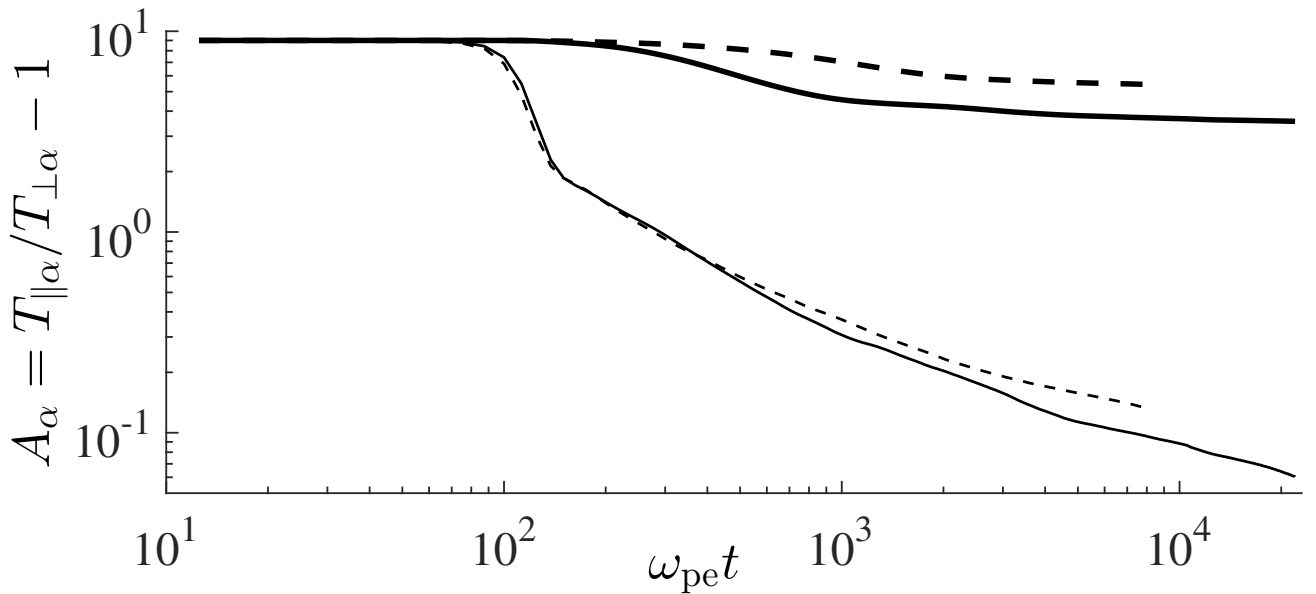


Рисунок 5.2 — Параметры анизотропии электронов (тонкие кривые) и ионов (толстые) в зависимости от времени для отношения масс  $m_i/m_e = 36$  и  $100$  (сплошные и штриховые кривые соответственно).

$r_L = \beta_e c / \omega_B$  — с масштабом  $\pi c / (K_{\text{opt}} \omega_{\text{pe}})$  наиболее быстро растущих филаментов тока, что в наших расчетах происходит при  $t \approx 100 \omega_{\text{pe}}^{-1}$ . После этого экспоненциальный рост магнитного поля замедляется до момента  $t \approx 150 \omega_{\text{pe}}^{-1}$ , когда условие малости гирорадиуса становится выполненным для частиц со скоростями порядка продольной тепловой. Этому моменту отвечает заметный излом на графике зависимости электронной анизотропии от времени (рис. 5.2). В дальнейшем указанное условие замагниченности определенной части электронов оказывается выполненным для весьма широкого интервала волновых чисел, верхняя граница которого на временах  $t \approx 150 \omega_{\text{pe}}^{-1}$  достигает значения  $K \approx 2.3$ , а нижняя опускается до  $K \approx 0.7$  (и даже ниже на бóльших временах). Следует отметить, что при выбранных параметрах плазмы, когда выполнено неравенство  $\Omega_{\text{max}} < K_{\text{opt}} \beta_e$ , другие известные критерии насыщения вейбелевской неустойчивости (см. [134] и цитированную там литературу) дают меньшую амплитуду магнитного поля в насыщении.

Таким образом, электронная вейбелевская неустойчивость приводит к быстрой генерации магнитного поля в основном в области волновых чисел от  $0.2 K_{\text{max}}$  до  $0.8 K_{\text{max}}$ , насыщение его среднеквадратичного значения происходит на отрезке времен  $100\text{--}150 \omega_{\text{pe}}^{-1}$  и сопровождается почти двукратным уменьшением кинетической энергии продольного (вдоль оси  $z$ ) движения электронов. Вместе с тем энергия их поперечного движения вырастает более чем вдвое (см. рис. 5.3) и на временах, больших  $300 \omega_{\text{pe}}^{-1}$ , начинает превышать энергию продольного. Данный энергообмен совершается при почти неизменной энергии магнитного поля, пространственные структура и спектр которого, однако, в это время существенно перестраиваются. Такая перестройка обусловлена частичным захватом электронов ( $\delta \lesssim 1/2$ ) и индукционным электрическим полем, хотя отношение его энергии к энергии магнитного поля мало и составляет  $2 \cdot 10^{-3}$ ,  $10^{-4}$ ,  $10^{-5}$  в моменты времени  $100$ ,  $150$ ,  $600 \omega_{\text{pe}}^{-1}$  соответственно. При этом возникает большое число случайно расположенных филаментов тока и их характерный масштаб монотонно увеличивается со временем (см. рис. 5.4). В среднем он следует оптимальному масштабу вейбелевской неустойчивости, рассчитанному с помощью формулы (5.6) по мгновенному значению параметра анизотропии электронов  $A_e(t)$ .

Существенно, что в образующиеся филаменты тока, расположенные в областях слабого магнитного поля, захватывается значительная часть электронов, которые со временем высвобождаются из постепенно затухающих мелкомасштабных филаментов и переходят в более крупномасштабные, в дальнейшем тоже

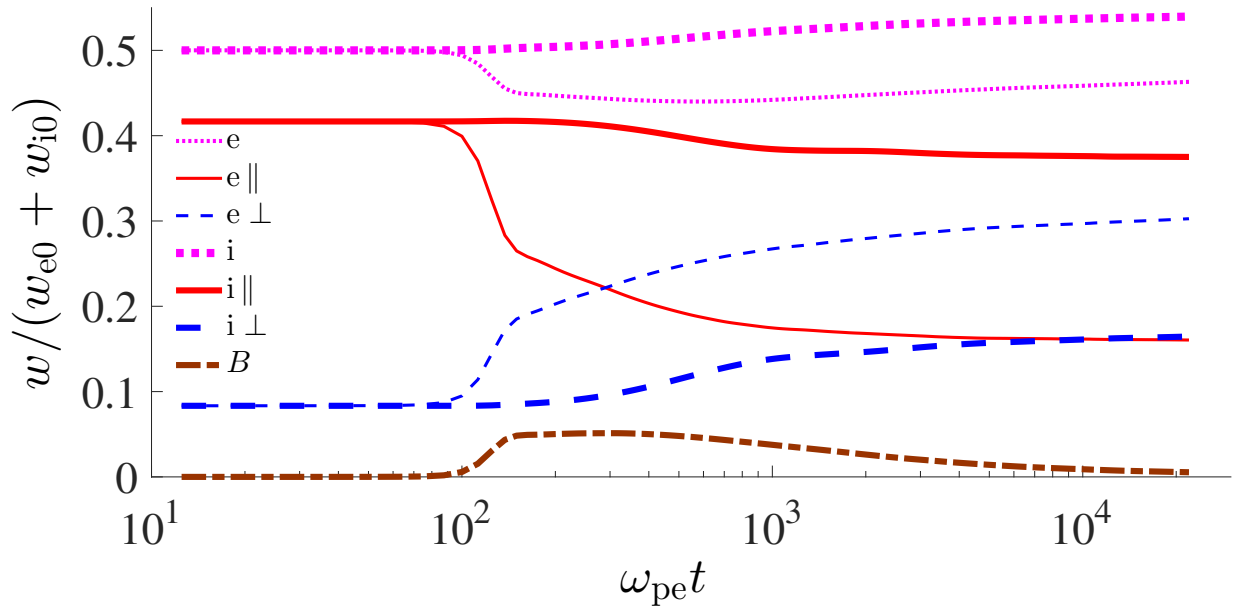


Рисунок 5.3 — Эволюция энергии магнитного поля (коричневый штрихпунктир) и энергии плазмы в области моделирования, нормированные на начальную энергию всех частиц, в расчете с отношением масс  $m_i/m_e = 36$ . Толстые кривые соответствуют ионам, тонкие — электронам. Фиолетовым изображены полные энергии фракций частиц, красным — продольные, синим — поперечные.

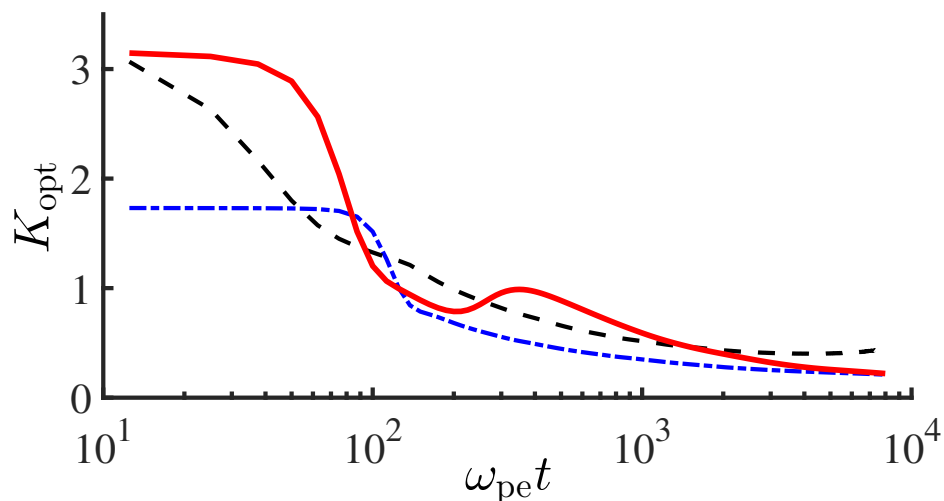


Рисунок 5.4 — Средние по спектру нормированные волновые числа плотностей продольного тока электронов (штрихи) и ионов (сплошная линия) в зависимости от времени, полученные в расчете с отношением масс  $m_i/m_e = 100$ .

Штрихпунктирная кривая — волновое число (5.6).

затухающие. Этот процесс нарастания и затухания филаментов со все большими масштабами, сопровождающийся эстафетным переходом электронов между ними, сначала происходит без заметного влияния ионов, т. е. повторяет развитие вейбелевской неустойчивости в однокомпонентной плазме (см., например, [212; 213; 223]). Наибольший инкремент  $\Omega_{\max} = \Omega(K_{\text{opt}})$  реализуется для оптимального волнового числа  $K_{\text{opt}} = K_{\max}/\sqrt{3}$  и, как уже говорилось, на линейной стадии неустойчивости обеспечивается электронами).

Рассмотрим энергетические инварианты, найденные в работе [225] для обыкновенной моды вейбелевской неустойчивости в пренебрежении током смещения, которые в принятых здесь обозначениях запишутся в виде

$$n_0 T_{\parallel e} + n_0 \frac{m_e}{2} V_{\parallel e}^2 + \sum_k \frac{|B_k|^2}{8\pi} (2 + K^{-2}) = n_0 T_{\parallel e0}, \quad (5.7)$$

$$2n_0 T_{\perp e} - \sum_k \frac{|B_k|^2}{8\pi} (1 + K^{-2}) = 2n_0 T_{\perp e0}, \quad (5.8)$$

где величины с индексом 0 относятся к начальному моменту времени, величины  $n_0 T_{\parallel e}$ ,  $n_0 T_{\perp e}$ ,  $n_0 V_{\parallel e}^2$  усреднены в плоскости  $xy$ ,  $V_{\parallel e}$  — средняя по функции распределения скорость электронов вдоль оси  $z$  (предполагается, что в ходе вейбелевской неустойчивости одноосного бимаксвелловского распределения направленные потоки частиц в плоскости  $xy$  не возникают). В формулах выше пренебрежено изменением парциальных энергий ионов, а также их вкладом в формирование вейбелевских токов, что, вообще говоря, справедливо только на ограниченном промежутке времени (см. рис. 5.3). Используя соотношение для амплитуд гармоник  $\omega_{pe} K |B_k| \approx 4\pi e n_0 |V_{\parallel ek}|$ , следующее из уравнения Максвелла в пренебрежении током смещения и вкладом ионов в вейбелевские токи, из (5.7) получим

$$n_0 T_{\parallel e} + \sum_k \frac{|B_k|^2}{8\pi} (K^2 + 2 + K^{-2}) = n_0 T_{\parallel e0}. \quad (5.9)$$

Считая, что энергия сосредоточена только в одной моде, из (5.8) и (5.9) получим окончательно

$$\frac{w_B(t)}{n_0 T_{\parallel e0}} = \frac{2K^2}{1 + K^2} \frac{(A_{e0} + 1)^{-1} (A_{e0} - A_e)}{A_e + 2K^2 + 3} \leq \frac{1}{\sqrt{6} + 2.5} \frac{A_{e0}}{A_{e0} + 1}, \quad (5.10)$$

где в правой части неравенства стоит максимум, формально достигаемый при  $K^4 = (A_e + 3)/2$ ,  $A_e = 0$ . Заметим, что найденное соотношение справедливо для

любых начальных значений формально вычисленного параметра анизотропии и произвольных функций распределения, которые могут изменяться сложным образом в процессе развития вейбелевской неустойчивости (лишь бы такое изменение было достаточно медленным для пренебрежения током смещения). Максимизация выражения по  $K$  и  $A_e$  отвечает неявной оптимизации по функции распределения. Таким образом, из неравенства в правой части следует, что ни при каком начальном распределении частиц, даже с  $A_{e0} \rightarrow \infty$ , вейбелевская неустойчивость не может обеспечить уровень величины  $w_B/(n_0 T_{\parallel e0})$  больший, чем  $(6^{1/2} + 2.5)^{-1} \approx 1/5$ .

Соотношение (5.10) проверено на результатах проведенного численного моделирования (см. рис. 5.1) и демонстрирует гораздо лучшее согласование с ними по сравнению с квазиadiaбатической теорией [218; 226], предполагающей автомодельную эволюцию бимаксвелловской функции распределения частиц. Небольшие расхождения с формулой (5.10) связаны, по-видимому, с недостаточной узостью пространственного спектра вейбелевской турбулентности (см. рис. 5.5), а также вкладом ионных токов на поздних временах.

Вскоре после насыщения неустойчивости, когда параметр анизотропии электронов  $A_e$  падает ниже значения  $A_i(m_e/m_i)^{1/2} \delta^{-1} \sim 2$  (при  $\delta \sim 1/2$ ), за счет вклада ионов в знаменатель (5.5) максимальный инкремент уменьшается еще сильнее, в 2–3 раза. Более того, электронный вклад в инкремент, в числителе, постепенно пропадает для коротковолновых гармоник тока, поле которых намагничивает часть электронов, что ограничивает действие электронной вейбелевской неустойчивости все более и более длинноволновыми гармониками, со временем уменьшая и их инкременты (рис. 5.6). Формально этот процесс учтен в (5.3) введением параметра  $\delta$ . Следует обратить внимание на смену экспоненциального роста на степенной на определенном этапе перед насыщением для всех длинноволновых гармоник электронного тока (и магнитного поля) с волновыми числами  $K < K_{\text{opt}}$  (см. также рис. 5.7, 5.8). Например, для 8-ой гармоники этот этап продолжается с момента  $t \approx 150 \omega_{pe}^{-1}$  до момента  $t \approx 700 \omega_{pe}^{-1}$  и отвечает линейному участку красной кривой в двойном логарифмическом масштабе на рис. 5.6. Смена темпа роста гармоник электронного тока сопровождается насыщением роста соответствующих гармоник электрического поля (рис. 5.7) и может быть связана с эстафетным процессом освобождения захваченных электронов из затухающих коротковолновых филаментов и последующим захватом электронов в нарастающие длинноволновые.

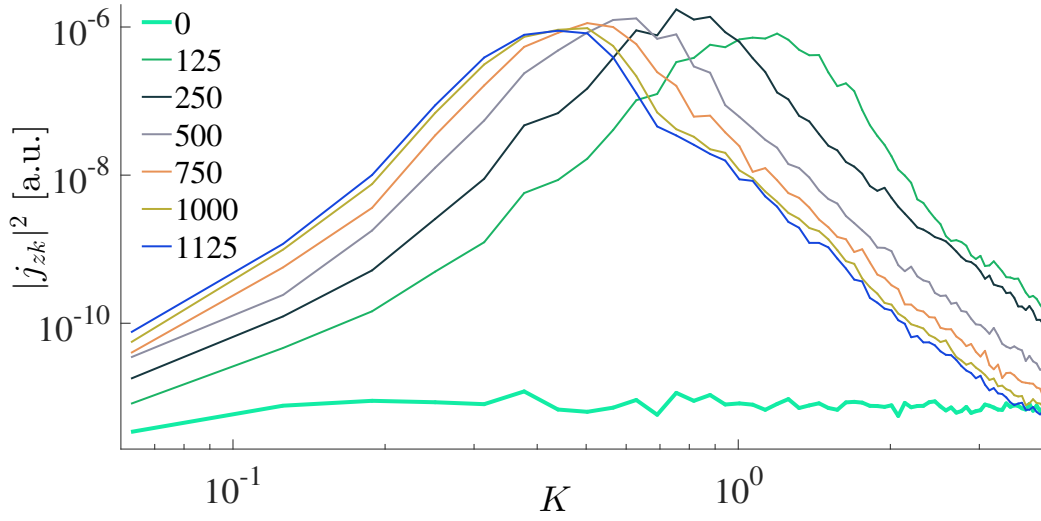


Рисунок 5.5 — Спектральная мощность полной плотности тока  $j_z$  при  $m_i/m_e = 36$  в зависимости от волнового числа  $K$  в различные моменты времени.

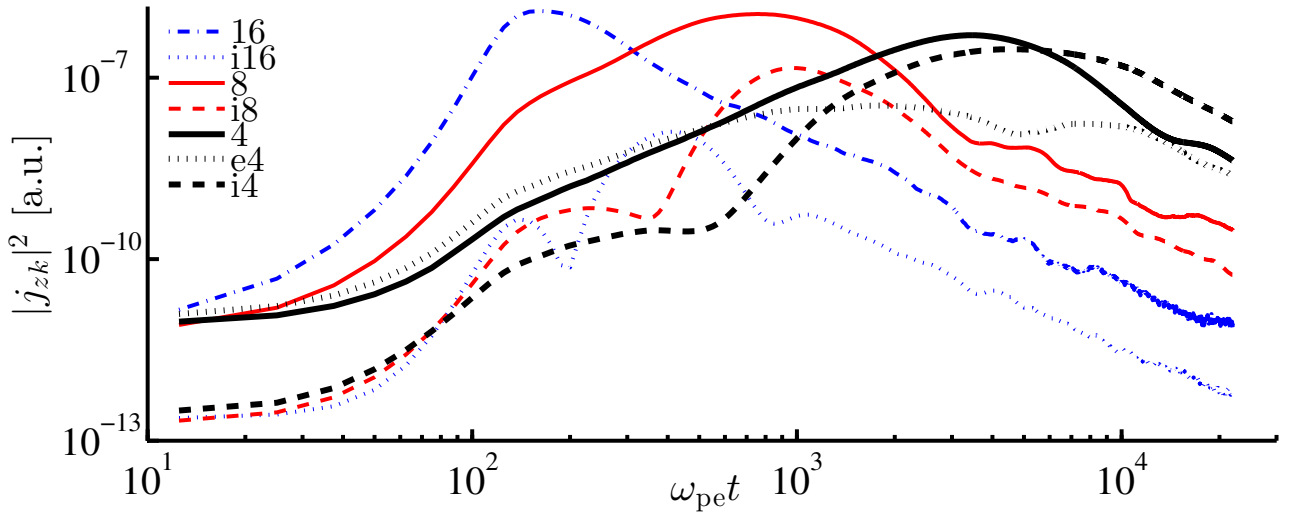


Рисунок 5.6 — Спектральная мощность различных гармоник электронной, ионной и полной плотности тока  $j_z$  при  $m_i/m_e = 36$  в зависимости от времени. Номера гармоник см. на вставке, где индекс  $i$  обозначает гармонику плотности тока ионов,  $e$  — электронов, номер без индекса соответствует полной плотности тока.

На ранних временах все ионные гармоники слабее электронных.



Отметим, что если бы (как, например, в работах [216; 227]) ось анизотропии распределения лежала в расчетной плоскости  $xy$ , в которой расположены допустимые волновые векторы возмущений магнитного поля и тока, то вместо указанных квазицилиндрических филаментов возникали бы квазиодномерные токовые слои и квазиодномерные структуры магнитных силовых линий, в которых важнейшую роль играет компонента магнитного поля, ортогональная плоскости расчета. В этом случае максимальным инкрементом обладают возмущения с волновыми векторами, ортогональными оси анизотропии (которые в полной мере учитываются в наших расчетах), однако на поздней стадии развития неустойчивости успевают нарасти и возмущения с волновыми векторами, образующими острый угол с осью анизотропии (которых нет в наших расчетах). С данным обстоятельством связаны отличия топологической структуры магнитного поля и динамики его эволюции в указанных двух случаях (см. также [212]). К сожалению, именно на анализе этих двух частных случаев основаны современные представления о нелинейной стадии вейбелевской неустойчивости, расчеты которой в полностью трехмерном случае в достаточно широкой области волновых чисел пока недоступны.

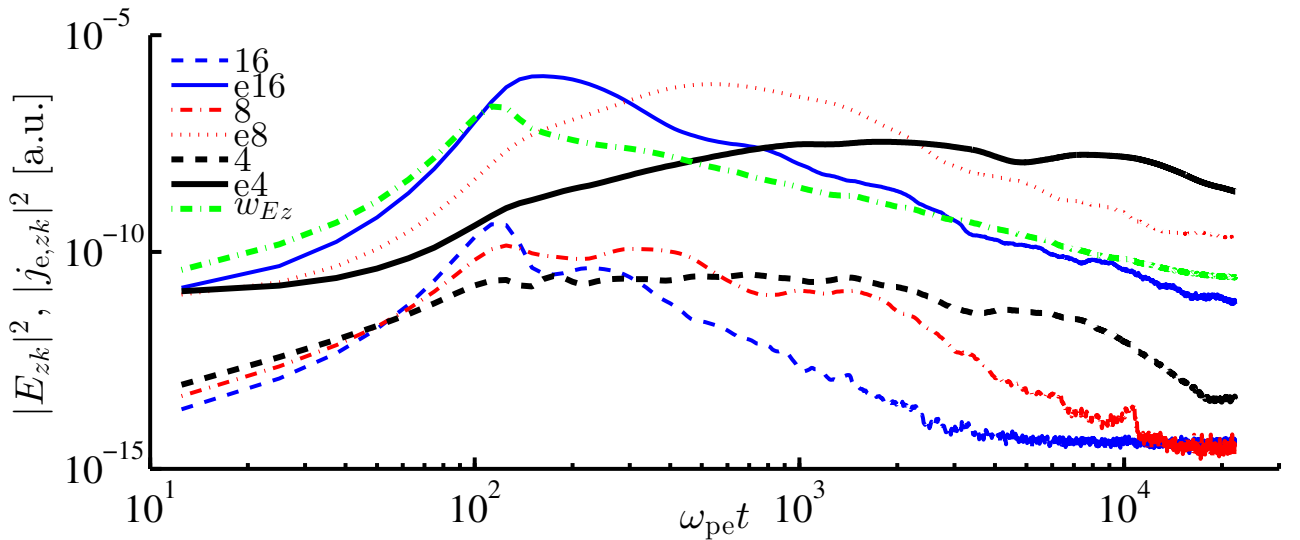


Рисунок 5.7 — Спектральная мощность различных гармоник продольного электрического поля  $E_z$  и плотности тока электронов  $j_{ze}$  при  $m_i/m_e = 36$ . Номера гармоник см. на вставке, где индекс  $e$  обозначает гармонику плотности тока электронов, номер без индекса — гармонику поля. Зеленым изображена полная энергия продольного электрического поля.

## 5.4 Диффузия ионов в квазимагнитостатической турбулентности и индукционное взаимодействие электронных и ионных токов

Начиная примерно с момента времени  $t \sim 200 \omega_{pe}^{-1}$  квазибаллистическое прежде движение ионов приобретает диффузионный характер. Именно с этого момента становятся заметны отличия плотностей энергии магнитного поля и параметров анизотропии обеих фракций плазмы (рис. 5.1, 5.2) для случаев двух рассмотренных отношений масс ионов и электронов, 36 и 100. Далее, на временах порядка  $600 \omega_{pe}^{-1}$ , энергия продольного движения ионов частично переходит в энергию поперечного и уменьшается их степень анизотропии, однако это уменьшение не связано с развитием ионной вейбелевской неустойчивости, которая на указанных временах не успела бы проявиться (подробнее см. разд. 5.5).

При этом необходимо учитывать созданное электронными токами мелкомасштабное магнитное поле, которое, изменяясь во времени, вызывает индукционные токи ионов. Подобная согласованная динамика электронных и ионных токов представлена на рис. 5.9, показывающем эволюцию пространственного спектра полного тока, в котором максимум приходится на волновое число, уменьшающееся со временем примерно по корневому закону. Примечательно, что этот закон не меняется в момент  $t \approx 1000 \omega_{pe}^{-1}$  при переходе ведущей роли от электронных к ион-

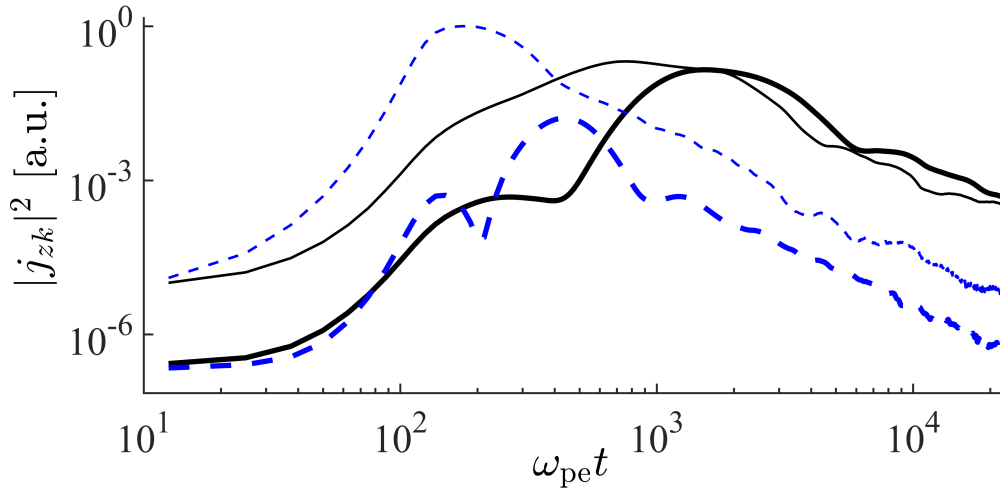


Рисунок 5.8 — Спектральная мощность гармоник продольной плотности тока для волновых чисел  $K_6 \approx 0.4$  (сплошные черные кривые) и  $K_{15} \approx 0.9$  (штриховые синие) при  $m_i/m_e = 36$ . Тонкие кривые соответствуют электронной фракции, толстые — ионной.

ным токам, продемонстрированном на рис. 5.10, а также рис. 5.6, 5.8 (об эволюции спектра вейбелевской турбулентности в электрон-позитронной плазме см. [217]).

Поскольку создаваемое электронами переменное магнитное поле, промодулированное в плоскости  $xy$ , является мелкомасштабным по сравнению с ионным гирорадиусом, движение ионов в такой квазимагнитостатической турбулентности имеет характер диффузионного рассеяния. Скорости их, в силу большой начальной анизотропии направленные в основном вдоль оси  $z$ , поворачиваются на малые случайные углы при движении сквозь «решетку» магнитного поля, образованную цилиндрическими магнитными поверхностями. Это постепенно увеличивает средний наклон скоростей ионов к оси  $z$  и уменьшает их анизотропию.

Обозначим угол между вектором скорости иона  $\vec{v}_i$  и осью  $z$  за  $\Phi$  и используем для компонент скорости соотношения

$$v_{iz}^2 = v_i^2 \cos^2 \Phi, \quad v_{i\perp}^2 = v_{ix}^2 + v_{iy}^2 = v_i^2 \sin^2 \Phi. \quad (5.11)$$

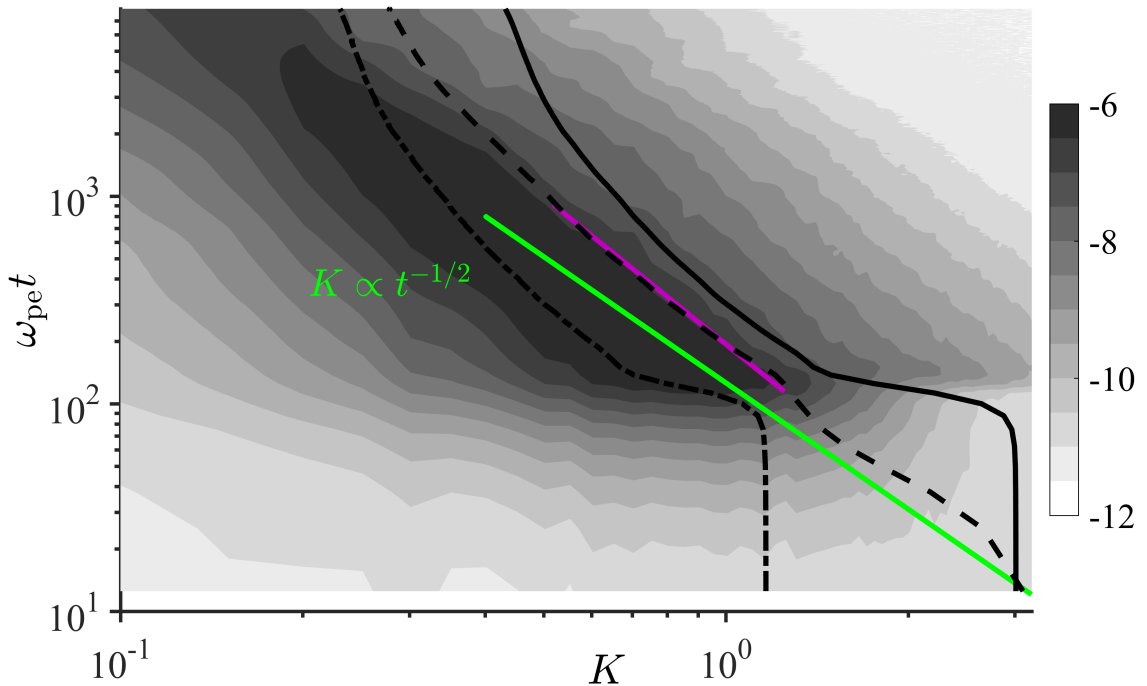


Рисунок 5.9 — Эволюция спектра полной плотности тока (при  $m_i/m_e = 100$ ). Цветом обозначен логарифм спектральной мощности гармоник продольного тока  $j_{zk}$ . Сплошная и штрихпунктирная черные кривые отмечают волновое число отсечки  $K_{\max}$  и оптимальное волновое число, полученные в линейной теории из уравнения (5.3). Штрихами показано среднее по спектру волновое число по данным численного моделирования.

За характерное время пролета размера типичного филамента тока,  $\Delta t \sim \pi c (\omega_{pe} K_{opt} v_{i\perp})^{-1}$ , скорость иона поворачивается на угол  $\Delta\Phi = \omega_{Bi} \Delta t$ , где  $\omega_{Bi}$  — локальная ионная гирочастота. Считая, что на больших трассах средний угол поворота равен нулю,  $\overline{\Delta\Phi} = 0$  (чертой обозначено усреднение по трассе), и учитывая соотношения  $\overline{(\Phi(t) + \Delta\Phi)^2} = \overline{\Phi^2(t)} + \overline{\Delta\Phi^2}$  и  $\overline{d\Phi^2/dt} \approx \overline{\Delta\Phi^2}/\Delta t$ , получим

$$\frac{d\langle\Phi^2\rangle}{dt} \sim \langle\omega_{Bi}^2 \Delta t\rangle \sim \frac{\pi c}{\omega_{pe}} \frac{\overline{\omega_{Bi}^2}}{K_{opt} v_i} \frac{1}{\langle\Phi\rangle} = \frac{D_i(t)}{\langle\Phi\rangle}. \quad (5.12)$$

Здесь угловыми скобками обозначено усреднение по функции распределения, учтена малость угла,  $\sin \Phi \approx \Phi$ , и введено обозначение  $D_i(t)$  для коэффициента диффузии. Правая часть уравнения (5.12) отличается от известной из квазилинейной теории (см. [216; 228]) множителем  $\sim \pi K_{opt} \beta_i (4\Omega_{max})^{-1}$ , который при

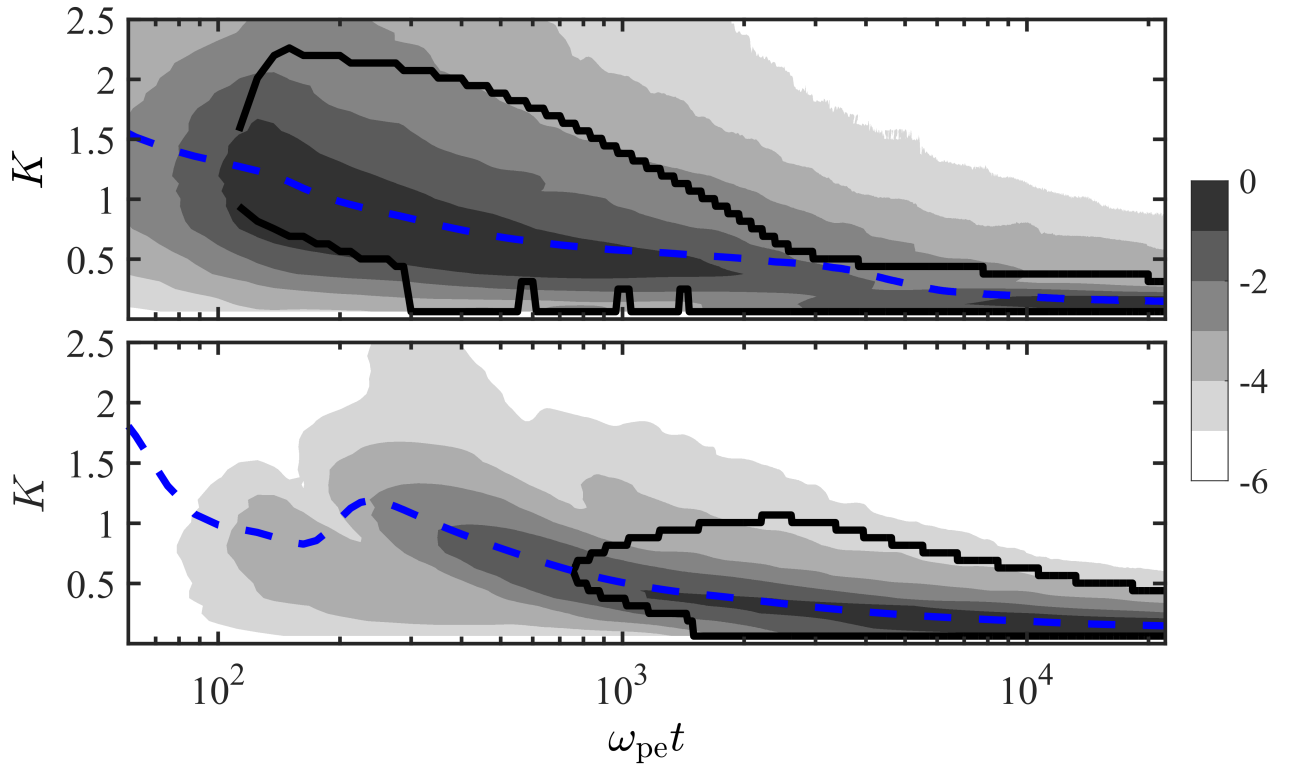


Рисунок 5.10 — Эволюция спектра плотности продольного тока электронов (верхняя панель) и ионов (нижняя) для отношения масс  $m_i/m_e = 36$ . Оттенками серого показан логарифм относительной спектральной мощности. Толстыми сплошными кривыми обозначены границы областей волновых чисел, внутри которых электрон замагничен в поле электронных или ионных токов соответственно, т. е.  $\kappa_{e,i} < 1$  в выражении (5.14). Штриховые кривые обозначают номер средней по спектру моды (аналогично рис. 5.4).

использовании формул (5.5) и (5.6) в проведенных расчетах составляет величину порядка 0.5 на указанных временах для обоих значений отношения  $m_i/m_e$ .

Чтобы оценить справедливость модели диффузии, используем данные расчетов о среднем по области параметре анизотропии ионов (рис. 5.2). Для него в приближении малости  $\Phi$  из выражений (5.11) можно получить следующую качественную оценку:

$$A_i \equiv \frac{2\langle v_{iz}^2 \rangle}{\langle v_{i\perp}^2 \rangle} - 1 \sim \frac{2\langle \cos^2 \Phi \rangle}{\langle \sin^2 \Phi \rangle} - 1 \sim \frac{2}{\langle \Phi \rangle^2} - \frac{7}{3}. \quad (5.13)$$

Рис. 5.11 показывает эволюцию среднего угла  $\langle \Phi \rangle$ , рассчитанную согласно (5.13) по результатам моделирования для  $m_i/m_e = 100$  (сплошная кривая). Кругами представлен результат аппроксимации  $\langle \Phi \rangle^3(t)$  линейной функцией в соответствии с уравнением (5.12) в предположении  $D_i = \text{const}$ , хорошо работающим на временах  $t = (150-1600) \omega_{pe}^{-1}$ . Ромбами показана зависимость угла от времени, полученная решением уравнения (5.12) со взятым из моделирования коэффициентом  $D_i(t)$ , по порядку величины равным  $4 \cdot 10^{-5} \omega_{pe}$  для  $m_i/m_e = 100$ . Согласно рисунку, погрешность диффузионного приближения составляет около 12%, что приводит к ошибке в оценке анизотропии  $2 \cdot 12\% = 24\%$  (для случая  $m_i/m_e = 36$  погрешность та же). Правая граница промежутка времен, где хорошо работает приближение диффузии (5.12), близка к точке второго излома на графике ионного параметра

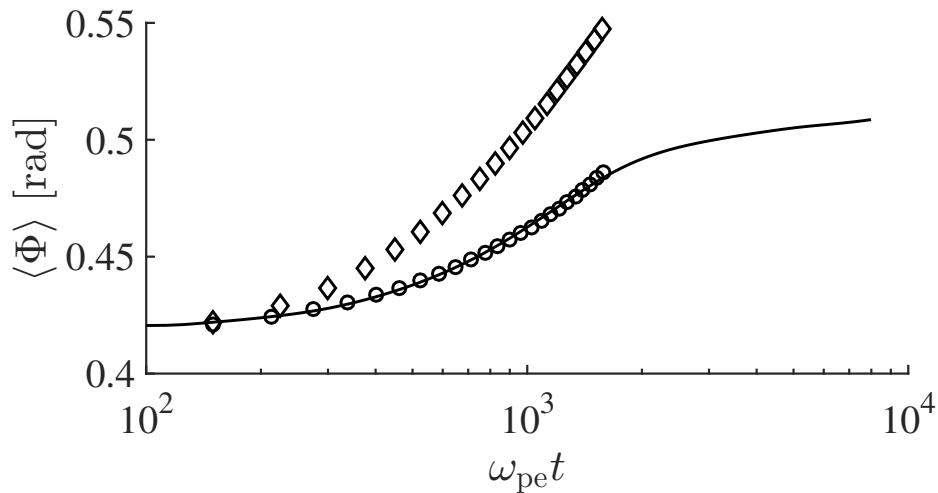


Рисунок 5.11 — Усредненный по функции распределения угол между осью  $z$  и вектором скорости иона для отношения масс  $m_i/m_e = 100$  (сплошная кривая), его аппроксимация при постоянном коэффициенте диффузии (круги) и зависимость, полученная решением уравнения (5.12) с эволюционирующим коэффициентом диффузии  $D_i(t)$  (ромбы).

анизотропии  $A_i(t)$  (рис. 5.2). Таким образом, как и в работе [216], приближение диффузионного рассеяния оказывается качественно вполне приемлемым, но количественно не очень точным, что, по-видимому, обусловлено относительно небольшими поперечными скоростями ионов, успевающих пролететь всего несколько филаментов за характерное время изменения магнитного поля.

Благодаря насыщению электронной вейбелевской неустойчивости распределение электронов быстро изотропизуется и перестает поддерживать рост мелкомасштабных филаментов на временах  $t > 150 \omega_{pe}^{-1}$ , когда параметр анизотропии электронов  $A_e < 2$ . После указанного момента, как уже отмечалось в конце разд. 5.3, эти филаменты распадаются, формируются все более крупные филаменты и характерный масштаб плотности тока, определяемой электронами, растет. Так, согласно рис. 5.4 он увеличивается более чем вдвое на интервале времени от  $200 \omega_{pe}^{-1}$  до  $2000 \omega_{pe}^{-1}$ , что сопровождается многократным уменьшением параметра анизотропии электронов до величины  $A_e \sim 0.2$  (и еще меньшей с дальнейшим ходом времени) и относительно небольшим уменьшением параметра анизотропии ионов до  $A_i \approx 6.0$  и  $4.2$  при  $m_i/m_e = 100$  и  $36$  соответственно с последующей стабилизацией на этом уровне (причем в случае  $m_i/m_e = 36$  эта стабилизация наступает уже при  $t \approx 1000 \omega_{pe}^{-1}$ , см. рис. 5.2).

При этом имеется широкий интервал волновых чисел гармоник тока (см. рис. 5.10 на временах  $(200-2000) \omega_{pe}^{-1}$ ), которые эффективно ограничивают подвижность электронов. Будем считать гармонику замагничивающей электроны, если ее обратное волновое число превышает гирорадиус электрона, вычисленный по магнитному полю, спектральные компоненты которого лежат левее этого волнового числа. Обозначим за  $\kappa_\alpha(n)$  параметр захвата электрона в магнитное поле, созданное всеми крупномасштабными модами тока частиц сорта  $\alpha$  вплоть до моды с номером  $n$ :

$$\kappa_\alpha(n) = \left( r_{L\alpha}(n) \frac{K_n \omega_{pe}}{\pi c} \right)^2 = \left( \beta_e \frac{m_e c}{e B_\alpha(n)} \frac{K_n \omega_{pe}}{\pi} \right)^2 < 1, \quad (5.14)$$

$$B_\alpha^2(n) = w_B \frac{8\pi \sum_{s=1}^n |B_{\alpha s}|^2 2\pi K_s}{\sum_{s=1}^{\infty} (|B_{es}|^2 + |B_{is}|^2) 2\pi K_s} = w_B \frac{8\pi \sum_{s=1}^n |j_{\alpha s}|^2 K_s^{-1}}{\sum_{s=1}^{\infty} (|j_{es}|^2 + |j_{is}|^2) K_s^{-1}}.$$

Здесь  $w_B$  — средняя по области моделирования плотность энергии магнитного поля. Ориентируясь на среднестатистическую независимость спектра филаментов от азимутального угла, мы характеризуем волновое число  $s$ -ой моды плотности

продольного тока дискретной величиной  $K_s = s \cdot 2\pi c (\omega_{pe} L_{x,y})^{-1}$  и используем соотношение между амплитудами мод магнитного поля и тока частиц сорта  $\alpha$ , следующее из первого уравнения системы (5.1) в пренебрежении производной по времени:  $|B_{\alpha s}| = 4\pi (K_s \omega_{pe})^{-1} |j_{\alpha s}|$ .

Интересно, что, несмотря на большую инерционность ионов, характерный пространственный масштаб индукционных ионных токов значительно (на десятки процентов) меньше масштаба электронных токов (см. рис. 5.4), пока в целом электронные токи преобладают над ионными. По-видимому, это связано с отсутствием замагничивания ионов, для которых в наших расчетах параметр замагниченности велик для всех мод на всех временах. Тем не менее процесс формирования различных пространственных гармоник ионного тока является весьма сложным, особенно на этапе перехода от роста к затуханию соответствующих гармоник электронного тока, сопровождающегося сменой направления генерируемого при этом индукционного электрического поля. Последнее может приводить к смене направления ионного тока в определенных гармониках и образованию участка сверхэкспоненциального роста их амплитуд, как это показано на рис. 5.8, 5.6.

### 5.5 Эволюция крупномасштабного магнитного поля ионных токов и подавление ионной вейбелевской неустойчивости замагниченными электронами

Хотя характерные масштабы ионных и электронных филаментов тока сближаются в момент времени  $t \sim 900(1800) \omega_{pe}^{-1}$ , вклады электронов и ионов в полный ток сравниваются позже, а именно при  $t \sim 2000(5000) \omega_{pe}^{-1}$  для отношения масс  $m_i/m_e = 36(100)$ . После этого момента эволюция магнитного поля в основном определяется токами ионов, а электроны играют все меньшую и меньшую роль (см. рис. 5.10). Указанный переход сопровождается индукционной перестройкой электронных токов, меняющих свое направление в областях максимума полного тока. В дальнейшем направление электронных токов меняется и на границах филаментов, так что электронные и ионные токи становятся противоположно направленными.

При этом, несмотря на постепенное убывание среднеквадратичной величины магнитного поля, электроны остаются замагниченными благодаря дольше нараста-

ющему и, следовательно, дольше существующему крупномасштабному магнитному полю. Поддержание такого поля на уровне порядка 5% от равномерного с электронами значения  $B_0 = (8\pi n_0)^{1/2} (T_{\parallel e} + 2T_{\perp e})^{1/2}$  и замедление скорости убывания его энергии (см. рис. 5.1) связаны с остающейся сильной анизотропией температуры  $A_i \sim 5$  (рис. 5.2) и неравновесностью ионной фракции. Последняя, в отсутствие замагничивания электронов и даже без учета остаточной анизотропии их температуры,  $A_e \sim 0.1$ , могла бы сама обеспечить экспоненциальный рост, пусть и небыстрый, за характерное время порядка  $1500(3000) \omega_{pe}^{-1}$  (при  $\delta = 0$ ), крупномасштабного магнитного поля согласно формуле для инкремента (5.5) при  $K < K_{\max}$ . Однако, поскольку энергосодержание ионов сравнимо с энергосодержанием электронов, а не много больше его, замагниченность электронов (см. подробнее ниже) подавляет вейбелевскую неустойчивость при  $K < K_{\max}$  и модифицирует затухание при  $K > K_{\max}$ , заменяя экспоненциальные законы эволюции, присущие слабым линейным возмущениям поля и тока, на степенные законы, характерные для нелинейно-турбулентных самосогласованных образований поля и тока и наблюдаемые в проведенных расчетах (см. рис. 5.8). Так, время затухания тока в филаменте и согласованного с ним магнитного поля оказывается гораздо больше времени пролета через филамент токообразующих частиц, движущихся с тепловой скоростью. Со временем электроны оказываются замагниченными — в смысле, даваемом неравенством (5.14), — для все более крупных филаментов (см. рис. 5.10). Как ясно из рисунка, уже при  $t \sim 4000 \omega_{pe}^{-1}$  для отношения  $m_i/m_e = 36$  (когда токи ионов примерно на порядок превышают токи электронов) электроны оказываются замагниченными для всех филаментов в области моделирования.

Согласно широко распространенным представлениям (см., например, [1; 166; 168; 194]), замагничивание электронов подавляет ионную вейбелевскую неустойчивость. Действительно, когда гирорадиус электрона в области максимума магнитного поля оказывается меньше характерной длины волны неустойчивости, становится справедливым дрейфовое приближение для движения электронов, и дальнейший рост поля должен сопровождаться увеличением энергии их ларморовского вращения, пропорциональным  $[n_0 (1 - \delta) T_e / B]_{\text{mag}} \Delta B$ , где «mag» обозначает момент замагничивания  $t_{\text{mag}}$  доли электронов  $(1 - \delta)$ ,  $\Delta B = B - B_{\text{mag}}$  — прирост абсолютной величины магнитного поля после этого момента. Очевидно, если в момент  $t_{\text{mag}}$  выполнено неравенство  $T_i < T_e$ , неустойчивость не может развиваться за счет энергии, запасенной в ионах. Однако, поскольку энергия



замагниченных электронов растет как  $B$ , а самого магнитного поля — как  $B^2$ , в случае  $T_i > T_e$  электроны не способны подавить рост поля [216]. Анализ простого баланса энергий приводит к выражению

$$\frac{\Delta B}{B_{\text{mag}}} = \mu \left( \sqrt{1 + \frac{n_0 \Delta w_i}{\mu^2 w_{B,\text{mag}}}} - 1 \right), \quad (5.15)$$

в котором  $\Delta w_i$  — энергия ионов, которая пошла на увеличение энергии поля,  $\mu = 1 + n_0 (1 - \delta) T_{e,\text{mag}} / (2w_{B,\text{mag}})$ . Поскольку в расчетах плотность энергии электронов в момент замгничивания  $n_0 T_{e,\text{mag}} \approx n_0 T_e(t=0) - w_{B,\text{mag}} \approx 9 w_{B,\text{mag}}$ , ионы, даже исчерпав весь свой запас энергии,  $\Delta w_i \approx T_{e,\text{mag}}$ , смогут дальше увеличить амплитуду поля не более чем вдвое:  $\Delta B \approx B_{\text{mag}}$ . (Согласно расчетам, типичное значение величины  $\delta$  в указанных оценках находится в пределах 0.1–0.5.) Заметим, что если бы они имели много большую энергию,  $\Delta w_i \gg T_{e,\text{mag}}$ , то их вейбелевская неустойчивость могла бы развиваться и привести к росту магнитного поля вплоть до величины  $\Delta B / B_{\text{mag}} \approx (n_0 \Delta w_i / w_{B,\text{mag}})^{1/2} \gg 1$ .

Замгниченность электронов сохраняется вплоть до времен  $t \sim 2 \cdot 10^4 \omega_{\text{pe}}^{-1}$  (далее которых расчеты не проводились), так что ионная вейбелевская неустойчивость фактически не успевает проявиться для используемых условий моделирования. Впрочем, для таких больших времен делать определенные физические выводы не дают малое число и дискретность оставшихся сколько-нибудь энергетически значимых мод поля. Вместе с тем можно определенно утверждать, что на интервале времени от  $2000(4000) \omega_{\text{pe}}^{-1}$  для  $m_i/m_e = 36(100)$  до  $10^4 \omega_{\text{pe}}^{-1}$ , когда число энергонесущих мод еще велико, магнитное поле, исходно сгенерированное токами электронов и успевшее затухнуть в 2–3 раза, поддерживается ионными токами, созданными благодаря этому затуханию. В то же время электроны перестали быть основной токнесущей фракцией, а выполняют роль инерционного «балласта», препятствующего экспоненциальному нарастанию или затуханию магнитного поля из-за ионной вейбелевской неустойчивости или баллистической (кинетической) расфазировки ионных токов соответственно. Разумеется, для реальных тяжелых ионов, массы которых превышают массу электрона в тысячи раз, время создания заметных и тем более доминирующих ионных токов может быть больше или порядка  $10^4 \omega_{\text{pe}}^{-1}$ , а величина поддерживаемого ими магнитного поля может составлять всего лишь доли процента от равномерного значения. Однако рассматриваемые эффекты замгничивания электронов и их захвата в филаменты ионных токов, влияние последних на эволюцию магнитного

поля, уменьшение скорости его затухания и временного или частичного (в некоторой области волновых чисел) подавления ионной вейбелевской неустойчивости, по-видимому, сохраняются в широкой области сравнимых значений начальных энергосодержания и анизотропий распределений электронов и ионов.

В случае малого начального энергосодержания электронов [216] их замагничивание не может остановить ионную вейбелевскую неустойчивость, и, согласно (5.5) при  $\delta = 0$ , она должна приводить к росту длинноволновых возмущений с волновыми числами  $K < K_{\max}^* = (A_i(t) m_e/m_i)^{1/2}$  (в проведенных расчетах ионы всегда остаются не замагниченными: их гирорадиус превышает размер любого филамента тока). Однако даже максимальный ионный инкремент очень мал,  $\Omega_{\max}(\delta = 0) \sim 1/1500$  ( $1/3000$ ) для  $m_i/m_e = 36(100)$  при  $t \geq 200 \omega_{pe}^{-1}$ , и не может объяснить наблюдаемую динамику магнитостатической турбулентности на временах меньше  $3000 \omega_{pe}^{-1}$ .

Сказанное особенно существенно для крупномасштабных гармоник тока с  $K \leq 1$ , которые продолжают расти и после момента насыщения роста полной энергии магнитного поля. Для электронных гармоник тока этот факт можно частично объяснить действием вейбелевской неустойчивости за счет наличия фракции не замагниченных электронов  $\delta \neq 0$ , по крайней мере на временах меньших или порядка  $500 \omega_{pe}^{-1}$ . Такие же крупномасштабные гармоники ионного тока за счет ионной неустойчивости либо не могут нарастать совсем (как гармоника с  $K_8 \approx 0.5$ , которая на рис. 5.6 выросла в 20 раз в промежутке времен от  $300 \omega_{pe}^{-1}$  до  $1000 \omega_{pe}^{-1}$ ), либо могут расти лишь очень медленно и увеличиться втрое за время не меньшее  $1500 \omega_{pe}^{-1}$ . Однако проведенное моделирование показывает, что за это время упомянутые гармоники ионного тока выросли примерно в 20 и 30 раз соответственно (как четвертая гармоника на рис. 5.6). Такой рост обусловлен действием на ионы индукционного электрического поля, связанного с затуханием магнитного поля, созданного электронными токами. Этот механизм включает не только близкие к линейным процессы перекачки крупномасштабных электронных токов в ионные, но и существенно нелинейные процессы преобразования мелкомасштабных гармоник электронного тока в крупномасштабные гармоники ионного. Запас энергии магнитного поля, созданного электронной вейбелевской неустойчивостью, даже при небольшом коэффициенте подобной нелинейной трансформации мог бы обеспечить скорость роста ионных гармоник тока, превышающую скорость развития ионной неустойчивости. Более того, индукционное взаимодействие токов

приводит к нарастанию даже достаточно коротковолновых гармоник ионного тока (рис. 5.10), рост которых за счет вейбелевской неустойчивости невозможен.

В широком интервале волновых чисел затухание спектральных компонент магнитного поля и плотности тока оказывается степенным (а не экспоненциальным, как следовало бы из дисперсионного уравнения (5.3) в отсутствие замагниченности), см. рис. 5.8. При этом затухание мелкомасштабных структур, связанных с легко расфазировавшимися токами электронов, начинается раньше и происходит немного быстрее, чем крупномасштабных структур, в которых больше вклад ионных токов и которые образуются позже, отчасти за счет слияний мелкомасштабных филаментов. К сожалению, вследствие плотного расположения и сильного взаимодействия филаментов тока, трудно судить о том, есть ли среди них самосогласованные долгоживущие образования, хотя наблюдение за различными типами траекторий и баунс-осцилляциями отдельных частиц и изучение вариаций локальной анизотропии распределения частиц косвенно свидетельствуют о наличии некоторой, очевидно нелинейной, структурной согласованности магнитного поля, плотности тока и концентрации плазмы. Этот круг вопросов, как и локальный процесс пересоединения силовых линий магнитного поля, проявляющийся, например, во всплесках величин электрического поля или спиральности,  $[\vec{B}, \text{rot } \vec{B}]$ , требуют специального исследования и перехода к трехмерному моделированию.

## 5.6 Выводы

Установлены свойства двухкомпонентной вейбелевской неустойчивости и нелинейной эволюции магнитного поля, имеющих место в первоначально однородной бесстолкновительной плазме с одинаковыми (сравнимыми по величине) анизотропиями и энергосодержанием электронной и ионной компонент. Показано, что индукционное электрическое поле, возникающее благодаря затуханию созданного электронами мелкомасштабного магнитного поля, формирует долгоживущие крупномасштабные токи ионов, а генерируемое ими магнитное поле в дальнейшем создает и соответствующие крупномасштабные токи электронов. При этом после остановки роста среднеквадратичной величины полного магнитного поля экспоненциальный рост гармоник электронного и ионного токов на определенном

этапе перед их насыщением сменяется на степенной и сверхэкспоненциальный соответственно, а само насыщение роста для длинноволновых гармоник происходит позднее, чем для коротковолновых.

В целом динамика пространственных спектров магнитного поля в значительной мере определяется эстафетными процессами захвата (замагничивания) электронов во всё более крупномасштабные филаменты тока и совместно с диффузионным рассеянием ионов на квазимагнитостатической турбулентности приводит к универсальному степенному закону спада компонента пространственного спектра магнитного поля (или тока) во времени с показателем, близким к  $5/2$ . При этом волновое число, отвечающее максимуму спектра магнитного поля и тока, уменьшается со временем приблизительно по корневому закону. Наконец, среднеквадратичная величина индукционного электрического поля спадает по степенному закону с показателем, близким к  $5/3$ .

Ряд результатов детального анализа численного моделирования рассмотренной двухкомпонентной вейбелевской неустойчивости и долговременной эволюции создаваемой ей квазимагнитостатической турбулентности удается объяснить и интерпретировать с использованием приближенных аналитических методов. Так, приближенное решение дисперсионного уравнения для различных пространственных гармоник неустойчивых полей и токов с учетом анизотропии и электронов, и ионов позволило сопоставить наблюдаемые в численном эксперименте и ожидаемые теоретически масштабы и времена тех или иных процессов, что необходимо для подтверждения сделанной физической интерпретации их хода. Обоснованные аналитические оценки влияния замгничивания электронов самосогласованным полем на развитие ионной вейбелевской неустойчивости привели к корректной формулировке условий ее подавления, исключающих этот эффект при малом энергосодержании электронов по сравнению с энергосодержанием ионов. Получена также хорошо работающая приближенная аналитическая зависимость эволюционирующей среднеквадратичной величины турбулентного магнитного поля от текущей анизотропии распределения частиц по скоростям и доминирующего волнового числа турбулентного спектра без использования предположения о каком-либо конкретном виде функции распределения частиц по скоростям.

## Глава 6. Локализованные токовые слои в плазме с произвольными энергетическими распределениями частиц при наличии внешнего магнитного поля

### 6.1 Введение

В течение более полувека в физике плазмы остается открытым вопрос о структуре магнитопаузы — квазистационарного переходного слоя между двумя областями по-разному замагниченной плазмы, который с необходимостью содержит ток, текущий вдоль плоскости раздела этих областей. Так, до сих пор мало исследованными — и с теоретической, и с наблюдательной точек зрения — остаются токовые структуры на границах магнитных переходных слоев солнечного (звездного) ветра, т. е. в районах, в которых совершается переход от области слабого магнитного поля к области сильного [24; 26–30; 43; 229]. В настоящей главе предложен класс аналитических моделей подобных токовых структур в бесстолкновительной плазме, где на масштабе меньше длины свободного пробега частиц тангенциальная компонента магнитного поля, приносимого ветром, может изменяться во много раз для согласования с полем плазменного объекта, обдуваемого ветром. Таким объектом может служить магнитосфера планеты (экзопланеты), отдельная высокая арка магнитного поля в короне звезды или магнитное облако солнечного (звездного) ветра, движущееся со скоростью, отличающейся от скорости окружающего ветра. При этом в предлагаемом кинетическом описании плотность тока является распределенной и дает представление о пространственной структуре тех границ, которые в магнитогидродинамическом приближении вырождаются в поверхности (как, например, для тангенциальных разрывов или ударных волн).

Оставляя в стороне явление быстрого пересоединения магнитных силовых линий в таких конфигурациях, обсуждающееся, например, в работах [26; 51; 230–236], ограничимся наиболее простой квазистационарной плоскостой ситуацией, в которой две области с квазиоднородной плазмой различной концентрации и с квазиоднородными магнитными полями различной величины, ортогональными некоторой оси  $x$ , разделены согласующим их токонесущим слоем неоднородной вдоль этой оси плазмы, имеющей анизотропные распределения

частиц по скоростям. Для простоты будем считать, что магнитное поле всюду ориентировано параллельно оси  $y$ , а создающий его ток электронов и ионов плазмы всюду направлен вдоль оси  $z$  декартовой системы координат. (Обобщение на случай поворота вектора поля в плоскости  $yz$  при переходе через токовый слой, т. е. шири магнитных силовых линий, описано в разд. 6.5.)

Представленная здесь модель токового слоя является существенным расширением хорошо известных магнитогидродинамических численных моделей [28; 31–34], которые ограничены большими, столкновительными масштабами и не дают адекватного описания токовой структуры головной ударной волны и магнитопаузы, для которых характерны малые масштабы порядка гирорадиусов частиц [49; 51; 230; 237; 238]. Кинетическое описание границы между двумя областями плазмы с различными концентрациями частиц, замагниченной различными внешними магнитными полями, разрабатывалось давно (ср., например, [48; 239–244]), однако детальная аналитическая модель для случая плазмы с произвольными энергетическими распределениями частиц до сих пор отсутствовала. В то же время особенность имеющихся в солнечном ветре токовых структур состоит в анизотропном и в целом немаксвелловском характере функций распределения электронов и ионов по скоростям, причем энергии электронов и ионов могут быть одного порядка величины [19; 23; 44; 45; 49–56].

Задача, поставленная в данной главе, состоит в построении простейшей детальной аналитической модели подобного токового слоя, учитывающей неоднородность анизотропных функций распределения различных фракций плазмы, согласованную с магнитным полем. Решить поставленную задачу позволяет разрабатываемая с участием автора теория магнитостатических структур, основанная на псевдопотенциальном подходе [62; 63; 134], который облегчает нахождение новых классов нейтральных магнитостатических токовых конфигураций в бесстолкновительной многокомпонентной плазме, как релятивистских, так и нерелятивистских. Полученные в его рамках уравнения типа Грэда – Шафранова [239; 245; 246] позволяют аналитически исследовать общие свойства и возможную эволюцию токовых конфигураций. Теория автоматически учитывает сложное движение как захваченных, так и пролетных частиц, а также пространственную неоднородность их анизотропных функций распределения.

Предлагаемая модель токового слоя и исходные уравнения сформулированы в разд. 6.2. В соответствии с общим подходом в качестве точных решений стационарных уравнений Власова – Максвелла, описывающих структуру маг-

нитного поля и согласованные с ним анизотропные распределения частиц по импульсам, использованы функции инвариантов движения частиц. Они взяты для каждой фракции плазмы в виде изотропной (максвелловской) функции энергии частицы, умноженной на ступенчатую функцию Хевисайда, зависящую от проекции обобщенного импульса частицы на ось  $z$ , определяемую направлением тока. Далее приведено выражение потенциала Грэда – Шафранова, полученного для указанных функций распределения, и в параметрической форме выражены пространственные зависимости объемной плотности тока и концентрации плазмы, степени анизотропии распределения частиц по импульсам, а также магнитного поля в случае нерелятивистской плазмы, состоящей из произвольного числа фракций частиц с различными эффективными температурами.

Проанализированы траектории частиц, составляющих самосогласованный токовый слой, и пояснен физический смысл использования обрезанных изотропных функций распределения (на примере максвелловских) для описания границы в бесстолкновительной плазме. В отличие от гидродинамических моделей такая граница не представляет собой настоящего, сингулярного разрыва, а является распределенной в пространстве: ее проницаемость для частицы в некоторой точке пространства определяется величиной импульса этой частицы. При этом ток различных фракций плазмы согласован с их дрейфом в общем магнитном поле — внешнем плюс создаваемом каждой из фракций.

Разд. 6.3 посвящен токовым слоям, образованным одной или несколькими токнесущими фракциями заряженных частиц, которые создают электрический ток в одном и том же направлении. Сделаны оценки для реальных условий плазмы солнечного ветра. В разд. 6.4 приведены токовые слои со встречными токами электронов или ионов, сдвинутыми относительно друг друга. Наконец, в разд. 6.5 обсуждаются обобщения предложенной модели, в том числе слои с широким силовым линиям магнитного поля.

Результаты, представленные в этой главе, опубликованы автором в статьях [62–64; 67] и материалах конференций [103–111; 113–118].

## 6.2 Точное решение задачи о плоской границе между областями плазмы с различными величинами магнитных полей

В рассматриваемой плоскостой стационарной задаче пространственная структура функции распределения  $f_\alpha(x, \vec{v})$  частиц сорта  $\alpha$  в отсутствие столкновений и электрического поля определяется силой Лоренца (см., например, [247; 248]):

$$m_\alpha v_x \frac{\partial f_\alpha}{\partial x} + \frac{e_\alpha}{c} [\vec{v}, \vec{B}] \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{v}} = 0, \quad (6.1)$$

где  $m_\alpha$ ,  $e_\alpha$  — масса и заряд частицы сорта  $\alpha$ ,  $\vec{v}$  — вектор скорости частицы,  $c$  — скорость света в вакууме. Согласованное магнитное поле  $\vec{B}(x)$  определяется в соответствии с законом Ампера,  $\text{rot } \vec{B} = 4\pi \vec{j}/c$ , суммарной плотностью тока всех частиц плазмы,  $\vec{j}(x) = \sum_\alpha e_\alpha \int \vec{v} f_\alpha(x, \vec{v}) d^3\vec{v}$ . Локальная концентрация фракции частиц равна  $n_\alpha(x) = \int f_\alpha d^3\vec{v}$ .

Рассмотрим плоские слои без шира магнитного поля, ограничиваясь векторным потенциалом с единственной отличной от нуля компонентой  $A_z(x)$  ( $B_{x,z} = 0$ ) и функциями распределения  $f_\alpha(v, V_z)$ , удовлетворяющими уравнению (6.1) как функции инвариантов движения соответствующих частиц — величины скорости  $v$  и ее проекции на ось  $z$ , дополненной векторным потенциалом,  $V_z = v_z + e_\alpha A_z/(m_\alpha c)$ . (Рассматриваемые распределения частиц являются однозначными функциями указанных инвариантов на всем протяжении переходных слоев.) В этом случае токи текут вдоль оси  $z$ , а магнитное поле параллельно оси  $y$ . С учетом определения вектор-потенциала,  $B_y = -dA_z/dx$ , закон Ампера принимает вид уравнения Грэда – Шафранова [134; 246],

$$\frac{d^2 A_z}{dx^2} = -\frac{dU(A_z)}{dA_z}, \quad (6.2)$$

с потенциалом, определяемым газокинетическим давлением плазмы вдоль оси неоднородности  $x$ :

$$U(A_z) = 8\pi \sum_\alpha \int \frac{1}{2} m_\alpha v_x^2 f_\alpha d^3\vec{v}. \quad (6.3)$$

Решения этого уравнения допускают любые распределения частиц по скоростям  $v_y$ , отвечающие отсутствию тока вдоль оси  $y$ . Эти распределения не сказываются на структуре токового слоя и для определенности ниже выбраны максвелловскими. Уравнение (6.2) имеет первый интеграл, выражающий баланс давлений



магнитного поля и кинетического давления частиц в равновесных плоскостойких конфигурациях:  $B_y^2 + 2U = \text{const}$ .

Возьмем функции распределения электронов и ионов в виде

$$f_e(x, v, v_z) = N_e F_e(v) H\left(-v_z + \frac{e}{m_e c} A_z(x)\right) + n_{e0}(x) F_{e0}(v), \quad (6.4)$$

$$f_i(x, v, v_z) = N_i F_i(v) H\left(v_z + \frac{e}{m_i c} A_z(x)\right) + n_{i0}(x) F_{i0}(v), \quad (6.5)$$

где  $e$  — величина элементарного заряда, ионы предполагаются однозарядными,  $H(\xi)$  — ступенчатая функция Хевисайда, равная 1 при  $\xi > 0$  и 0 в противном случае, функции  $F_\alpha(v)$  нормированы на 1. Постоянные величины  $N_\alpha$  выражают концентрации токонесущих частиц вдали от слоя справа, в области  $x \rightarrow +\infty$ , где, как будет пояснено ниже,  $A_z(x) \rightarrow +\infty$  и, следовательно,  $H(\dots) = 1$ , т. е. плазма изотропна. Вдали от слоя слева, при  $x \rightarrow -\infty$  и  $A_z(x) \rightarrow -\infty$ , плазма отсутствует,  $H(\dots) = 0$ .

Функции  $F_{\alpha 0}(v)$  нормированы на единицу и отвечают не дающим вклада в ток фракциям электронов и ионов с концентрациями  $n_{\alpha 0}(x)$ , обеспечивающими электронейтральность плазмы. В рамках рассматриваемой стационарной задачи эти фракции, в общем случае анизотропные, должны удовлетворять уравнению (6.1) с заданным (внешним для них) полем  $\vec{B}(x)$ , а в остальном являются произвольными. Для простоты будем считать их холодными изотропными, хотя в реальных магнитослоях они могут обладать значительной кинетической энергией и во многом обуславливать имеющуюся там волновую турбулентность с разными масштабами вплоть до дебаевского. Последний будет предполагаться малым по сравнению с характерными гирорадиусами частиц токонесущих фракций, что в определенных условиях позволяет рассчитывать на сохранение рассматриваемой крупномасштабной структуры токового слоя и его квазинейтральности при учете указанной турбулентности, являющейся нестационарной и включающей электрические поля, в том числе невихревые и нарушающие квазинейтральность на достаточно малых масштабах.

Пусть для токонесущих фракций энергетические факторы  $F_{e,i}(v)$  в (6.4)–(6.5) являются для простоты максвелловскими с фиксированными температурами электронов и ионов  $T_{e,i}$  (в энергетических единицах):

$$F_\alpha(v) = (\pi v_\alpha^2)^{-3/2} \exp\left(-\frac{v^2}{v_\alpha^2}\right), \quad (6.6)$$

где  $v_\alpha = (2T_\alpha/m_\alpha)^{1/2}$ . (Как будет показано в разд. 6.5, качественные свойства токовых слоев не зависят от конкретного выбора изотропных факторов и представленное ниже решение может обобщено на произвольное энергетическое распределение частиц.) Введенная в (6.4)–(6.5) обрезка распределений Максвелла ступенчатой функцией Хевисайда — это способ их простейшей модификации, ведущей к созданию анизотропных функций распределения с ненулевым электрическим током, зависящих только от упомянутых инвариантов движения частиц,  $v$  и  $V_z$ , а следовательно, гарантированно удовлетворяющих кинетическим уравнениям (6.1). Наряду с указанными конкретными геометрическими и функциональными ограничениями на магнитное поле, плотности токов и распределения частиц по скоростям, следует подчеркнуть основные общие ограничения на получаемые ниже решения, а именно: их стационарность, бесстолкновительный характер плазмы, ее электронейтральность и наличие внешнего магнитного поля по крайней мере с одной стороны от согласованного распределенного токового слоя.

Потенциал Грэда – Шафранова (6.3) для случая функций (6.6) легко вычисляется и равен

$$U(A_z) = \sum_{\alpha=e,i} 2\pi N_\alpha T_\alpha \operatorname{erf}(a_\alpha), \quad (6.7)$$

где использована функция ошибок  $\operatorname{erf}(x) = 2\pi^{-1/2} \int_0^x \exp(-t^2) dt$  и введено обозначение  $a_\alpha = eA_z(x) / (m_\alpha v_\alpha c)$ , а выбор постоянных интегрирования согласован с калибровкой вектор-потенциала. Решения уравнения Грэда – Шафранова (6.2) зависят от произвольной постоянной  $U_0$ , которую будем полагать не меньшей максимума функции  $U(A_z)$ . Соответственно профили величины монотонно растущего магнитного поля и локализованной плотности тока параметрически описываются формулами

$$B(A_z) \equiv -B_y(A_z) = \left[ 2U_0 - \sum_{\alpha=e,i} 4\pi N_\alpha T_\alpha \operatorname{erf}(a_\alpha) \right]^{1/2}, \quad (6.8)$$

$$j_z(A_z) \equiv \frac{c}{4\pi} \frac{dU}{dA_z} = \sum_{\alpha=e,i} \frac{e}{\sqrt{4\pi}} N_\alpha v_\alpha \exp(-a_\alpha^2), \quad (6.9)$$

$$x(A_z) = \int_0^{A_z} \frac{dA'}{B(A')}. \quad (6.10)$$

Здесь условный центр слоя,  $A_z = 0$ , помещен для определенности в точку  $x = 0$  и использована положительная величина  $B = -B_y$ , поскольку не меняющая знак проекция магнитного поля  $B_y$  выбрана отрицательной. Профили концентрации анизотропных фракций электронов и ионов можно найти интегрированием их функций распределения (6.4)–(6.5) по пространству скоростей с подставленными максвелловскими функциями (6.6):

$$n_\alpha(A_z) = \frac{N_\alpha}{2} + \frac{N_\alpha}{2} \operatorname{erf}(a_\alpha). \quad (6.11)$$

Согласно формулам (6.8) и (6.11) выполняется соотношение баланса давлений, выражающее первый интеграл уравнения (6.2) для случая максвелловских распределений по энергиям:

$$\frac{B^2}{8\pi} + \sum_{\alpha=e,i} n_\alpha T_\alpha = \text{const.} \quad (6.12)$$

Для рассматриваемых нейтральных токовых слоев функции распределения электронов и протонов (6.4)–(6.5) должны удовлетворять условию

$$n_i + n_{i0} - n_e - n_{e0} = 0, \quad (6.13)$$

которое будем предполагать всегда выполненным за счет выбора профилей не несущих тока фракций  $n_{e,i0}(x)$ , согласованных с получающимися профилями (6.11) токонесущих фракций  $n_{e,i}(x)$ . Отметим, что при выборе противоположных знаков у проекции скорости  $v_z$  в аргументах функций Хевисайда для электронов и протонов, как в (6.4)–(6.5), и при условии равенства их концентраций вдали от слоя  $N_e = N_i$  подобная компенсация потребует только внутри слоя на масштабах, как будет видно ниже, порядка гирорадиуса частиц.

Полная поверхностная плотность тока, определяющая скачок магнитного поля при переходе через слой, равна

$$I_z = -\frac{c}{4\pi} B(x) \Big|_{-\infty}^{+\infty} = \frac{2c \sum_{\alpha} N_{\alpha} T_{\alpha}}{\left[ 2U_0 + 4\pi \sum_{\alpha} N_{\alpha} T_{\alpha} \right]^{1/2} + \left[ 2U_0 - 4\pi \sum_{\alpha} N_{\alpha} T_{\alpha} \right]^{1/2}}. \quad (6.14)$$

Случай малого скачка магнитного поля,  $B(-\infty) - B(\infty) \ll B(0) = (2U_0)^{1/2}$ , отвечает значениям  $U_0 \gg 2\pi \sum_{\alpha} N_{\alpha} T_{\alpha}$  и  $I_z \approx c \sum_{\alpha} N_{\alpha} T_{\alpha} / B(0) \ll (4\pi)^{-1} c B(0)$ ; случай большого скачка,  $B(\infty) \ll B(-\infty)$ , — значениям  $0 < U_0 - 2\pi \sum_{\alpha} N_{\alpha} T_{\alpha} \ll 4\pi \sum_{\alpha} N_{\alpha} T_{\alpha}$  и  $I_z \approx 2c \sum_{\alpha} N_{\alpha} T_{\alpha} / B(-\infty) \approx \sqrt{2} (4\pi)^{-1} c B(0)$ .

Степень анизотропии распределения частиц токонесущей фракции определим как

$$\tau_\alpha = 1 - \frac{\langle v_z^2 \rangle_\alpha - \langle v_z \rangle_\alpha^2}{\langle v_x^2 \rangle_\alpha}, \quad (6.15)$$

где угловые скобки обозначают усреднение в пространстве скоростей по функции распределения  $f_\alpha$ , даваемой (6.4) или (6.5):  $\langle \xi \rangle_\alpha = \int \xi f_\alpha(x, \vec{v}) d^3 \vec{v} / n_\alpha(x)$ . Вычисление для случая максвелловских энергетических факторов дает

$$\tau_\alpha(a_\alpha) = 2a_\alpha \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\exp(-a_\alpha^2)}{1 + \operatorname{erf}(a_\alpha)} + 2 \left[ \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\exp(-a_\alpha^2)}{1 + \operatorname{erf}(a_\alpha)} \right]^2 \equiv -\frac{1}{2} \frac{d^2}{da_\alpha^2} \ln n_\alpha. \quad (6.16)$$

На периферии слоя справа, при  $x \rightarrow +\infty$ , т. е. со стороны набегающего солнечного (звездного) ветра, где магнитное поле предполагается наименьшим, данная фракция плазмы изотропна,  $\tau_\alpha \rightarrow 0$ ; в центре анизотропия равна  $\tau_\alpha(0) = 2/\pi$ ; слева, при  $x \rightarrow -\infty$ , где  $A_z \rightarrow -\infty$  и концентрация частиц (6.11) крайне мала,  $n_\alpha \rightarrow 0$ , анизотропия максимальна,  $\tau_\alpha \rightarrow 1$ , поскольку имеются только частицы с большими положительными (для протонов (6.5)) или отрицательными (для электронов (6.4)) проекциями скорости на ось  $z$ . Знание характера анизотропии важно для анализа возможных неустойчивостей рассматриваемого токового слоя, прежде всего вейбелевской; они, однако, требуют специального исследования и не затрагиваются здесь.

Рис. 6.1 поясняет появление тока в плазме с функциями распределения (6.4)–(6.5) и конкретным выбором (6.6) функций  $F_{e,i}(v)$ . В точках пространства, где вектор-потенциал удовлетворяет неравенству  $m_e v_e < eA_z/c$ , функция распределения протонов (электронов) по проекции импульса  $p_z$  представляет собой максвелловскую функцию, у которой «обрезан» хвост, соответствующий значениям  $p_z < -eA_z/c$  ( $p_z > eA_z/c$ ). Поскольку на интервале  $-eA_z/c < p_z < eA_z/c$  функция симметрична, вклад в ток в данных точках дает только не скомпенсированная часть максвелловского распределения, показанная на рис. 6.1 красной заливкой (для электронов синей). Из рисунка понятно, что в этих точках пространства плотность тока протонов много больше плотности тока электронов, причем только при  $eA_z/c > m_i v_i$  плотность тока протонов становится много меньше ее максимального значения. Для точек, где  $0 < eA_z/c < m_e v_e$ , площадь синей области больше, чем красной, и вклад электронов является определяющим (при  $T_e \sim T_i$ ,  $N_e \sim N_i$ ), поскольку функция  $f_e(p_z)$  быстро нарастает при смещении вдоль оси  $p_z$  для значений  $p_z \gtrsim -m_e v_e$ .

### 6.3 Слой с однонаправленными токами частиц

Как следует из (6.14), вклад частиц той или иной фракции в полный ток определяется плотностью их кинетической энергии  $N_\alpha T_\alpha$ . Таким образом, если плотность энергии частиц одной фракции существенно превышает суммарную плотность энергии всех остальных, токовый слой можно считать однокомпонентным. Например, это может быть электронная фракция в солнечном ветре или ионная — в магнитослое Земли.

Рассмотрим случай, когда ток создается одной анизотропной компонентой, например протонной. Характерные профили интересующих нас физических величин (6.7)–(6.11) изображены на рис. 6.2. На всех рисунках (см. рис. 6.4–6.8) пространственные координаты будем нормировать на величину  $r_{L0} = (T_e m_e / U_0)^{1/2} c / e$  — гирорадиус теплового электрона в центре слоя.

Типичные орбиты протонов, составляющих слой, показаны на рис. 6.3. Поясним с его помощью физический смысл выбранных функций распределения частиц  $f_\alpha$ . Для этого подставим в (6.5) получившийся профиль (6.10)  $A_z(x)$ , представленный на рис. 6.2b, и проанализируем распределение частиц, составляющих слой, по проекции скорости  $v_z$  в разных точках пространства.

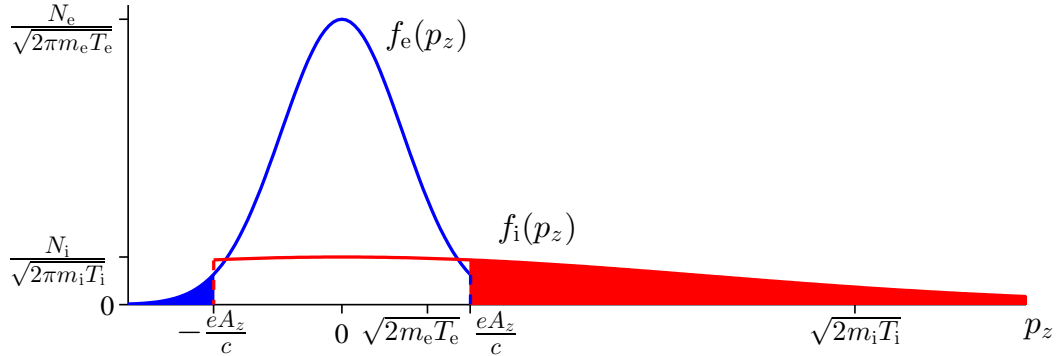


Рисунок 6.1 — Функции распределения по проекции импульса  $p_z$  для анизотропных фракций электронов и ионов (6.4)–(6.5) при фиксированной положительной величине  $eA_z/c$  порядка теплового импульса электронов  $m_e v_e \equiv (2m_e T_e)^{1/2}$ . Температура электронов вдвое меньше температуры ионов (протонов с модельной массой  $m_i = 18 m_e$ ), а их концентрации вдали от слоя выбраны одинаковыми:  $T_i = 2T_e$ ,  $N_e = N_i$ . Заливкой помечены дающие вклад в ток (не скомпенсированные) части обрезанных максвелловских распределений.

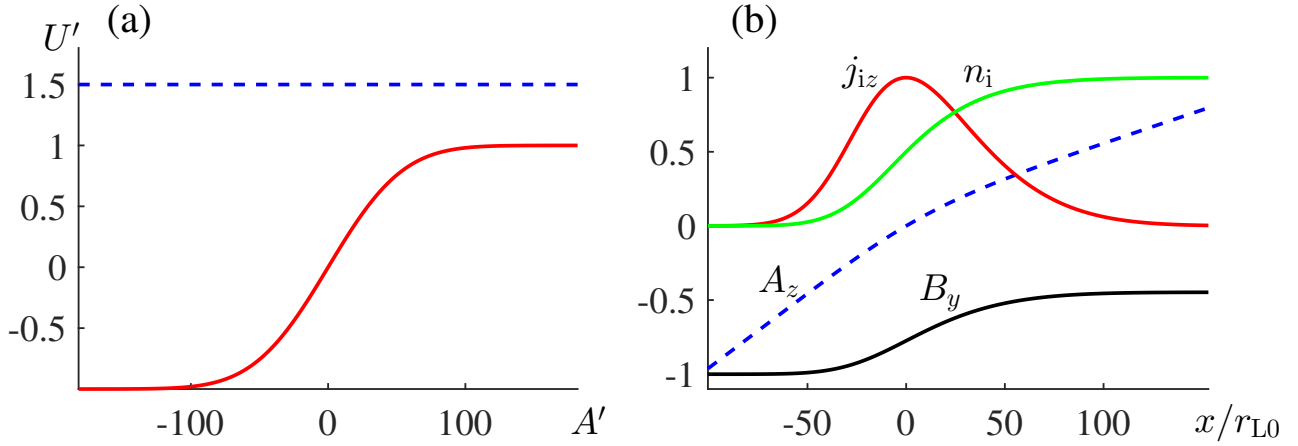


Рисунок 6.2 — Асимметричный токовый слой, созданный анизотропной фракцией протонов при  $N_i T_i \gg N_e T_e$ , когда током электронов можно пренебречь, и  $U_0 = 3\pi N_i T_i$ ,  $T_i = 2T_e$ . а) Потенциал Грэда – Шафранова (6.7) в безразмерных единицах,  $U' = U/(2\pi \sum N_\alpha T_\alpha)$ , в зависимости от безразмерного вектор-потенциала  $A' \equiv a_e = A_z e / (c\sqrt{2m_e T_e})$ . Штрихами показано значение  $U_0$ . б) Профили вектор-потенциала (синие штрихи), магнитного поля (черная кривая), плотности тока (красная) и концентрации анизотропной фракции протонов (зеленая), нормированные на максимальные абсолютные значения.

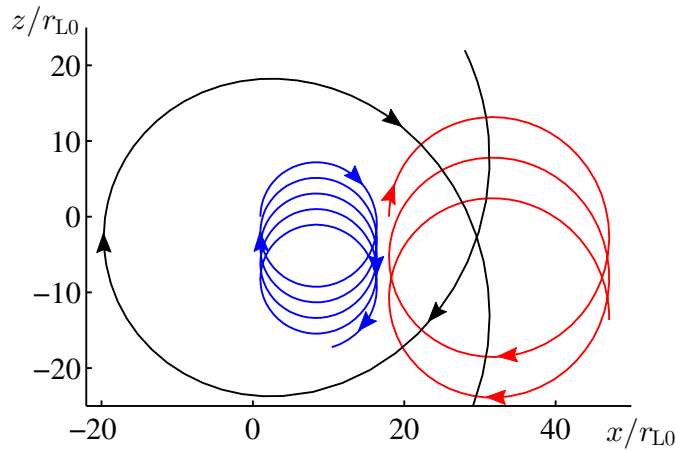


Рисунок 6.3 — Типичные орбиты протонов в асимметричном токовом слое, изображенном на рис. 6.2, при  $v_y = 0$ . Согласно функции распределения (6.5), в области  $x < 0$ , где  $A_z < 0$ , есть только протоны, движущиеся в положительном направлении оси  $z$ , тогда как в области  $x > 0$  в одной и той же точке имеются протоны с противоположными знаками проекций скорости  $v_z$ .

В заданном неоднородном магнитном поле с  $B_y(x) < 0$  протоны дрейфуют против оси  $z$ , вращаясь в плоскости  $xz$  по часовой стрелке, если смотреть в направлении оси  $y$ . Как следует из (6.5), в области  $x < 0$ , где  $A_z < 0$ , имеются только протоны с положительной проекцией скорости  $v_z > 0$  и нет частиц, траектории которых замыкались бы здесь. Это означает, что в область  $x < 0$  могут проникнуть только достаточно энергичные частицы, имеющие большие ларморовские радиусы (см. черную кривую на рис. 6.3). В области  $x > 0$ , где  $A_z > 0$ , могут находиться и низкоэнергичные протоны, движущиеся по квазизамкнутым окружностям малого радиуса и имеющие в некоторых точках области отрицательную проекцию скорости  $v_z < 0$  (синяя и красная кривые на рис. 6.3).

Траектории электронов из распределения (6.4), вращающихся по орбитам против часовой стрелки, сосредоточены в той же, правой области и отличаются только направлением дрейфа, который приводит к току того же направления, что у протонов. В случае низкой температуры электронов,  $T_e \ll T_i$ , их гирорадиусы и дрейфовые скорости малы настолько, что полный ток электронов много меньше тока протонов (при сравнимых концентрациях,  $N_e \sim N_i$ ).

Таким образом, распределения (6.4)–(6.5) действительно описывают границу в плазме, но в отличие от гидродинамических моделей такая граница не представляет собой настоящего, сингулярного разрыва: она проницаема для достаточно энергичных частиц — лишь бы такие существовали в распределении, задаваемом энергетическим фактором  $F_\alpha(v)$ . При этом ток различных фракций частиц согласован с их дрейфом в общем магнитном поле — внешнем плюс создаваемом каждой из фракций. Из сказанного ясно, что использование негладких функций распределения (6.4)–(6.5) для описания переходных токовых слоев вполне естественно. Отметим, что именно с анализа траекторий движения частиц и их согласования с собственным магнитным полем начиналось развитие кинетической теории токовых структур [239–241].

Для рассматриваемых токовых структур существенно, что, хотя входящие в выражения (6.7)–(6.8), (6.11) функции  $\operatorname{erf}(\dots)$  антисимметричны по  $A_z$ , масштабы их пространственной неоднородности пропорциональны фактору  $|dA_z/dx|^{-1} = 1/B(x)$  и потому не одинаковы по разные стороны от центра слоя, где плотность тока максимальна. Обозначим гирорадиус частицы в центре слоя за  $r_{\alpha 0} = (T_\alpha m_\alpha / U_0)^{1/2} c/e$  и определим пространственный масштаб неоднородности токового

слоя, сформированного отдельной фракцией, как

$$\ell_\alpha(x) \equiv |j_{\alpha z}| \cdot \left| \frac{dj_{\alpha z}}{dx} \right|^{-1} = \frac{r_{\alpha 0} B(0)}{2 B(x) |a_\alpha(x)|}. \quad (6.17)$$

Будем называть характерным масштабом  $\ell_\alpha^*$  величину  $\ell_\alpha(x)$  в точке, где плотность тока (6.9) выбранной фракции частиц спадает в  $\exp(1)$  раз, т. е. где  $a_\alpha = \pm 1$  соответственно для правого и левого склонов профиля плотности тока:

$$\frac{\ell_\alpha^*}{r_{\alpha 0}} = \frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{2\pi}{U_0} \sum_{\beta} N_\beta T_\beta \operatorname{erf} \left( \pm \frac{m_\alpha v_\alpha}{m_\beta v_\beta} \right) \right]^{-1/2}. \quad (6.18)$$

Поскольку  $U_0 \geq \sum_{\beta} 2\pi N_\beta T_\beta$  и  $|\operatorname{erf}(\dots)| < 1$ , справедливы оценки:

$$x \leq 0 \Rightarrow \frac{1}{2} > \frac{\ell_\alpha^*}{r_{\alpha 0}} > \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{2\pi}{U_0} \sum_{\beta} N_\beta T_\beta \right]^{-1/2} \geq \frac{1}{2\sqrt{2}}, \quad (6.19)$$

$$x \geq 0 \Rightarrow \frac{1}{2} < \frac{\ell_\alpha^*}{r_{\alpha 0}} < \frac{1}{2} \left[ 1 - \operatorname{erf}(1) \frac{2\pi N_\alpha T_\alpha}{U_0} - \frac{2\pi}{U_0} \sum_{\beta \neq \alpha} N_\beta T_\beta \right]^{-1/2}. \quad (6.20)$$

Если слой образован единственной фракцией  $\alpha$ , или  $N_\alpha T_\alpha \gg \sum_{\beta \neq \alpha} N_\beta T_\beta$ , выбрав величину  $U_0$  близкой к  $2\pi N_\alpha T_\alpha$ , получим для правого склона  $\ell_\alpha^*/r_{\alpha 0} \approx [4(1 - \operatorname{erf}(1))]^{-1/2} \approx 1.26$  и для левого  $-\ell_\alpha^*/r_{\alpha 0} \approx [4(1 + \operatorname{erf}(1))]^{-1/2} \approx 0.37$ . Таким образом, склоны токового слоя, создаваемого какой-либо одной фракцией частиц, нельзя сделать ни очень тонкими, ни очень толстыми в масштабе гирорадиусов тепловых частиц этой фракции. Полную толщину слоя тогда можно оценить как удвоенный гирорадиус частиц основной токонесущей фракции.

Исключение составляет только тривиальный случай, когда частицы какой-то фракции  $\alpha$  обладают большими тепловыми импульсами,  $m_\alpha T_\alpha \gg m_\beta T_\beta$ , по сравнению с частицами остальных токонесущих фракций с индексами  $\beta$ , но вследствие малого энергосодержания,  $N_\alpha T_\alpha \ll \sum_{\beta} N_\beta T_\beta$ , дают малый вклад в полный ток. Тогда, если внешнее магнитное поле в значительной мере компенсирует магнитное поле токового слоя на одном (правом) его краю, т. е.  $U_0 \approx 2\pi \sum_{\beta} N_\beta T_\beta$ , рассматриваемые высокоэнергичные частицы будут уходить далеко от центра слоя и характерный масштаб правого склона тока этой фракции (6.20) может стать много больше их гирорадиуса в центре слоя:  $\ell_\alpha^*/r_{\alpha 0} \approx [4(1 - \operatorname{erf}(1)) 2\pi N_\alpha T_\alpha / U_0]^{-1/2} \gg 1$ .



Из выражений (6.7)–(6.11) и (6.17) ясно, что пространственный масштаб полного токового слоя, создаваемого несколькими фракциями частиц, фактически определяется фракцией с наибольшим тепловым импульсом  $\sqrt{2m_\alpha T_\alpha}$ . В рассматриваемых нами условиях плазмы солнечного (звездного) ветра и магнитослоя выполнено соотношение  $m_e T_e \ll m_i T_i$ , поэтому крупномасштабная структура токового слоя будет определяться протонной компонентой, но в центре слоя скачок магнитного поля будет обеспечен узким слоем электронного тока. Как продемонстрировано на рис. 6.4 и 6.5, энергосодержание электронной фракции определяет согласно (6.14) относительную величину скачка магнитного поля на узком слое электронного тока в центре широкого токового слоя протонов. В случае сравнимых энергосодержаний фракций электронов и протонов,  $N_e T_e \sim N_i T_i$ , когда сравнимы их полные поверхностные плотности тока, объемная плотность тока электронов в центре слоя будет много больше объемной плотности тока протонов благодаря многократному отличию гирорадиусов этих частиц, см. рис. 6.4. Широкая и узкая компоненты тока могут быть образованы и частицами одной фракции плазмы, как показано ниже. При этом профиль тока каждой из фракций остается вполне универсальным. Отметим, что толщины токовых слоев протонов и

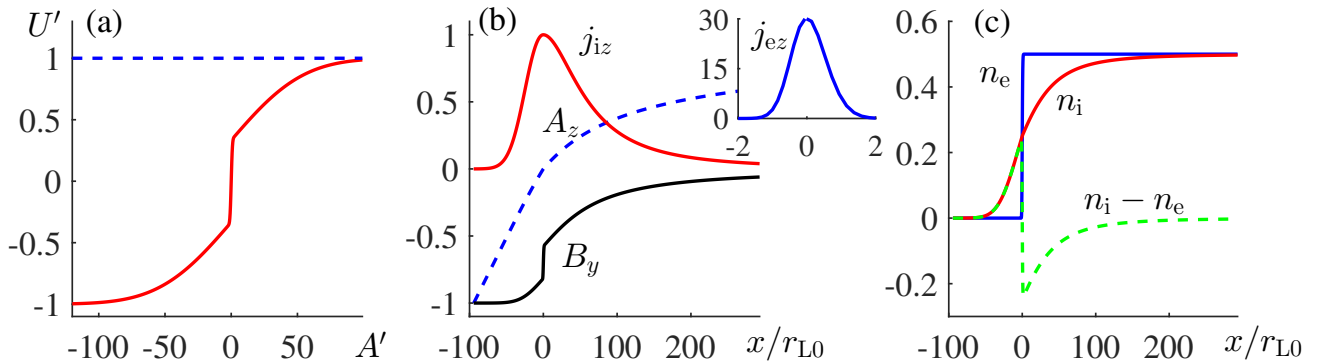


Рисунок 6.4 — Токовый слой со сравнимыми вкладами протонной и электронной фракций,  $N_i = N_e$ ,  $T_i = 2T_e$ , и величиной  $U_0 = 2\pi(N_e T_e + N_i T_i)$ , соответствующей задаче о границе замагниченной и не замагниченной плазмы. а) То же, что на рис. 6.2а. б) Профили вектор-потенциала (синяя штриховая кривая), магнитного поля (черная сплошная) и плотности тока протонов (красная), нормированные на максимальные абсолютные значения. На врезке синей кривой показана плотность тока электронов, нормированная на максимум плотности тока протонов. в) Нормированные на  $\sum N_\alpha$  профили концентрации анизотропных фракций протонов (красная кривая), электронов (синяя) и их разности (зеленая), определяющей плотность заряда токонесящих фракций.

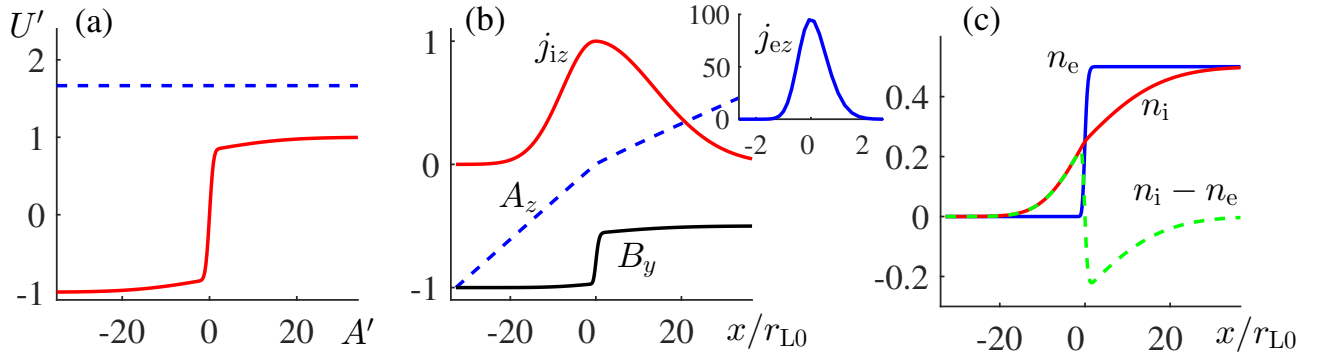


Рисунок 6.5 — Токовый слой с преимущественным вкладом электронной фракции,  $N_e = N_i$ ,  $T_e = 5T_i$ , и с величиной  $U_0 = 20\pi N_i T_i$ , соответствующей примерно двукратному различию величин магнитного поля по разные стороны слоя.

Обозначения те же, что на рис. 6.4.

характерные масштабы неоднородности их склонов на рис. 6.4 и 6.5 отличаются в несколько раз в согласии с (6.18), поскольку измеряются в единицах электронного гирорадиуса, а отношения температур электронов и протонов отличаются в 10 раз.

Повторим, что, согласно сказанному в начале разд. 6.2, во всех рассматриваемых случаях нескомпенсированный заряд токонесущих фракций (зеленые кривые на рис. 6.4с, 6.5с, 6.6с, 6.7с) предполагается нейтрализованным зарядом холодных изотропных фракций как в центральной части, так и на периферии слоя.

Токовые слои представленного типа могут быть связаны с границами различных магнитослоев, образованных солнечным ветром. Приведем оценки их ожидаемых параметров в случае электрон-протонной плазмы для следующих примеров, в которых для определенности значение магнитного поля в солнечном ветре предполагается слабым, т. е. положено  $U_0 \approx 2\pi(N_e T_e + N_i T_i)$ .

1. Ближайшая к Солнцу область магнитосферы Земли, модифицированная налетающим ветром, — головная ударная волна [24; 28; 249–251]:  $N_i = N_e \sim 20 \text{ см}^{-3}$ ,  $T_i \sim 2T_e \sim 30 \text{ эВ}$ , поле в центре слоя  $B(0) = \sqrt{2U_0} \sim 15 \cdot 10^{-5} \text{ Гс}$ , на его левом краю (под фронтом ударной волны)  $B(-\infty) = \sqrt{2}B(0) \sim 20 \cdot 10^{-5} \text{ Гс}$ , гирорадиусы электронов  $r_{L0} \sim 1 \text{ км}$  и протонов  $r_{L0} m_i v_i / (m_e v_e) \sim 50 \text{ км}$  в центре слоя, протонный радиус Дебая  $r_{di} = \sqrt{T_i / (2\pi e^2 N_i)} \sim 10 \text{ м}$ .
2. Приграничный слой магнитного облака, заполненного плазмой идвигающегося от Солнца сквозь окружающую плазму ветра, в районе орбиты Меркурия,  $r \sim 6 \cdot 10^7 \text{ км}$ , где оценка концентрации плазмы ветра [24; 252]  $N(r) = n_0 (r_\odot / r)^2 \exp(ar_\odot / r)$  при  $n_0 \sim 8 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ ,  $a \sim 6$ ,  $r_\odot \approx 7 \cdot 10^5 \text{ км}$

дает  $N \sim 80 \text{ см}^{-3}$ . Полагая  $T_i \sim T_e \sim 50 \text{ эВ}$ , получим поле в центре слоя  $B(0) = \sqrt{2U_0} \sim 40 \cdot 10^{-5} \text{ Гс}$ , на его левом краю (в магнитном облаке)  $B(-\infty) = \sqrt{2}B(0) \sim 60 \cdot 10^{-5} \text{ Гс}$ , гирорадиусы электронов  $r_{L0} \sim 0.5 \text{ км}$  и протонов  $\sim 25 \text{ км}$  в центре слоя, радиус Дебая  $r_{\text{di}} \sim 10 \text{ м}$ .

3. Область высоких корональных магнитных структур (арок), обдуваемых солнечным ветром [20; 24; 253; 254]:  $N_i = N_e \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e \sim T_i \sim 100 \text{ эВ}$ . Поле в центре слоя  $B(0) \sim 0.6 \text{ Гс}$  и на его левом краю (внутри арки)  $B(-\infty) = \sqrt{2}B(0) \sim 0.8 \text{ Гс}$ , гирорадиусы электронов  $r_{L0} \sim 0.5 \text{ м}$  и протонов  $\sim 20 \text{ м}$  в центре слоя, радиус Дебая  $r_{\text{di}} \sim 1 \text{ см}$ .

Согласно формулам (6.14), (6.18) в приведенных примерах 3 и 2 (или 1) магнитослоев в солнечном ветре толщины (удвоенные гирорадиусы токнесущих протонов), значения полной поверхностной плотности тока и соответствующие скачки магнитного поля отличаются на 4 порядка величины, в основном благодаря отличию концентрации плазмы на 7 порядков.

Учтем теперь дополнительную энергичную фракцию быстрых частиц, например протонов, имея в виду ее наличие в набегающем потоке солнечного ветра или же возможность появления в результате ускорения протонов на ударной волне, о чем свидетельствуют спутниковые наблюдения [24; 255; 256]. Для этого заменим в (6.5) фактор  $N_i F_i$  на сумму  $N_{i1} F_{i1} + N_{i2} F_{i2}$  и возьмем максвелловские функции  $F_{i1,2}(v)$  с различными температурами  $T_{i1,2}$ . В этом случае характер анизотропии плазмы усложняется (см. (6.21)–(6.22) ниже) и токовый слой, вообще говоря, является трехмасштабным (и по-прежнему асимметричным, как в разд. 6.3). Наибольший масштаб определяется гирорадиусом самой горячей фракции протонов, а наименьший масштаб, как и в разд. 6.3, — гирорадиусом электронов.

Впрочем, вклад электронов в ток и в скачок магнитного поля будет мал при  $N_{i1,2} T_{i1,2} \gg N_e T_e$ , и тогда слой получится двухмасштабным в виде двух вложенных один в другой слоев с суммой поверхностных плотностей тока, определяемой по формуле (6.14) суммой энергосодержаний обеих фракций протонов  $\sum_{\alpha} N_{\alpha} T_{\alpha}$  ( $\alpha = i1, i2$ ). Степень анизотропии (6.15) по сумме функций распределения этих фракций равна:

$$\tau(A_z) = \frac{1}{2} \frac{\left( \sum N_{\alpha} v_{\alpha} \frac{d}{da_{\alpha}} \text{erf } a_{\alpha} \right)^2}{\sum N_{\alpha} v_{\alpha}^2 (1 + \text{erf } a_{\alpha}) \sum N_{\alpha} (1 + \text{erf } a_{\alpha})} - \frac{1}{2} \frac{\sum N_{\alpha} v_{\alpha}^2 \frac{d^2}{da_{\alpha}^2} \text{erf } a_{\alpha}}{\sum N_{\alpha} v_{\alpha}^2 (1 + \text{erf } a_{\alpha})}. \quad (6.21)$$

В центре слоя она не превышает  $2/\pi$  и составляет

$$\tau(0) = \frac{2}{\pi} \frac{(\sum N_{\alpha} v_{\alpha})^2}{\sum N_{\alpha} v_{\alpha}^2 \sum N_{\alpha}}, \quad (6.22)$$

а в целом ее профиль, хотя и является двухмасштабным, качественно подобен профилю (6.16) в случае одной фракции.

Такой вариант может реализоваться, например, в магнитопаузе Земли с двумя фракциями протонов, где вклад электронов мал. Для примера используем следующие параметры плазмы и токового слоя [28; 249; 257; 258]:  $T_{i1} \sim T_{i2}/10 \sim 100$  эВ,  $T_e \sim 30$  эВ,  $N_e = (21/20)N_{i1} = 21N_{i2} \sim 100$  см<sup>-3</sup>. Тогда при  $U_0 \approx 2\pi(N_{i1}T_{i1} + N_{i2}T_{i2})$  получим поле в центре слоя  $B(0) \sim 60 \cdot 10^{-5}$  Гс и на его левом краю, под магнитопаузой,  $B(-\infty) = \sqrt{2}B(0) \sim 80 \cdot 10^{-5}$  Гс, гирорадиусы электронов  $r_{L0} \sim 300$  м и высокоэнергичных протонов  $\sim 80$  км в центре слоя, радиус Дебая  $r_{di} \sim 10$  м.

Если же вклад электронов существенен, как это может быть в магнитопаузе Сатурна, Юпитера или экзопланет [259–261], то в центре токового слоя появляется резкий скачок магнитного поля с третьим масштабом, определяемым гирорадиусом электронов, см. рис. 6.6. Как и для двух предыдущих рисунков в разд. 6.3, следует обратить внимание на многократное отличие масштабов области локализации и величин объемных плотностей тока электронов и протонов, обусловленное отличием их гирорадиусов и имеющее место даже при умеренной доли энергосодержания в электронах плазмы, а следовательно, при умеренном скачке магнитного поля в центре слоя. В таких токовых слоях распределение плотности плазмы может быть тоже трехмасштабным и в целом описывает уменьшение ее полной концентрации при переходе от слабого к сильному магнитному полю, как и должно быть в соответствии с условием баланса давлений (6.12), качественно подтверждаемым наблюдениями «слоя обеднения» в магнитопаузе [34; 255; 262]. При этом благодаря анизотропии плазмы и значительному и сильно локализованному току, особенно электронному, можно ожидать развития различных кинетических токовых неустойчивостей, которые требуют специального исследования (ср., например, [19; 23; 248; 263–265]). Подобные неустойчивости вряд ли возможны при дальнейшем продвижении вглубь магнитосферы (под магнитопаузой), где анизотропия и неоднородность концентрации плазмы уже не связаны с самосогласованными токами в ней, а определяются кинетикой, диффузией и дрейфом частиц в заданном неоднородном магнитном поле планеты.

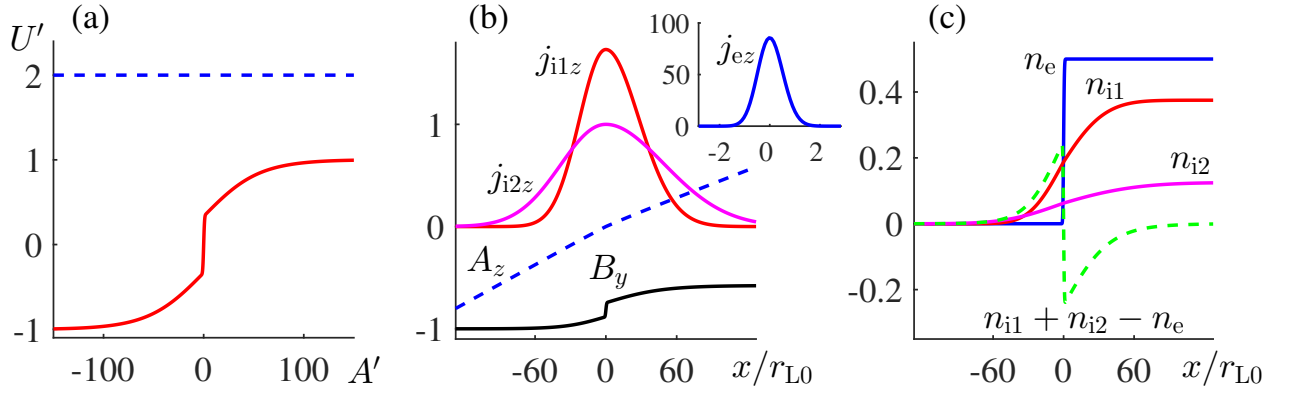


Рисунок 6.6 — Трехмасштабный токовый слой, созданный двумя анизотропными фракциями протонов с одинаковым энергосодержанием при  $N_{i1} = 3N_{i2}$ ,  $T_{i1} = T_{i2}/3$  и фракцией электронов с  $N_e T_e = N_{i1,2} T_{i1,2}$ ,  $N_e = N_{i1} + N_{i2}$ ,  $T_e = T_{i2}/4$  и величиной  $U_0 = 4\pi(N_{i1}T_{i1} + N_{i2}T_{i2} + N_e T_e)$ . а) То же, что на рис. 6.2а. б) Профили вектор-потенциала (синие штрихи), магнитного поля (черная кривая) и плотности тока протонов второй фракции (фиолетовая), нормированные на максимальные абсолютные значения. Красной кривой показана плотность тока протонов первой фракции, нормированная на максимум плотности тока протонов второй. На врезке синей кривой показана плотность тока электронов, нормированная на максимум плотности тока протонов второй фракции. в) Нормированные на  $\sum N_\alpha$  профили концентрации анизотропных фракций электронов (синяя кривая), протонов первой фракции (красная) и второй (фиолетовая), а также разности (зеленая) концентраций этих двух фракций и электронной фракции как характеристики общей плотности заряда токонесущих фракций.

## 6.4 Модели с противотоками частиц

Легко видеть, что в модели (6.4)–(6.5) направление плотности тока фракции частиц определяется знаком аргумента функции Хевисайда. Так, если сменить этот знак в выражении (6.4), ток электронов поменяет направление и в целом электроны и протоны будут двигаться в одну сторону, что соответствует общему движению плазмы. При этом все формулы (6.7)–(6.14) и (6.17)–(6.20) остаются верными с заменой  $N_e \rightarrow -N_e$  везде, кроме первого слагаемого,  $N_e/2$ , в формуле (6.11), а траектории электронов будут преимущественно сосредоточены в области  $x < 0$ ,  $A_z < 0$  (ср. с протонами, занимающими в основном область  $x > 0$  на рис. 6.3). Для того чтобы выполнить условие нейтральности (6.13), это разделение токнесущих зарядов должно быть компенсировано дополнительными, не создающими тока фракциями и на периферии слоя, при  $x \rightarrow \pm\infty$  (а не только вблизи его центра, как в рассматривавшихся ранее примерах на рис. 6.2, 6.4–6.6).

В этом случае, вследствие противоположных направлений электронных и протонных токов, полный ток (6.14), а следовательно, и величина скачка магнитного поля будут меньше. Вместе с тем профиль суммарной (объемной) плотности тока будет иметь два боковых экстремума

$$j_z(\pm A_0) = \frac{e}{\sqrt{4\pi}} N_e v_e \left( \frac{m_i T_i}{m_e T_e} - 1 \right) \exp \left( -\frac{e^2 A_0^2}{2m_e c^2 T_e} \right) \quad (6.23)$$

в точках, отвечающих значениям вектор-потенциала  $A_z(x) = \pm A_0$ , если

$$A_0^2 = \frac{2c^2}{e^2} m_e T_e \left( 1 - \frac{m_e T_e}{m_i T_i} \right)^{-1} \ln \left[ \frac{N_e}{N_i} \left( \frac{m_i}{m_e} \right)^2 \frac{v_i}{v_e} \right] > 0. \quad (6.24)$$

В этих точках плотность полного тока (6.23) примерно равна плотности протонного тока в центре,  $j_{iz}(0) = eN_i v_i / \sqrt{4\pi}$ , которая в типичных условиях много меньше величины плотности противоположно направленного электронного тока,  $j_{ez}(0) = -eN_e v_e / \sqrt{4\pi}$ .

С учетом сохранения электронейтральности на периферии токового слоя более естественным представляется наличие в распределениях (6.4)–(6.5) и электронной, и протонной фракций с противоположными знаками аргумента функций Хевисайда:

$$f_e(x, v, v_z) = \sum_{s=1,2} N_{es} F_{es}(v) H \left( (-1)^s \left[ v_z - \frac{e}{m_e c} A_z(x) \right] \right) + n_{e0}(x) F_{e0}(v), \quad (6.25)$$

$$f_i(x, v, v_z) = \sum_{s=1,2} N_{is} F_{is}(v) H \left( (-1)^{s+1} \left[ v_z + \frac{e}{m_i c} A_z(x) \right] \right) + n_{i0}(x) F_{i0}(v). \quad (6.26)$$

При этом все формулы (6.7)–(6.14) и (6.17)–(6.22) остаются верными с использованием суммирования по всем фракциям  $\alpha$ ,  $s$  и с заменой  $N_\alpha \rightarrow (-1)^{s+1} N_{\alpha s}$  везде, кроме формулы (6.11) и знаменателей в формуле (6.21), где у слагаемых с  $s = 2$  нужно изменить только знак аргумента функции  $\text{erf}(\dots)$ . Частицы фракций  $s = 1$  и  $s = 2$  расположены преимущественно по разные стороны токового слоя и создают противоположно направленные токи. По обе стороны вдали от слоя плазма обладает максвелловскими распределениями электронов и ионов, имеющими, вообще говоря, разные температуры и концентрации. В целом слой имеет два «протонных» ( $\alpha = i$ ) и два «электронных» ( $\alpha = e$ ) масштаба, которые определяются выражениями (6.17)–(6.18).

В общем случае подобных частично скомпенсированных токовых слоев благодаря противоположному направлению токов двух фракций электронов (или двух фракций протонов) анизотропия их распределений по скоростям понижена. Полная анизотропия протонов (электронов), в отличие от случаев (6.16) и (6.21), пренебрежимо мала по обе стороны вдали от слоя, а при нулевой величине плотности тока в его центре, когда  $\sum_s (-1)^{s+1} N_{\alpha s} v_{\alpha s} = 0$  ( $\alpha = i$  или  $e$ ), может оказаться равной там нулю, оставаясь значительной на склонах слоя.

При выполнении условий  $N_{es} = N_{is}$  заряды токнесущих фракций попарно компенсируют друг друга на периферии слоя. В частном случае одинаковых суммарных энергосодержаний фракций с  $s = 1$  и  $s = 2$ ,  $N_{e1} T_{e1} + N_{i1} T_{i1} = N_{e2} T_{e2} + N_{i2} T_{i2}$ , такой токовый слой отвечает локализованному возмущению магнитного поля,  $B_y(-\infty) = B_y(+\infty)$ , поскольку суммарный ток всех фракций (6.14) равен нулю. Более того, при выполнении условий  $N_{\alpha 1} T_{\alpha 1} = N_{\alpha 2} T_{\alpha 2}$  имеет место компенсация токов, создаваемых по отдельности фракциями электронов и протонов (см. рис. 6.7).

Профили суммарной плотности тока и электронов, и протонов для распределений (6.25)–(6.26) имеют два боковых экстремума (см. пример на рис. 6.7с,d) в соответствии с формулами (6.23)–(6.24), в которых нужно сделать замену индексов  $i \rightarrow \alpha 1$ ,  $e \rightarrow \alpha 2$ . Отсюда ясно, что локальный пространственный масштаб неоднородности суммарного токового слоя электронов или протонов может быть сделан заметно меньшим значения (6.18), т. е. гирорадиуса, в случае, когда ток определяется разностью фигурирующих в (6.9) функций  $\text{exp}(\dots)$  с близкими масштабами и амплитудами. При этом суммарный полный ток электронов или

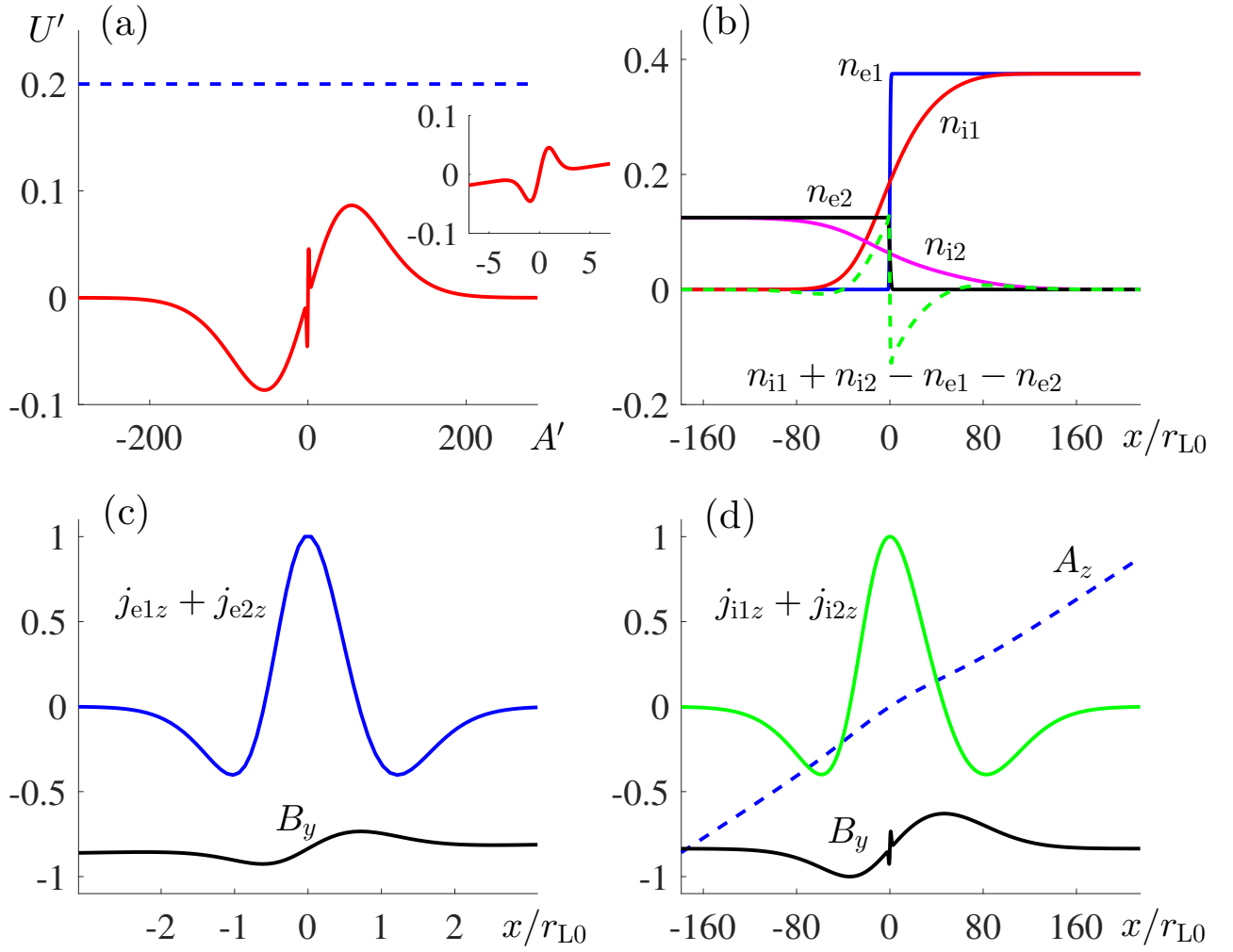


Рисунок 6.7 — Токовый слой, созданный двумя анизотропными фракциями протонов (теми же, что на рис. 6.6) и двумя — электронов, со сменой знака аргументов функций Хевисайда у вторых фракций протонов и электронов, причем  $N_{e1,2} = N_{i1,2}$ ,  $T_{e1,2} = T_{i1,2}/2$  и  $T_{e1} = T_{e2}/3$ , так что полный ток отсутствует:  $I_z \propto \sum (-1)^{s+1} N_{\alpha s} T_{\alpha s} = 0$ . а) То же, что на рис. 6.2а. На врезке увеличенный фрагмент. б) Нормированные на  $\sum N_{\alpha}$  профили концентрации электронов первой (синяя кривая) и второй (черная) фракций, протонов первой (красная) и второй (фиолетовая) фракций, а также разности концентраций всех протонов и всех электронов (зеленая), определяющей плотность заряда. в) Профили магнитного поля (черная кривая) и суммарной плотности тока электронов обеих фракции (синяя), нормированные на максимальные абсолютные значения. д) Профили вектор-потенциала (синяя штриховая кривая), магнитного поля (черная сплошная) и суммарной плотности тока протонов обеих фракций (зеленая), нормированные на максимальные абсолютные значения.



протонов будет много меньше, чем ток каждой из фракций  $s = 1$  и  $s = 2$ . Однако, сближая боковые экстремумы (6.23), собрать значительную долю тока на масштабе много меньше гирорадиуса невозможно, так как при выборе параметров таких, чтобы  $A_{\alpha 0} \rightarrow 0$ , оказывается и  $j_{\alpha z}(0) = [N_{\alpha 1}v_{\alpha 1} - N_{\alpha 2}v_{\alpha 2}] e/\sqrt{4\pi} \rightarrow j_{\alpha z}(\pm A_{\alpha 0})$ .

## 6.5 Обобщения модели токового слоя

Рассмотренная модель токового слоя допускает аналитическое обобщение в присутствии целого ряда дополнительных физических факторов.

Простейшее из них состоит в учете большего числа ионных фракций, например гелия и кислорода, различных по энергосодержанию, массам и зарядам частиц. Это достигается увеличением числа слагаемых в суммах (6.25), (6.26) и приводит к результатам, не отличающимся качественно от представленных на рис. 6.6, 6.7.

Другое обобщение модели можно получить, допустив сдвиги между центрами токовых слоев различных сортов частиц или их энергетических фракций. Для этого достаточно сместить аргументы отвечающих им функций Хевисайда в (6.25)–(6.26) на различные постоянные  $A_{\alpha s} = \text{const}$ , сделав замену  $A_z(x) \rightarrow [A_z(x) - A_{\alpha s}]$ . Очевидно, все формулы в предыдущих разделах этой главы останутся прежними с заменой  $a_\alpha \rightarrow a_{\alpha s} = e [A_z(x) - A_{\alpha s}] / (m_\alpha v_{\alpha s} c)$ . Пример получающегося многокомпонентного токового слоя приведен на рис. 6.8.

Подробно описанная выше модель токового слоя предполагала распределения Максвелла в качестве изотропных факторов в функциях (6.25)–(6.26). Хорошо известно, что бесстолкновительная плазма с высокой плотностью энергии часто демонстрирует существенные отклонения от максвелловских распределений частиц, обычно связанные со степенными хвостами их энергетического спектра. Например, в солнечном ветре такие спектры хорошо представляются каппа-распределением (см., например, [22; 23; 44; 45; 56; 266]). Записывая первый момент функций распределения общего вида (6.25)–(6.26), для плотности тока можно получить выражение

$$j_z(A_z) = \sum_{\alpha=e,i;s=1,2} (-1)^{s+1} 2\pi m_\alpha^3 e N_{\alpha s} \int_{|\tilde{a}_{\alpha s}|}^{+\infty} v F_{\alpha s}(v) \frac{v^2 - \tilde{a}_{\alpha s}^2}{2} dv, \quad (6.27)$$

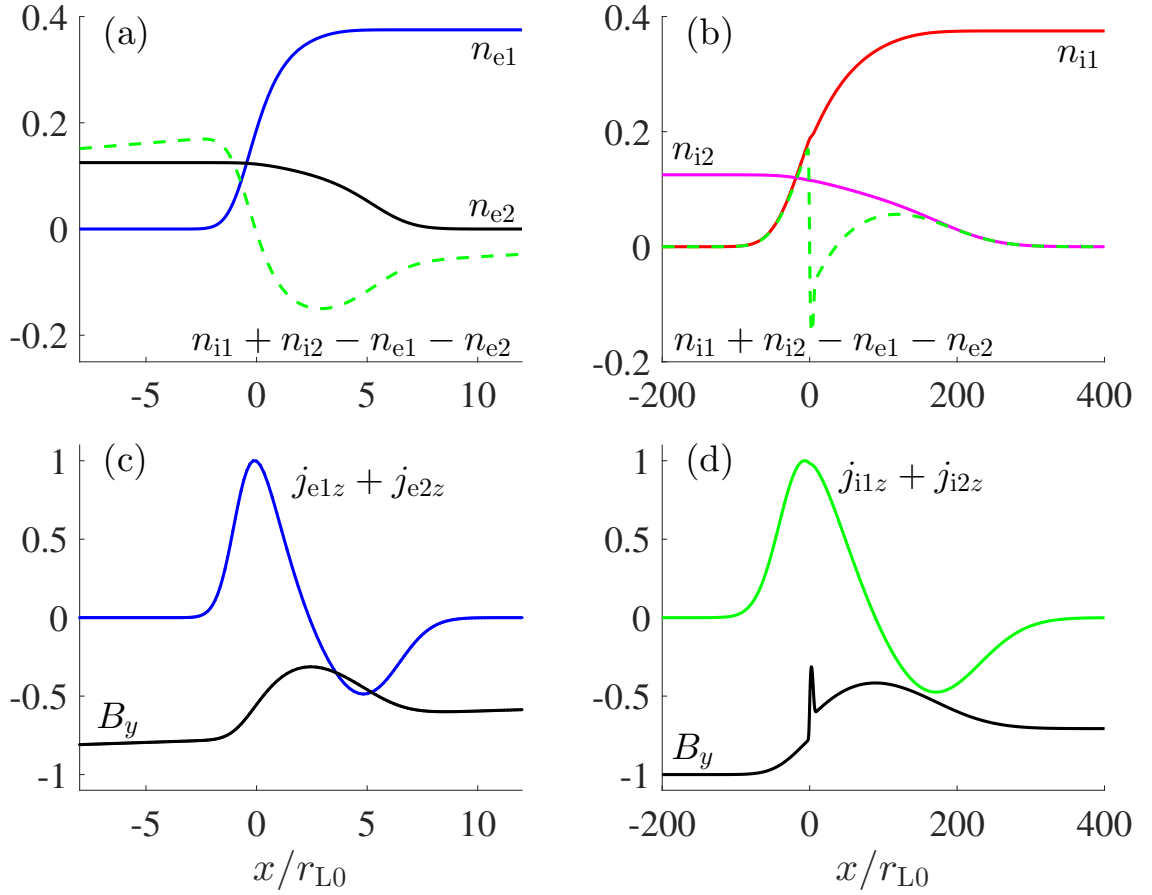


Рисунок 6.8 — Токовый слой, сформированный двумя парами фракций электронов и ионов при  $N_{e1,i1} = 3N_{e2,i2}$ ,  $N_{e1} = N_{i1}$ ,  $T_{e2,i2} = 2T_{e1,i1}$  и  $T_{i1} = 1.5T_{e1}$ .

Значение постоянной  $U_0 = 1.2\pi \sum N_{\alpha s} T_{\alpha s}$ , и добавлены постоянные сдвиги в аргументы функций Хевисайда:  $A_{i2} e/c = m_i v_{i2}$ ,  $A_{e2} e/c = 2m_e v_{e1}$  ( $A_{i1,e1} \equiv 0$ ).  
 а) Нормированные на  $\sum N_{\alpha}$  профили концентрации электронов первой (синяя кривая) и второй (черная) фракций электронов, а также разности концентраций всех протонов и всех электронов (зеленые штрихи), определяющей плотность заряда. б) Нормированные профили концентрации электронов первой (красная) и второй (фиолетовая) фракций протонов. Зеленые штрихи — то же, что на панели а. в) Профили магнитного поля (черная кривая) и суммарной плотности тока электронов обеих фракции (синяя), нормированные на максимальные абсолютные значения. д) Профили магнитного поля (черная кривая) и суммарной плотности тока протонов обеих фракции (зеленая), нормированные на максимальные абсолютные значения.

где  $\tilde{a}_{\alpha s} = [A_z(x) - A_{\alpha s}] e / (m_\alpha c)$ . Анализируя его вместе с подобными общими выражениями для потенциала Грэда – Шафранова, магнитного поля и концентрации плазмы, легко убедиться, что от конкретного вида энергетического распределения частиц (максвелловского, каппа- и других, в том числе релятивистских) зависят количественные, но не качественные свойства построенных слоев. Так, профиль плотности тока, создаваемого какой-то одной фракцией частиц, имеет единственный максимум (в точке  $\tilde{a}_{\alpha s}(x) = 0$ ) и убывает к нулю при  $x \rightarrow \pm\infty$ , относящееся к этой фракции слагаемое в потенциале ведет себя монотонно, профиль концентрации также монотонен и изменяется от заданного постоянного значения с одной стороны слоя до нуля с другой стороны. Примеры моделей с каппа-распределениями частиц по энергиям приведены в работе автора [67].

Учет возможного шира силовых линий магнитного поля нетрудно осуществить с использованием метода, развитого с участием автора в работах [62; 63; 134]. Легко видеть, что в случае функций распределения, представимых в виде суммы двух цилиндрически симметричных функций обобщенного импульса с ортогональными осями симметрии,

$$f_\alpha = f_\alpha^{(y)}\left(v, v_y + \frac{e_\alpha}{m_\alpha c} A_y\right) + f_\alpha^{(z)}\left(v, v_z + \frac{e_\alpha}{m_\alpha c} A_z\right), \quad (6.28)$$

соотношение, выражающее закон Ампера, распадается на два независимых уравнения типа Грэда – Шафранова,

$$\frac{d^2 A_{y,z}}{dx^2} = -\frac{dU^{(y,z)}}{dA_{y,z}}, \quad (6.29)$$

с потенциалами  $U^{(y,z)}(A_{y,z}) = 4\pi \sum_\alpha \int m_\alpha v_x^2 f_\alpha^{(y,z)} d^3\vec{v} + \text{const}$ . Таким образом, рассматривая суперпозиции (6.28) двух планарных слоев, взятых так, что магнитное поле одного из них направлено вдоль оси симметрии функции распределения частиц другого, можно получить широкий класс разнообразных самосогласованных токовых слоев с широм магнитного поля. Получающиеся в результате решения уравнений (6.29) структуры поля могут иметь довольно сложные пространственные профили шира, определяемые формой соответствующих потенциалов Грэда – Шафранова. Пример такой суперпозиции слоев для потенциала, детально рассмотренного в этой главе, показан на рис. 6.9. Примеры для других типов потенциала приведены в работах автора [62; 63]. Отметим, что бóльшая часть известных до сих пор аналитических моделей токовых слоев с широм силовых линий, например [267–270], оказываются частными случаями слоев построенного класса.

Для всех перечисленных обобщений аналитические решения уравнения (6.2) и расчет пространственной структуры токовых слоев не вызывают принципиальных трудностей и были осуществлены для ряда производящих примеров, подробное описание которых в диссертационной работе опущено.

Отметим, что исходная постановка задачи предполагает наличие внешнего магнитного поля, так что согласованный с ним (но не самосогласованный) токовый слой без шира силовых линий магнитного поля в рассмотренной одномерной конфигурации не может быть бессильным, т. е.  $[\vec{j}, \vec{B}] \neq 0$ , если он описывает переход между областями с различными значениями величины магнитного поля. При этом поверхностные плотность энергии магнитного поля и плотность энергии токонесущей плазмы для всего токового слоя могут быть одного порядка величины.

Наконец, заметим, что вопрос об устойчивости рассмотренных токовых слоев в значительной мере остается открытым, хотя отсутствие в них как локальной

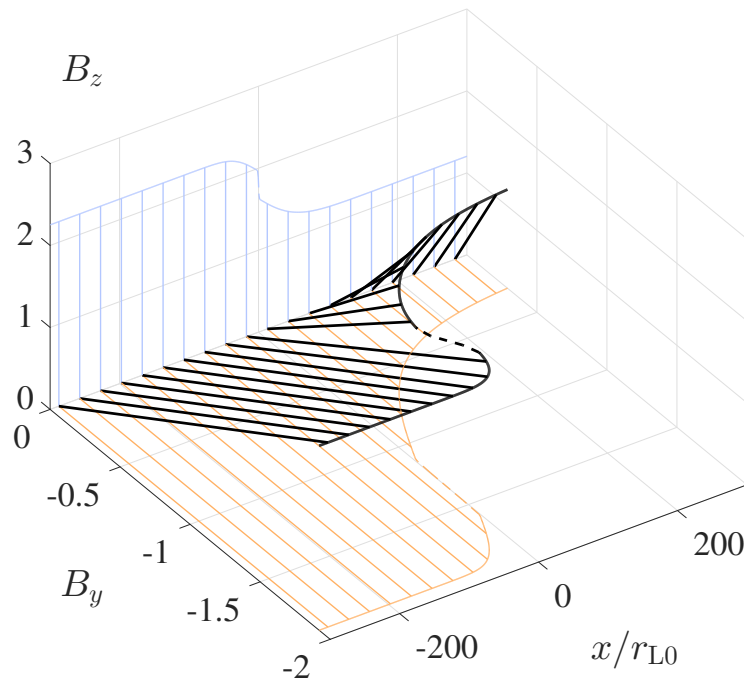


Рисунок 6.9 — Токовый слой с широм силовых линий магнитного поля (черные прямые), составленный из двух слоев с планарными магнитными полями,  $B_z$  и  $B_y$  (синие и оранжевые прямые), каждый из которых сформирован электронной и протонной фракциями частиц с функциями распределения (6.4)–(6.4) и максвелловскими энергетическими факторами (6.6). Для  $B_z$ -слоя  $U_0 = 3.6\pi \sum_{\alpha} N_{\alpha} T_{\alpha}$ , для  $B_y$ -слоя  $U_0 = 2.08 \sum_{\alpha} N_{\alpha} T_{\alpha}$ . Остальные параметры одинаковы:  $T_i = 2T_e$ ,  $N_i = N_e$ . Координата  $x$  нормирована на гирорадиус электрона в магнитном поле в центре  $B_y$ -слоя.

неустойчивости вейбелевского типа, так и глобальной неустойчивости было показано автором на ряде простейших примеров аналитически и численно.

## 6.6 Выводы

В этой главе предложена аналитическая модель магнитостатических токовых слоев в области головной ударной волны и магнитопаузы для различных конфигураций нерелятивистской бесстолкновительной плазмы, порождаемых звездным или солнечным ветром при обдувании магнитосфер планет (экзопланет), высоко расположенных корональных магнитных структур или магнитных облаков, контактирующих с областями слабо замагниченной плазмы и образующих магнитный переходный слой.

Для построения модели применен общий метод, предложенный в [134]. Функции распределения ионов и электронов брались в виде некоторой изотропной функции энергии частицы, умноженной на ступенчатую функцию Хевисайда от проекции обобщенного импульса на ось, определяемую направлением тока. При определенном выборе параметров плазмы такие токовые слои локализованы в пространстве и описывают переход между двумя областями бесстолкновительной плазмы с различными значениями магнитного поля на бесконечном удалении от слоя. Представлены результаты подробного анализа свойств этих слоев в случае, когда изотропные функции являются максвелловскими: приведены аналитические выражения в параметрической форме для объемной плотности тока и концентрации плазмы, степени анизотропии распределения частиц по импульсам, а также магнитного поля в случае нерелятивистской плазмы, состоящей из произвольного числа фракций частиц.

Показано, что качественные, общие свойства токовых слоев рассматриваемого класса не зависят от конкретного вида изотропной функции (максвелловского, каппа- и других, в том числе релятивистских). Получены выражения для плотности тока и концентрации частиц для важного случая, когда частицы в области изотропной плазмы имеют каппа-распределения по энергиям, широко применяемые сегодня для интерпретации данных наблюдений неравновесной космической плазмы в самых разных условиях.

Предлагаемые модели слоев допускают многократное немонотонное изменение магнитного поля и могут иметь асимметричные, многогорбые и знакопеременные профили плотности тока, причем величина магнитного поля и полная концентрация плазмы могут нарастать одновременно при смещении вглубь слоя. Токи различных фракций плазмы могут обладать разными масштабами и быть сдвинуты друг относительно друга в пространстве, при этом пространственные масштабы токового слоя, образованного какой-либо одной фракцией плазмы, оказываются порядка типичного гирорадиуса частиц этой фракции, а общая толщина слоя определяется величинами сдвигов между токами фракций с наибольшим энергосодержанием и типичными гирорадиусами частиц этих фракций.

На основе метода, развитого автором в работах [62; 63], построены слои с широм силовых линий магнитного поля как суперпозиции планарных слоев, взятых так, что магнитное поле одного из них направлено вдоль оси симметрии функции распределения частиц другого. Получающиеся в результате структуры поля могут иметь довольно сложные пространственные профили шири, определяемые формой соответствующих потенциалов Грэда – Шафранова.

Разработанные модели токовых слоев впервые дают детальное аналитическое описание структуры переходных магнитных слоев и магнитопауз, в том числе с широм силовых линий, на кинетических масштабах и с учетом сильно неравновесных фракций частиц с энергетическими распределениями, далекими от максвелловских.

В реальных условиях солнечного (звездного) ветра задача о магнитослое в целом, конечно, не является одномерной. Это обстоятельство, как и ряд других, прежде всего присутствие турбулентности, наличие поперечной к слою компоненты магнитного поля, движение плазмы через слой и вдоль него, могут значительно усложнять действительную картину пространственного распределения тока различных фракций плазмы на границах магнитослоя. Развитие предложенной модели токовых слоев в данных направлениях с целью учета тех или иных особенностей анизотропии, движения и пространственной неоднородности плазмы магнитослоя представляется весьма перспективным.

## Заключение

Основные результаты диссертационной работы заключаются в следующем.

1. С использованием численного моделирования методом частиц в ячейках процесса расширения бесстолкновительной лазерной плазмы с горячими электронами в холодную фоновую плазму определены условия возникновения и особенности эволюции слоя уплотнения на фронте электростатической ударной волны. Установлено, что возникновение этого слоя под действием электрического поля энергичных электронов в области фронта бегущей ударной волны изменяет характер генерируемых ионно-звуковых волн и сопровождается сложной, неламинарной кинетикой различных фракций ускоренных и тепловых ионов, в том числе отраженных от фронта. Показано, что длительное существование слоя уплотнения и его тонкая структура обусловлены согласованным отражением от него и прохождением сквозь него встречных потоков ионов фоновой и основной плазмы.
2. Установлена возможность и найдены основные закономерности вейбелевского механизма генерации магнитного поля при разлете полуцилиндрического плазменного сгустка с горячими электронами в холодную фоновую плазму, сопровождающей распад указанного сильного разрыва. За генерацию магнитного поля ответственна анизотропия распределения электронов, в основном обусловленная их расширением с существенным уменьшением тепловых скоростей в направлении нормали к фронту электростатической ударной волны при слабом уменьшении тепловых скоростей в поперечных направлениях. Сильное магнитное поле возникает в слое с наибольшей анизотропией под фронтом, захватывает всю область расширяющейся плазмы и на нелинейной стадии эволюции приобретает квазипериодическую модуляцию вдоль нормали к фронту, коррелирующую с модуляцией степени электронной анизотропии.
3. Для ряда существенно различных параметров начального ограниченного плоского слоя бесстолкновительной плазмы и параллельного его поверхности внешнего магнитного поля найдены закономерности деформации структуры магнитного поля и динамики разлета плазмы в вакуум из области с первоначально изотропно разогретыми электронами, имеющей

- вид длинного полуцилиндра, ось которого расположена на поверхности плазменного слоя. Выяснены особенности распада подобного неоднородно нагретого сильного разрыва и анизотропии возникающего распределения электронов по скоростям, обуславливающей вейбелевскую неустойчивость и переход до нескольких процентов энергии горячих электронов в энергию квазистатического магнитного поля. Показано, что степень нарушения симметрии разлета плазмы и его кумуляция, а также возникновение и деформация токовых структур всех масштабов существенно зависят от ориентации даже несильного однородного внешнего магнитного поля в плоскости, параллельной границе исходного разрыва в плазме.
4. Доказана возможность формирования и длительного сосуществования ортогональных токовых структур в соседствующих слоях холодной плазмы, пронизываемой потоком горячих электронов и имеющей монотонно спадающий профиль концентрации. Для широкой области параметров плазмы и потока инжектируемых электронов показано, что эти структуры возникают в результате развития вейбелевских неустойчивостей двух разных типов, связанных с качественно различными анизотропными распределениями электронов по скоростям.
  5. Выявлены свойства двухкомпонентной вейбелевской неустойчивости и эволюции порождаемого ей магнитного поля, происходящих в первоначально однородной бесстолкновительной плазме с одинаковыми (сравнимыми по величине) анизотропиями и энергосодержанием электронной и ионной компонент. Показано, что индукционное электрическое поле, возникающее благодаря затуханию созданного электронами мелкомасштабного магнитного поля, формирует долгоживущие токи ионов, которые со временем увеличивают свои масштабы, а связанное с ними магнитное поле в свою очередь создает соответствующие крупномасштабные токи электронов. При этом после остановки роста среднеквадратичной величины полного магнитного поля, в ходе ее дальнейшего медленного спада, экспоненциальный рост гармоник электронного и ионного токов на определенном этапе перед их насыщением сменяется на степенной и сверхэкспоненциальный соответственно, а само насыщение роста для длинноволновых гармоник происходит позднее, чем для коротковолновых.
  6. Определены законы нелинейной эволюции и затухания гармоник пространственных спектров магнитного поля и плотности тока, созданных



- в результате развития указанной двухкомпонентной вейбелевской неустойчивости. Показано, что они в значительной мере определяются совместным действием эстафетных процессов захвата электронов во все более крупномасштабные филаменты тока и диффузионного рассеяния ионов на квазимагнитостатической турбулентности, приводя к универсальному степенному закону спада компонента пространственного спектра магнитного поля (и тока) во времени с показателем, близким к  $5/2$ . При этом волновое число, отвечающее максимуму спектра магнитного поля и тока, уменьшается со временем приблизительно по корневому закону, а среднеквадратичная величина индукционного электрического поля спадает по степенному закону с показателем, близким к  $5/3$ . Аналитически найдены приближенный закон нелинейной эволюции плотности энергии магнитного поля данной турбулентности и условия подавления ионной вейбелевской неустойчивости замагничиванием электронов в самосогласованном поле.
7. Аналитически разработан обширный класс кинетических токовых слоев, описывающих структуру магнитопаузы — перехода между областями плазмы с разными величинами магнитного поля, концентрациями и эффективными температурами частиц. В этих слоях токи различных фракций плазмы могут обладать разными масштабами и быть сдвинуты друг относительно друга в пространстве, а пространственные масштабы токового слоя, образованного какой-либо одной фракцией плазмы, имеют порядок типичного гирорадиуса частиц этой фракции, тогда как общая толщина всей конфигурации определяется величинами сдвигов между токами фракций с наибольшим энергосодержанием и типичными гирорадиусами частиц этих фракций.
  8. Предлагаемые аналитические модели токовых слоев допускают немонотонное изменение величины магнитного поля и шир его силовых линий, а также могут иметь асимметричные, многогорбые и знакопеременные профили плотности тока, причем величина магнитного поля и полная концентрация плазмы могут нарастать одновременно при смещении вглубь слоя. Показано, что конкретный вид энергетического распределения частиц (максвелловский, каппа- и другие) не влияет на качественные, общие свойства токовых слоев рассматриваемого класса, в котором функ-

ции распределения частиц зависят только от инвариантов их движения, энергии и обобщенного импульса.

Автор выражает благодарность и большую признательность научному руководителю Кочаровскому Владимиру Владиленовичу за поддержку, помощь, обсуждение результатов и научное руководство.

## Список литературы

1. *Moiseev, S. S.* Collisionless shock waves in a plasma in a weak magnetic field / S. S. Moiseev, R. Z. Sagdeev // Journal of Nuclear Energy. Part C, Plasma Physics, Accelerators, Thermonuclear Research. 1963. Vol. 5, no. 1. P. 43–47.
2. Ion-acoustic shocks with self-regulated ion reflection and acceleration / M. A. Malkov [et al.] // Physics of Plasmas. 2016. Vol. 23, no. 4. P. 043105.
3. *Gurevich, A. V.* Jump discontinuity on the front of a rarefaction wave front in a plasma / A. V. Gurevich, A. P. Meshcherkin // Sov. Phys. JETP. 1981. Vol. 54, no. 4. P. 688–693.
4. *Gurevich, A. V.* Expanding self-similar discontinuities and shock waves in dispersive hydrodynamics / A. V. Gurevich, A. P. Meshcherkin // Sov. Phys. JETP. 1984. Vol. 60, no. 4. P. 732–740.
5. *Krasovsky, V. L.* Electrostatic solitary waves as collective charges in a magnetospheric plasma: Physical structure and properties of Bernstein–Greene–Kruskal (BGK) solitons / V. L. Krasovsky, H. Matsumoto, Y. Omura // Journal of Geophysical Research: Space Physics. 2003. Vol. 108, A3. P. 1117.
6. Observation of Collisionless Shocks in Laser-Plasma Experiments / L. Romagnani [et al.] // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 101, issue 2. P. 025004.
7. *Kato, T. N.* Electrostatic and electromagnetic instabilities associated with electrostatic shocks: Two-dimensional particle-in-cell simulation / T. N. Kato, H. Takabe // Physics of Plasmas. 2010. Vol. 17, no. 3. P. 032114.
8. Two-dimensional particle-in-cell simulation of the expansion of a plasma into a rarefied medium / G. Sarri [et al.] // New Journal of Physics. 2011. Vol. 13, no. 7. P. 073023.
9. *Медведев, Ю. В.* Нелинейные явления при распадах разрывов в разреженной плазме / Ю. В. Медведев. Москва : Физматлит, 2012. 344 с.
10. Time-Resolved Characterization of the Formation of a Collisionless Shock / H. Ahmed [et al.] // Phys. Rev. Lett. 2013. Vol. 110, issue 20. P. 205001.

11. Observation of magnetic field generation via the Weibel instability in interpenetrating plasma flows / C. M. Huntington [et al.] // *Nature Physics*. 2015. Vol. 11, no. 2. P. 173–176.
12. Relativistic Electron Streaming Instabilities Modulate Proton Beams Accelerated in Laser-Plasma Interactions / S. Göde [et al.] // *Physical Review Letters*. 2017. Vol. 118, no. 19.
13. Generation of magnetic fields behind the front of an electrostatic shock wave in a laser plasma / A. N. Stepanov, M. A. Garasev, V. V. Kocharovskiy, A. I. Korytin, Y. A. Mal'kov, A. A. Murzanev, A. A. Nechaev // 2018 International Conference Laser Optics (ICLO). Saint Petersburg, Russia : IEEE, 2018. P. 242. URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/8435840/> (visited on 05/29/2019).
14. Self-Organized KiloTesla Magnetic-Tube Array in an Expanding Spherical Plasma Irradiated by kHz Femtosecond Laser Pulses / S. Zhou [et al.] // *Physical Review Letters*. 2018. Vol. 121, no. 25. P. 255002.
15. Investigation of the instabilities of an expanding plasma created during ablation of solid targets by intense femtosecond laser pulses / A. N. Stepanov, M. A. Garasev, V. V. Kocharovskiy, A. I. Korytin, A. A. Murzanev, A. A. Nechaev, D. V. Kartashov, Z. A. Samsonova // Proceedings of 2020 International Conference Laser Optics (ICLO). Saint Petersburg, Russia : IEEE, 2020. P. 213.
16. Evidence of radial Weibel instability in relativistic intensity laser-plasma interactions inside a sub-micron thick liquid target / G. K. Ngirmang [et al.] // *Scientific Reports*. 2020. Vol. 10, no. 1. P. 9872.
17. Measurements of the Growth and Saturation of Electron Weibel Instability in Optical-Field Ionized Plasmas / C. Zhang [et al.] // *Physical Review Letters*. 2020. Vol. 125, no. 25. P. 255001.
18. The Generation of a Dense Hot Plasma by Intense Subpicosecond Laser Pulses / N. E. Andreev [et al.] // *High Temperature*. 2003. Vol. 41, no. 5. P. 594–608.
19. *Yoon, P. H.* Kinetic instabilities in the solar wind driven by temperature anisotropies / P. H. Yoon // *Reviews of Modern Plasma Physics*. 2017. Vol. 1, no. 1. P. 4.
20. *Степанов, А. В.* Магнитосферы активных областей Солнца и звёзд / А. В. Степанов, В. В. Зайцев. Москва : Физматлит, 2018. С. 392.

21. *Marsch, E.* Kinetic Physics of the Solar Corona and Solar Wind / E. Marsch // Living Reviews in Solar Physics. 2006. Vol. 3. P. 1.
22. Nonequilibrium Processes in the Solar Corona, Transition Region, Flares, and Solar Wind (Invited Review) / J. Dudík [et al.] // Solar Physics. 2017. Vol. 292, no. 8.
23. Temperature Anisotropy Instabilities Stimulated by the Solar Wind Suprathermal Populations / M. Lazar [et al.] // Frontiers in Astronomy and Space Sciences. 2022. Vol. 8. P. 777559.
24. *Веселовский, И. С.* Солнечный ветер и гелиосферное магнитное поле / И. С. Веселовский // Модель космоса : научно-информационное издание : в 2 т. Т. 1 / под ред. М. И. Панасюка, Л. С. Новикова. Москва : КДУ, 2007. С. 314–359.
25. *Komar, C. M.* Comparative analysis of dayside magnetic reconnection models in global magnetosphere simulations / C. M. Komar, R. L. Fermo, P. A. Cassak // Journal of Geophysical Research: Space Physics. 2015. Vol. 120, no. 1. P. 276–294.
26. Плазменная гелиогеофизика : монография : в 2 т. / под ред. Л. М. Зелёного, И. С. Веселовского. Москва : Физматлит, 2008. Гл. 3–5.
27. *Richardson, J. D.* Shocks and sheaths in the heliosphere / J. D. Richardson // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2011. Vol. 73, no. 11/12. P. 1385–1389.
28. *Heikkila, W. J.* Earth's Magnetosphere : Formed by the Low-Latitude Boundary Layer / W. J. Heikkila. Elsevier, 2011. P. 536.
29. Interaction between magnetic clouds and the heliospheric current sheet at 1AU as it is observed by one single observation point / J. J. Blanco [et al.] // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2011. Vol. 73, no. 11/12. P. 1339–1347.
30. High-latitude Conic Current Sheets in the Solar Wind / O. V. Khabarova [et al.] // The Astrophysical Journal. 2017. Vol. 836, no. 1. P. 108.
31. *Romashets, E. P.* Modeling of the magnetic field in the magnetosheath region / E. P. Romashets, S. Poedts, M. Vandas // Journal of Geophysical Research: Space Physics. 2008. Vol. 113, A2. A02203.

32. *Lopez, R. E.* The role of the bow shock in solar wind-magnetosphere coupling / R. E. Lopez, V. G. Merkin, J. G. Lyon // *Annales Geophysicae*. 2011. Vol. 29, no. 6. P. 1129–1135.
33. A model of the magnetosheath magnetic field during magnetic clouds / L. Turc [et al.] // *Annales Geophysicae*. 2014. Vol. 32, no. 2. P. 157–173.
34. *Izmodenov, V. V.* Three-dimensional kinetic – MHD model of the global heliosphere with the heliopause – surface fitting / V. V. Izmodenov, D. B. Alexashov // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. 2015. Vol. 220, no. 2. P. 32.
35. Kinetic models of magnetic flux ropes observed in the Earth magnetosphere / A. A. Vinogradov [et al.] // *Physics of Plasmas*. 2016. Vol. 23, no. 7. P. 072901.
36. *Komar, C. M.* The local dayside reconnection rate for oblique interplanetary magnetic fields / C. M. Komar, P. A. Cassak // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2016. Vol. 121, no. 6. P. 5105–5120.
37. Two-dimensional self-similar plasma equilibria / A. Lukin [et al.] // *Physics of Plasmas*. 2018. Vol. 25, no. 1. P. 012906.
38. *Tchekhovskoy, A.* Three-dimensional analytical description of magnetized winds from oblique pulsars / A. Tchekhovskoy, A. Philippov, A. Spitkovsky // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2016. Vol. 457, no. 3. P. 3384–3395.
39. Particle acceleration in axisymmetric pulsar current sheets / B. Cerutti [et al.] // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2015. Vol. 448, no. 1. P. 606–619.
40. Тонкие токовые слои в бесстолкновительной плазме: равновесная структура, плазменные неустойчивости и ускорение частиц / Л. М. Зелёный [и др.] // *Физика плазмы*. 2011. Т. 37, № 2. С. 137–182.
41. *Малова, Х. В.* Структура и динамика «хвоста» магнитосферы / Х. В. Малова, Л. М. Зелёный // *Плазменная гелиогеофизика : в 2 т. Т. 1. Москва : Физматлит, 2008. С. 434–459.*
42. *Somov, B. V.* *Plasma Astrophysics, Part II: Reconnection and Flares* / B. V. Somov. Second. New York : Springer, 2013. 506 p.
43. *Current Systems in Planetary Magnetospheres and Ionospheres* / W. Baumjohann [et al.] // *Space Science Reviews*. 2010. Vol. 152, no. 1–4. P. 99–134.

44. *Livadiotis, G.* Kappa Distributions: Theory and Applications in Plasmas / G. Livadiotis. Elsevier, 2017. P. 738.
45. *Pierrard, V.* Kappa Distributions: Theory and Applications in Space Plasmas / V. Pierrard, M. Lazar // Solar Physics. 2010. Vol. 267, no. 1. P. 153–174.
46. Magnetic field and particle measurements made by Voyager 2 at and near the heliopause / L. F. Burlaga [et al.] // Nature Astronomy. 2019. Vol. 3, no. 11. P. 1007–1012.
47. Crescent-Shaped Electron Distributions at the Nonreconnecting Magnetopause: Magnetospheric Multiscale Observations / B.-B. Tang [et al.] // Geophysical Research Letters. 2019. Vol. 46, no. 6. P. 3024–3032.
48. Current Sheet in a non-Maxwellian collisionless plasma: Self-consistent theory, simulation, and comparison with spacecraft observations / K. V. Malova [et al.] // Plasma Physics Reports. 2010. Vol. 36, no. 10. P. 841–858.
49. *Burch, J. L.* Magnetic reconnection at the dayside magnetopause: Advances with MMS / J. L. Burch, T. D. Phan // Geophys. Res. Lett. 2016. Vol. 43. P. 8327–8338.
50. Multiscale Currents Observed by MMS in the Flow Braking Region / R. Nakamura [et al.] // J. Geophys. Res. Space Phys. 2018. Vol. 123, no. 2. P. 1260–1278.
51. Electron Reconnection in the Magnetopause Current Layer / C. Norgren [et al.] // Journal of Geophysical Research: Space Physics. 2018. Vol. 123, no. 11. P. 9222–9238.
52. Magnetospheric Multiscale Dayside Reconnection Electron Diffusion Region Events / J. M. Webster [et al.] // Journal of Geophysical Research: Space Physics. 2018. Vol. 123, no. 6. P. 4858–4878.
53. Cluster observations of complex 3D magnetic structures at the magnetopause / P. Louarn [et al.] // Geophysical Research Letters. 2004. Vol. 31, no. 19. P. L19805.
54. Electron structure of the magnetopause boundary layer: Cluster/Double Star observations / M. W. Dunlop [et al.] // Journal of Geophysical Research: Space Physics. 2008. Vol. 113, A7. A07S19.

55. Characteristics of the Flank Magnetopause: THEMIS Observations / S. Haaland [et al.] // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2019. Vol. 124, no. 5. P. 3421–3435.
56. *Vasyliunas, V. M.* A survey of low-energy electrons in the evening sector of the magnetosphere with OGO 1 and OGO 3 / V. M. Vasyliunas // *Journal of Geophysical Research*. 1968. Vol. 73, no. 9. P. 2839–2884.
57. Особенности генерации бесстолкновительной электростатической ударной волны в плазме при лазерной абляции / М. А. Гарасёв, А. И. Корытин, В. В. Кочаровский, Ю. А. Мальков, А. А. Мурзанев, А. А. Нечаев, А. Н. Степанов // *Письма в ЖЭТФ*. 2017. Т. 105, вып. 3. С. 148–152.
58. Multiscale magnetic field structures in an expanding elongated plasma cloud with hot electrons subject to an external magnetic field / M. A. Garasev, A. A. Nechaev, A. N. Stepanov, V. V. Kocharovsky, V. V. Kocharovsky // *J. Plasma Phys.* 2022. Vol. 88, issue 3. P. 175880301.
59. Формирование и разлет токовых филаментов при распаде цилиндрической области плазмы с горячими электронами, нагретыми у поверхности раздела холодной плазмы и вакуума / А. Н. Степанов, М. А. Гарасёв, В. В. Кочаровский, В. В. Кочаровский, А. А. Нечаев // *Теплофизика высоких температур*. 2022. Т. 60, вып. 3. С. 325–330.
60. Насыщающее магнитное поле вейбелевской неустойчивости в плазме с бимаксвелловским и бикаппа-распределением частиц / А. А. Кузнецов, В. В. Кочаровский, В. В. Кочаровский, А. А. Нечаев, М. А. Гарасёв // *Физика плазмы*. 2022. Т. 48, вып. 9. С. 836–846.
61. Динамика самосогласованного магнитного поля и диффузионное рассеяние ионов в плазме с сильной анизотропией температуры / Л. В. Бородачёв, М. А. Гарасёв, Д. О. Коломиец, В. В. Кочаровский, В. Ю. Мартьянов, А. А. Нечаев // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2016. Т. 59, вып. 12. С. 1107–1117.
62. Analytical theory of neutral current sheets with a sheared magnetic field in collisionless relativistic plasma / V. V. Kocharovsky, V. V. Kocharovsky, V. Y. Martyanov, A. A. Nechaev // *Journal of Physics: Conference Series*. 2017. Vol. 932. P. 012019.



63. Токовые слои с широм силовых линий магнитного поля / В. В. Кочаровский, В. В. Кочаровский, В. Ю. Мартьянов, А. А. Нечаев // Известия Крымской астрофизической обсерватории. 2018. Т. 114, № 1. С. 75–80.
64. Аналитическая модель токовой структуры границы магнитослоя в бесстолкновительной плазме / В. В. Кочаровский, В. В. Кочаровский, В. Ю. Мартьянов, А. А. Нечаев // Письма в Астрономический журнал. 2019. Т. 45, вып. 8. С. 591–604.
65. Вейбелевский механизм генерации магнитного поля при расширении сгустка бесстолкновительной плазмы с горячими электронами / А. А. Нечаев, М. А. Гарасёв, В. В. Кочаровский, В. В. Кочаровский // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2019. Т. 62, вып. 12. С. 932–952.
66. Формирование слоя уплотнения в бесстолкновительной электростатической ударной волне при расширении горячей плотной плазмы в холодную и разреженную / А. А. Нечаев, М. А. Гарасёв, А. Н. Степанов, В. В. Кочаровский // Физика плазмы. 2020. Т. 46, вып. 8. С. 694–713.
67. *Кочаровский, В. В.* Аналитическая модель магнитопаузы в многокомпонентной бесстолкновительной плазме с каппа-распределением частиц по энергиям / В. В. Кочаровский, В. В. Кочаровский, А. А. Нечаев // ДАН. Физика, технические науки. 2021. Т. 496. С. 19–23.
68. Вейбелевская неустойчивость и деформация внешнего магнитного поля в области распада сильного разрыва в плазме с горячими электронами / М. А. Гарасёв, А. А. Нечаев, А. Н. Степанов, В. В. Кочаровский, В. В. Кочаровский // Геомагнетизм и аэрономия. 2022. Т. 62, вып. 3. С. 307–324.
69. Сосуществование ортогональных токовых структур и развитие разнотипных вейбелевских неустойчивостей в соседствующих областях переходного слоя плазмы с потоком горячих электронов / М. А. Гарасёв, В. В. Кочаровский, А. А. Нечаев, А. Н. Степанов, В. В. Кочаровский // Геомагнетизм и аэрономия. 2023. Т. 63, вып. 1. (В печати.)
70. *Nechaev, A.* PIC simulation and physical interpretation of the formation and evolution of an electrostatic shock in a collisionless plasma produced by a fs laser pulse / A. Nechaev, M. Garasev, V. Kocharovskiy // 2016 International

- Conference Laser Optics (LO). Saint Petersburg, Russia : IEEE, 2016. R5–14. URL: <http://ieeexplore.ieee.org/document/7549802/> (visited on 05/29/2019).
71. A dense layer formation in an electrostatic collisionless shock wave during the expansion of a hot dense plasma into a rarefied one / V. V. Kocharovsky, A. V. Mishin, A. A. Nechaev, M. A. Garasev, A. N. Stepanov, V. V. Kocharovsky // Солитоны, коллапсы и турбулентность: достижения, развитие и перспективы: IX международная конференция в честь 80-летнего юбилея академика РАН В. Е. Захарова. Ярославль, 5–9 августа 2019 г. : тез. докл. ЯрГУ ; Филигрань, 2019. С. 77–79. URL: <https://elibrary.ru/item.asp?id=38244519> (дата обр. 16.03.2020).
  72. Распад сильного разрыва в плазме и структура бесстолкновительной электростатической ударной волны / В. В. Кочаровский, В. В. Кочаровский, М. А. Гарасёв, А. А. Нечаев, А. Н. Степанов // «Нелинейные волны - 2020». XIX научная школа. Н. Новгород, 29 февраля – 6 марта 2020 г. : тез. докл. Н. Новгород : ИПФ РАН, 2020. С. 146. URL: <http://nonlinearwaves.sci-nnov.ru/publications.html> (дата обр. 18.02.2021).
  73. Генерация магнитного поля за фронтом бесстолкновительной ударной волны при разлете горячей плотной плазмы / А. А. Нечаев, М. А. Гарасёв, А. В. Степанов Мишин, А. Н., В. В. Кочаровский // V Международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии» ЛаПлаз-2019: Сб. науч. тр. Ч. 2. Москва : НИЯУ МИФИ, 2019. С. 89–90.
  74. Generation of magnetic fields in an expanding laser plasma with hot electrons / A. A. Nechaev, M. A. Garasev, A. N. Stepanov, A. V. Mishin, V. V. Kocharovsky // VII Int. Conf. "Frontiers of Nonlinear Physics" (FNP 2019) N. Novgorod – Saratov – N. Novgorod, June 28 – July 4, 2019 : Proc. N. Novgorod : IAP RAS, 2019. P. 209–210.
  75. Generation of magnetic field behind the front of a collisionless shock wave during the expansion of a laser plasma / A. A. Nechaev, M. A. Garasev, A. N. Stepanov, V. V. Mishin A. V. Kocharovsky // Int. Conference-School "Shilnikov WorkShop 2018". Nizhny Novgorod, December 17–18, 2018 : Book of Abstracts. N. Novgorod : Lobachevsky State University, 2018. P. 36.

76. Моделирование вейбелевской генерации магнитного поля в расширяющейся плазме с горячими электронами / А. А. Нечаев, М. В. Гарасёв, В. В. Кочаровский, А. Н. Степанов // Пятнадцатая ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной системе». Москва, 10–14 февраля 2020 г. : сб. тез. докл. Москва : ИКИ РАН, 2020. С. 330.
77. *Нечаев, А. А.* Генерация магнитного поля при разлете лазерной плазмы с горячими электронами / А. А. Нечаев // «Нелинейные волны - 2020». XIX научная школа. Н. Новгород, 29 февраля – 6 марта 2020 г. : тез. докл. Н. Новгород : ИПФ РАН, 2020. С. 178–179. URL: <http://nonlinearwaves.scinno.ru/publications.html> (дата обр. 18.02.2021).
78. Weibel instability in expanding plasma plume created by intense femtosecond laser pulses / A. N. Stepanov, M. A. Garasev, V. V. Kocharovsky, A. I. Korytin, A. A. Murzanev, A. A. Nechaev, D. V. Kartashov, Z. A. Samsonova // IV Int. Conf. on Ultrafast Optical Science "UltrafastLight-2020". Moscow, September 28 – October 2, 2020 : Book of Abstracts. Moscow, Russia : LLC "SAMPolygraphist", 2020. P. 55. URL: [https://ultrafastlight.ru/assets/files/bookofabstracts\\_ultrafastlight2020.pdf](https://ultrafastlight.ru/assets/files/bookofabstracts_ultrafastlight2020.pdf) (visited on 02/04/2021).
79. Влияние вейбелевской неустойчивости на деформацию внешнего и формирование собственного магнитного поля в области распада сильного разрыва в плазме с горячими электронами / В. В. Кочаровский, М. А. Гарасёв, А. А. Нечаев, А. Н. Степанов, В. В. Кочаровский // Шестнадцатая ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной системе». Москва, 8–12 февраля 2021 г. : сб. тез. докл. Москва : ИКИ РАН, 2021. С. 294. URL: <https://plasma2021.cosmos.ru/docs/2021/PLASMA-2021-AbstractBook-0202.pdf> (дата обр. 30.08.2021).
80. Dynamics of inhomogeneous plasma expansion in intense femtosecond laser-ablated aluminum plumes / A. Stepanov, M. Garasev, A. Korytin, V. Kocharovsky, Y. Mal'kov, A. Murzanev, A. Nechaev, D. Yashunin // 2016 International Conference Laser Optics (LO). Saint Petersburg, Russia : IEEE, 2016. R5–5. URL: <http://ieeexplore.ieee.org/document/7549793/> (visited on 05/29/2019).
81. Self-consistent magnetic field and plasma structures: From laboratory to cosmic phenomena beyond MHD approach / V. V. Kocharovsky, M. A. Garasev, V. V. Kocharovsky, A. A. Nechaev, M. V. Starodubtsev, A. N. Stepanov // 47th European Physical Society Conference on Plasma Physics (EPS 2021).

- Online, June 21–25, 2021: Abstracts. 2021. URL: <http://ocs.ciemat.es/EPS2021ABS/pdf/I3.404.pdf> (visited on 04/29/2021).
82. Multi-scale magnetic field structures in an expanding elongated plasma cloud with hot electrons subject to an external magnetic field / M. A. Garasev, A. A. Nechaev, A. N. Stepanov, V. V. Kocharovsky, V. V. Kocharovsky // Int. Conference-School "Shilnikov Workshop-2021". Nizhny Novgorod, 16–17 December, 2021 : Book of Abstracts. Lobachevsky State University, 2021. P. 10. URL: [http://www.shilnikov.unn.ru/doc/SHILNIKOV\\_WORKSHOP\\_2021\\_book.pdf](http://www.shilnikov.unn.ru/doc/SHILNIKOV_WORKSHOP_2021_book.pdf) (visited on 12/30/2021).
83. Дисперсионный анализ неустойчивости вейбелевского типа в модели корональной арки с анизотропным распределением горячих электронов по скоростям / В. В. Кочаровский, М. А. Гарасёв, Н. А. Емельянов, А. А. Нечаев, В. В. Кочаровский // Семнадцатая ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной системе». Москва, 7–11 февраля 2022 г. : сб. тез. докл. Москва : ИКИ РАН, 2022. С. 78. URL: [https://plasma2022.cosmos.ru/docs/2022/Plasma-2022-AbstractBook\\_v3.pdf](https://plasma2022.cosmos.ru/docs/2022/Plasma-2022-AbstractBook_v3.pdf) (дата обр. 07.02.2022).
84. Weibel-instability mechanism of a coronal mass ejection: analytical results for the growth rate and PIC-modeling of the nonlinear stage in the presence of an external magnetic field / V. Kocharovsky, M. Garasev, N. Emelyanov, V. Kocharovsky, A. Nechaev, V. Zaitsev // COSPAR 2022, 44th Scientific Assembly : Athens, Greece, July 16–24, 2022. 2022. URL: [https://www.cospar-assembly.org/admin/session\\_cospar.php?session=1048](https://www.cospar-assembly.org/admin/session_cospar.php?session=1048) (visited on 05/20/2022).
85. Coronal arch disruption and dispersion analysis of the Weibel instability in a magneto-active plasma with an anisotropic distribution of hot electrons / V. Kocharovsky, N. Emelyanov, M. Garasev, A. Nechaev, V. Kocharovsky // XXXIst International Astronomical Union General Assembly (IAUGA 2022). Busan, Republic of Korea, August 2–11, 2022 : Abstract Book. 2022. P. 1376. Abs. no. 3211.
86. On the way to a coronal arch disruption: Dispersion analysis of the Weibel instability in a magneto-active plasma with hot anisotropic electrons / V. Kocharovsky, N. Emelyanov, M. Garasev, A. Nechaev, V. Kocharovsky // XXXIst International Astronomical Union General Assembly (IAUGA 2022). Busan, Republic of Korea, August 2–11, 2022 : Abstract Book. 2022. P. 1369. Abs. no. 1303.

87. Weibel mechanism of a coronal arch disruption due to an anisotropic electron injection: Analytical theory and particle-in-cell modeling / V. Kocharovsky, N. Emelyanov, M. Garasev, V. Kocharovsky, A. Nechaev, V. Zaitsev // XXXIst International Astronomical Union General Assembly (IAUGA 2022). Busan, Republic of Korea, August 2–11, 2022 : Abstract Book. 2022. P. 324. Abs. no. 885.
88. Формирование и перестройка токовых структур в процессе разлёта горячих электронов из плотной в разреженную плазму / В. В. Кочаровский, М. А. Гарасёв, А. А. Нечаев, А. Н. Степанов, В. В. Кочаровский // Семнадцатая ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной системе». Москва, 7–11 февраля 2022 г. : сб. тез. докл. Москва : ИКИ РАН, 2022. С. 298. URL: [https://plasma2022.cosmos.ru/docs/2022/Plasma-2022-AbstractBook\\_v3.pdf](https://plasma2022.cosmos.ru/docs/2022/Plasma-2022-AbstractBook_v3.pdf) (дата обр. 07.02.2022).
89. Нелинейная стадия вейбелевской неустойчивости и согласованная эволюция токов электронов и ионов в плазме с анизотропией температуры / А. А. Нечаев, Л. В. Бородачев, М. А. Гарасёв, А. А. Беляев, В. В. Кочаровский, В. Ю. Мартьянов // «Нелинейные волны - 2018». XVIII научная школа. Н. Новгород, 26 февраля – 4 марта 2018 г. : тез. докл. молодых ученых. Н. Новгород : ИПФ РАН, 2018. С. 123.
90. Согласованная эволюция электронных и ионных токов при развитии вейбелевской неустойчивости в двухтемпературной плазме / А. А. Нечаев, Л. В. Бородачев, М. А. Гарасёв, Д. О. Коломиец, В. В. Кочаровский, В. Ю. Мартьянов // Тринадцатая ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной системе». Москва, 12–16 февраля 2018 г. : сб. тез. докл. Москва : ИКИ РАН, 2018. С. 369.
91. Long-term consistent evolution of electron and ion currents generated via the Weibel instability in a plasma with temperature anisotropy / V. V. Kocharovsky, A. A. Belyaev, L. V. Borodachev, M. A. Garasev, V. Y. Martyanov, A. A. Nechaev // 2nd Asia-Pacific Conference on Plasma Physics, Kanazawa, Japan, November 12–17, 2018 : Abstracts. AAPPS, 2018. URL: <http://aappsdp.org/DPP2018Program/pdf/L-O9.pdf> (visited on 04/26/2019).
92. Spatial spectrum of quasi-magnetostatic turbulence at the growth, saturation and decay phases of Weibel instability in collisionless plasma / V. V. Kocharovsky, V. V. Kocharovsky, V. Y. Martyanov, A. A. Nechaev // 2nd Asia-Pacific

- Conference on Plasma Physics, Kanazawa, Japan, November 12–17, 2018 : Abstracts. AAPPS, 2018. URL: <http://aappsdp.org/DPP2018Program/pdf/F-O12.pdf> (visited on 04/26/2019).
93. Электрон-ионная неустойчивость Вейбеля и квазимагнитостатические филаменты тока в звездном ветре / В. В. Кочаровский, Л. В. Бородачѐв, Д. О. Коломиец, В. В. Кочаровский, А. А. Нечаев // Четырнадцатая ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной системе». Москва, 11–15 февраля 2019 г. : сб. тез. докл. Москва : ИКИ РАН, 2019. С. 207.
  94. Long-term nonlinear dynamics of electron-ion Weibel instability in laser plasmas and stellar winds / V. V. Kocharovsky, L. V. Borodachev, M. A. Garasev, D. O. Kolomiets, A. A. Nechaev // 46th European Physical Society Conference on Plasma Physics (EPS 2019). Milan, Italy, July 8–12, 2019 : Abstracts. European Physical Society, 2019. URL: <http://ocs.ciemat.es/EPS2019ABS/pdf/O3.403.pdf> (visited on 04/26/2019).
  95. Evolution of the spatial spectra of the quasi-magnetostatic Weibel turbulence in an anisotropic collisionless plasma and the relayed particle magnetization / V. V. Kocharovsky, S. S. Annenkov, L. V. Borodachev, D. O. Kolomiets, V. V. Kocharovsky, A. A. Nechaev // Int. Conf. "Topological methods in dynamics and related topics. Shilnikov Workshop 2019". Nizhny Novgorod, 9–13 December, 2019 : Book of Abstracts. HSE University, Lobachevsky State University, 2019. P. 70–71. URL: [http://www.shilnikov.unn.ru/en/archive/workshop\\_2019](http://www.shilnikov.unn.ru/en/archive/workshop_2019) (visited on 08/30/2021).
  96. Эстафетный механизм насыщения и эволюции различных масштабов вейбелевской турбулентности / В. В. Кочаровский, Л. В. Бородачѐв, Д. О. Коломиец, В. В. Кочаровский, А. А. Нечаев // Пятнадцатая ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной системе». Москва, 10–14 февраля 2020 г. : сб. тез. докл. Москва : ИКИ РАН, 2020. С. 329.
  97. Quasi-linear approach in the theory of the Weibel instability in an anisotropic collisionless plasma: Nonlinear phenomena in the cases of one, two or several energetic modes / V. V. Kocharovsky, M. A. Garasev, A. A. Kuznetsov, A. A. Nechaev, V. V. Kocharovsky // Int. Conference-School "Shilnikov Workshop-2020". Nizhny Novgorod, 17–18 December, 2020 : Book of Abstracts. Lobachevsky State University, 2020. P. 35–36. URL: <http://www.shilnikov.unn.ru/en/main.html> (visited on 08/30/2021).

98. Вейбелевская эволюция квазимагнитостатической турбулентности в условиях сравнимого энергосодержания электронов и ионов: Анизотропия распределения частиц, их баунс-осцилляции и динамический спектр токов / В. В. Кочаровский, Л. В. Бородачев, М. А. Гарасёв, Д. О. Коломиец, А. А. Нечаев, В. В. Кочаровский // Шестнадцатая ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной системе». Москва, 8–12 февраля 2021 г. : сб. тез. докл. Москва : ИКИ РАН, 2021. С. 316. URL: <https://plasma2021.cosmos.ru/docs/2021/PLASMA-2021-AbstractBook-0202.pdf> (дата обр. 30.08.2021).
99. Насыщающее магнитное поле вейбелевской ТМ-неустойчивости и динамика её пространственного спектра для анизотропных максвелловских и каппа-распределений частиц в одно- и двумерных моделях / А. А. Кузнецов, М. А. Гарасёв, А. А. Нечаев, В. В. Кочаровский, В. В. Кочаровский // Семнадцатая ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной системе». Москва, 7–11 февраля 2022 г. : сб. тез. докл. Москва : ИКИ РАН, 2022. С. 321. URL: [https://plasma2022.cosmos.ru/docs/2022/Plasma-2022-AbstractBook\\_v3.pdf](https://plasma2022.cosmos.ru/docs/2022/Plasma-2022-AbstractBook_v3.pdf) (дата обр. 07.02.2022).
100. Saturated magnetic field of the Weibel TM-instability and dynamics of its spatial spectrum in a plasma with the anisotropic Kappa or Maxwellian distribution of electrons / V. Kocharovsky, A. Kuznetsov, M. Garasev, A. Nechaev, V. Kocharovsky // COSPAR 2022, 44th Scientific Assembly : Athens, Greece, July 16–24, 2022. 2022. URL: [https://www.cospar-assembly.org/admin/session\\_cospar.php?session=1044](https://www.cospar-assembly.org/admin/session_cospar.php?session=1044) (visited on 05/20/2022).
101. *Нечаев, А. А.* Возникновение и эволюция волны плотности при расширении горячей плазмы в разреженную ионизованную среду / А. А. Нечаев, М. А. Гарасёв, В. В. Кочаровский // XVII научная школа «Нелинейные волны - 2016». Н. Новгород, 27 февраля – 4 марта 2016 г. : тез. докл. молодых ученых. Н. Новгород : ИПФ РАН, 2016. С. 108.
102. Saturated magnetic field and dynamics of a spatial spectrum of the Weibel instability in an anisotropic wind plasma with a kappa particle distribution / V. Kocharovsky, M. Garasev, A. Kuznetsov, A. Nechaev, V. Kocharovsky // XXXIst International Astronomical Union General Assembly (IAUGA 2022). Busan, Republic of Korea, August 2–11, 2022 : Abstract Book. 2022. P. 927. Abs. no. 1304.

103. Variety of self-consistent magnetic field structures in a collisionless plasma: exact solutions to a nonlinear many-particle relativistic problem / V. V. Kocharovsky, V. V. Kocharovsky, V. Y. Martyanov, A. A. Nechaev, S. V. Tarasov // VI Int. Conf. "Frontiers of Nonlinear Physics" (FNP 2016). N. Novgorod – St. Petersburg – N. Novgorod, Russia, July 17–23, 2016 : Proc. N. Novgorod : IAP RAS, 2016. 340 p.
104. Analytical theory of neutral current sheets with a sheared magnetic field in collisionless relativistic plasma / V. V. Kocharovsky, V. V. Kocharovsky, V. Y. Martyanov, A. A. Nechaev // Physics of Neutron Stars - 2017. 50 years after the Pulsar Discovery : Int. Conf. : St. Petersburg, Russia, July 10–14, 2017 : Book of Abstracts / ed. by D. A. B. [ al.] St. Petersburg : SINEL, 2017. P. 89.
105. Current sheets with a sheared magnetic field: From analytical modeling to applications / V. V. Kocharovsky, V. V. Kocharovsky, V. Y. Martyanov, A. A. Nechaev // Всероссийская астрономическая конференция - 2017. «Астрономия: познание без границ». Ялта, респ. Крым, 17–22 сентября 2017 г. : сб. тез. Ялта : КрАО РАН, 2017. С. 62.
106. Новый класс токовых слоев с широм магнитного поля / В. В. Кочаровский, В. В. Кочаровский, В. Ю. Мартьянов, А. А. Нечаев // Тринадцатая ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной системе». Москва, 12–16 февраля 2018 г. : сб. тез. докл. Москва : ИКИ РАН, 2018. С. 260. URL: <https://plasma2018.cosmos.ru/docs/abstract-book-plasma2018.pdf> (дата обр. 27.05.2019).
107. Analytical theory of neutral current sheets with a sheared magnetic field separating homogeneously magnetized plasma regions / A. A. Nechaev, V. V. Kocharovsky, V. V. Kocharovsky, V. Y. Martyanov // 2nd Asia-Pacific Conference on Plasma Physics, Kanazawa, Japan, November 12–17, 2018 : Abstracts. AAPPS, 2018. URL: <http://aappsdp.org/DPP2018Program/pdf/SAP-7.pdf> (visited on 04/26/2019).
108. Kinetic nonlinear theory of the current structure of a magnetopause / V. V. Kocharovsky, V. V. Kocharovsky, V. Y. Martyanov, A. A. Nechaev // VII Int. Conf. "Frontiers of Nonlinear Physics" (FNP 2019) N. Novgorod – Saratov – N. Novgorod, June 28 – July 4, 2019 : Proc. N. Novgorod : IAP RAS, 2019. P. 206–207.



109. Analytical model of a current sheet at a magnetosheath's boundary in a collisionless plasma / V. V. Kocharovsky, V. V. Kocharovsky, V. Y. Martyanov, A. A. Nechaev // 46th European Physical Society Conference on Plasma Physics (EPS 2019). Milan, Italy, July 8–12, 2019 : Abstracts. European Physical Society, 2019. URL: <http://ocs.ciemat.es/EPS2019ABS/pdf/P4.4016.pdf> (visited on 04/26/2019).
110. Одномерная модель магнитопаузы с произвольными энергетическими функциями распределения частиц / В. В. Кочаровский, В. В. Кочаровский, В. Ю. Мартьянов, А. А. Нечаев // Пятнадцатая ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной системе». Москва, 10–14 февраля 2020 г. : сб. тез. докл. Москва : ИКИ РАН, 2020. С. 326.
111. One-dimensional model of a magnetic transition layer in a multicomponent collisionless plasma with a kappa energy distribution of particles / V. V. Kocharovsky, V. V. Kocharovsky, A. A. Nechaev, S. V. Tarasov // Int. Conference-School "Shilnikov Workshop-2020". Nizhny Novgorod, 17–18 December, 2020 : Book of Abstracts. Lobachevsky State University, 2020. P. 36–37. URL: <http://www.shilnikov.unn.ru/en/main.html> (visited on 08/30/2021).
112. Density bump formation at the front of a collisionless electrostatic shock wave in a laser ablated plasma / M. A. Garasev, V. V. Kocharovsky, A. A. Nechaev, A. N. Stepanov // Int. Symp. Topical Problems of Nonlinear Wave Physics (NWP-2017), Moscow – St. Petersburg, Russia, July 22–28, 2017 : Proc. N. Novgorod : IAP RAS, 2017. P. 166.
113. Аналитическая модель магнитопаузы при наличии противотоков компонент плазмы с произвольными энергетическими распределениями частиц / А. А. Нечаев, М. А. Гарасёв, А. А. Мишин, С. В. Тарасов, В. В. Кочаровский, В. В. Кочаровский // Шестнадцатая ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной системе». Москва, 8–12 февраля 2021 г. : сб. тез. докл. Москва : ИКИ РАН, 2021. С. 307. URL: <https://plasma2021.cosmos.ru/docs/2021/PLASMA-2021-AbstractBook-0202.pdf> (дата обр. 30.08.2021).
114. Analytical theory of a self-consistent magnetopause in a collisionless plasma / V. Kocharovsky, V. Kocharovsky, V. Martyanov, A. Nechaev // APS March Meeting 2021. Virtual; March 15–19, 2021 : Bulletin of the American Physical Society. 2021. URL: <https://meetings.aps.org/Meeting/MAR21/Session/J21.10> (visited on 08/30/2021).

115. *Nechaev, A.* Analytical model of a magnetopause with countercurrents: multi-component plasma with arbitrary particle energy distributions / A. Nechaev, V. Kocharovsky, V. Kocharovsky // EGU General Assembly 2021. Online, 19–30 April 2021. Geophysical Research Abstracts. 2021. EGU21–11963.
116. Analytical theory of a magnetopause with an arbitrary energy distribution of particles and a shear of magnetic field lines / V. Kocharovsky, V. Kocharovsky, M. Garasev, V. Martyanov, A. Nechaev // 5th Asia-Pacific Conference on Plasma Physics, Online, 26 September – 1 October, 2021 : Abstracts. AAPPS, 2021. URL: <http://aappsdpp.org/DPP2021/SG/5469.pdf> (visited on 03/29/2022).
117. An advanced model of a magnetopause: analytical description of the co- and counter-currents and PIC-simulations of stability in the plasmas with Maxwellian and Kappa particle distributions / V. Kocharovsky, V. Kocharovsky, M. Garasev, V. Martyanov, A. Nechaev // COSPAR 2022, 44th Scientific Assembly : Athens, Greece, July 16–24, 2022. 2022. URL: [https://www.cospar-assembly.org/admin/session\\_cospar.php?session=1053](https://www.cospar-assembly.org/admin/session_cospar.php?session=1053) (visited on 05/20/2022).
118. Analytical model of a multicomponent exoplanet magnetopause with variable particle distributions / V. Kocharovsky, M. Garasev, V. Martyanov, A. Nechaev, V. Kocharovsky // XXXIst International Astronomical Union General Assembly (IAUGA 2022). Busan, Republic of Korea, August 2–11, 2022 : Abstract Book. 2022. P. 323. Abs. no. 887.
119. Formation of a density bump at the front of a collisionless shock wave during the expansion of a laser plasma / A. V. Mishin, A. A. Nechaev, M. A. Garasev, A. N. Stepanov, V. V. Kocharovsky // Int. Conference-School "Shilnikov WorkShop 2018". Nizhny Novgorod, December 17–18, 2018 : Book of Abstracts. N. Novgorod : Lobachevsky State University, 2018. P. 33–34.
120. Формирование горба плотности на фронте бесстолкновительной ударной волны при разлете горячей плотной плазмы в разреженную / А. В. Мишин, А. А. Нечаев, М. А. Гарасёв, А. Н. Степанов, В. В. Кочаровский // V Международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии» ЛаПлаз-2019: Сб. науч. тр. Ч. 2. Москва : НИЯУ МИФИ, 2019. С. 87–88.

121. Возникновение горба плотности на фронте бесстолкновительной ударной волны при разлете горячей плотной плазмы в холодную разреженную / А. В. Мишин, А. А. Нечаев, М. А. Гарасёв, А. Н. Степанов, В. В. Кочаровский // 24-я Нижегородская сессия молодых ученых (технические, естественные, математические науки). Н. Новгород, 21–24 мая 2019 г. : материалы докл. Н. Новгород : НРЛ, 2019. С. 115. URL: <https://elibrary.ru/item.asp?id=40453815> (дата обр. 23.10.2019).
122. Density bump formation at the front of a collisionless shock wave during the expansion of a laser plasma / A. V. Mishin, A. A. Nechaev, M. A. Garasev, A. N. Stepanov, V. V. Kocharovsky // VII Int. Conf. "Frontiers of Nonlinear Physics" (FNP 2019) N. Novgorod – Saratov – N. Novgorod, June 28 – July 4, 2019 : Proc. N. Novgorod : IAP RAS, 2019. P. 208.
123. *Balogh, A.* Physics of Collisionless Shocks: Space Plasma Shock Waves / A. Balogh, R. Treumann. New York : Springer, 2013. 500 p. (ISSI Scientific Report Series).
124. *Арцимович, Л. А.* Физика плазмы для физиков / Л. А. Арцимович, Л. А. Сагдеев. Москва : Атомиздат, 1979. 317 с.
125. *Sultana, S.* Electrostatic shock dynamics in superthermal plasmas / S. Sultana, G. Sarri, I. Kourakis // Physics of Plasmas. 2012. Vol. 19, no. 1. P. 012310.
126. A study of the early-stage evolution of relativistic electron-ion shock using three-dimensional particle-in-cell simulations / E. J. Choi [et al.] // Physics of Plasmas. 2014. Vol. 21, no. 7. P. 072905.
127. Электродинамика плазмы / под ред. А. И. Ахиезера. Москва : Наука, 1974. 720 с.
128. *Незлин, М. В.* Динамика пучков в плазме / М. В. Незлин. Москва : Энергоиздат, 1982. 264 с.
129. *Дэвидсон, Р.* Кинетическая теория волн и неустойчивостей в однородной плазме / Р. Дэвидсон // Основы физики плазмы. Т. 1 / под ред. А. А. Галеева, Р. Судана. Москва : Энергоатомиздат, 1983. С. 443–502.
130. *Zhang, W.-s.* The formation and dissipation of electrostatic shock waves: the role of ion-ion acoustic instabilities / W.-s. Zhang, H.-b. Cai, S.-p. Zhu // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2018. Vol. 60, no. 5. P. 055001.

131. Shocks and phase space vortices driven by a density jump between two clouds of electrons and protons / Q. Moreno [et al.] // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2020. Vol. 62, no. 2. P. 025022.
132. Experimental Observation of Ion–Ion Acoustic Instability Associated with Collisionless Shocks in Laser-produced Plasmas / J. L. Jiao [et al.] // The Astrophysical Journal. 2019. Vol. 883, no. 2. P. L37.
133. *Weibel, E. S.* Spontaneously Growing Transverse Waves in a Plasma Due to an Anisotropic Velocity Distribution / E. S. Weibel // Physical Review Letters. 1959. Vol. 2, no. 3. P. 83–84.
134. Аналитическая теория самосогласованных токовых структур в бесстолкновительной плазме / В. В. Кочаровский [и др.] // Усп. физ. наук. 2016. Т. 186, № 12. С. 1267–1314.
135. Collisionless electrostatic shock generation using high-energy laser systems / Y. Sakawa [et al.] // Advances in Physics: X. 2016. Vol. 1, no. 3. P. 425–443.
136. Comparative study of amplified spontaneous emission and short pre-pulse impacts onto fast electron generation at sub-relativistic femtosecond laser-plasma interaction / K. A. Ivanov [et al.] // Physics of Plasmas. 2014. Vol. 21, no. 9. P. 093110.
137. Generation of Ultrahigh-Velocity Collisionless Electrostatic Shocks Using an Ultra-Intense Laser Pulse Interacting with Foil-Gas Target / S.-K. He [et al.] // Chinese Physics Letters. 2019. Vol. 36, no. 10. P. 105201.
138. Collisionless electrostatic shock generation and ion acceleration by ultraintense laser pulses in overdense plasmas / M. Chen [et al.] // Physics of Plasmas. 2007. Vol. 14, no. 5. P. 053102.
139. Expansion of a radial plasma blast shell into an ambient plasma / M. E. Dieckmann [et al.] // Physics of Plasmas. 2017. Vol. 24, no. 9. P. 094501.
140. Kinetic simulation of magnetic field generation and collisionless shock formation in expanding laboratory plasmas / W. Fox [et al.] // Physics of Plasmas. 2018. Vol. 25, no. 10. P. 102106.
141. *Ruyer, C.* Weibel-mediated collisionless shocks in laser-irradiated dense plasmas: Prevailing role of the electrons in generating the field fluctuations / C. Ruyer, L. Gremillet, G. Bonnaud // Physics of Plasmas. 2015. Vol. 22, no. 8. P. 082107.

142. *Schou, J.* Plume dynamics / J. Schou, S. Amoruso, J. G. Lunney // Laser Ablation and its Applications / ed. by C. Phipps. Springer US, 2007. P. 67–96.
143. Лазерная плазма / О. Б. Ананьин [и др.] // Москва : МИФИ, 2003. С. 67–96.
144. *Tan, T.-H.* Spherically symmetric high-velocity plasma expansions into background gases / T.-H. Tan, J. E. Borovsky // Journal of Plasma Physics. 1986. Vol. 35, no. 2. P. 239–256.
145. Collisionless shock and supernova remnant simulations on VULCAN / N. C. Woolsey [et al.] // Physics of Plasmas. 2001. Vol. 8, no. 5. P. 2439–2445.
146. *Medvedev, Y. V.* Evolution of a density disturbance in a collisionless plasma / Y. V. Medvedev // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2014. Vol. 56, no. 2. P. 025005.
147. Ion acceleration in electrostatic collisionless shock: on the optimal density profile for quasi-monoenergetic beams / E. Boella [et al.] // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2018. Vol. 60, no. 3. P. 035010.
148. The expansion of a collisionless plasma into a plasma of lower density / M. Perego [et al.] // Physics of Plasmas. 2013. Vol. 20, no. 5. P. 052101.
149. Ion-acoustic shocks with reflected ions: modelling and particle-in-cell simulations / T. V. Liseykina [et al.] // Journal of Plasma Physics. 2015. Vol. 81, no. 5. P. 495810507.
150. Laminar shocks in high power laser plasma interactions / R. A. Cairns [et al.] // Physics of Plasmas. 2014. Vol. 21, no. 2. P. 022112.
151. Weak collisionless shocks in laser-plasmas / R. A. Cairns [et al.] // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2015. Vol. 57, no. 4. P. 044008.
152. Low Mach-number collisionless electrostatic shocks and associated ion acceleration / I. Pusztai [et al.] // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2018. Vol. 60, no. 3. P. 035004.
153. *Smirnovskii, I. R.* Influence of kinetic effects on the structure of an ion shock wave in a plasma / I. R. Smirnovskii // Plasma Physics Reports. 2000. Vol. 26, no. 3. P. 225–230.
154. *Baumjohann, W.* Basic Space Plasma Physics / W. Baumjohann, R. Treumann. London : Imperial College Press, 2012. 496 p.

155. *Treumann, R. A.* Fundamentals of collisionless shocks for astrophysical application, 1. Non-relativistic shocks / R. A. Treumann // *The Astronomy and Astrophysics Review*. 2009. Vol. 17, no. 4. P. 409–535.
156. The microphysics of collisionless shock waves / A. Marcowith [et al.] // *Reports on Progress in Physics*. 2016. Vol. 79, no. 4. P. 046901.
157. *Bret, A.* Collisional behaviors of astrophysical collisionless plasmas / A. Bret // *Journal of Plasma Physics*. 2015. Vol. 81, no. 2. P. 455810202.
158. *Mora, P.* Rarefaction Acceleration and Kinetic Effects in Thin-Foil Expansion into a Vacuum / P. Mora, T. Grismayer // *Phys. Rev. Lett.* 2009. Vol. 102, issue 14. P. 145001.
159. *Allen, J. E.* On the ion front of a plasma expanding into a vacuum / J. E. Allen, M. Perego // *Physics of Plasmas*. 2014. Vol. 21, no. 3. P. 034504.
160. *Дорожкина, Д. С.* Точное решение задачи о квазинейтральном расширении в вакуум локализованной бесстолкновительной плазмы с холодными ионами / Д. С. Дорожкина, В. Е. Семенов // *Письма в ЖЭТФ*. 1998. Т. 67, № 8. С. 543–547.
161. *Дорожкина, Д. С.* Динамика плазменных сгустков в плавно-неоднородных внешних полях / Д. С. Дорожкина, В. Е. Семенов // *ЖЭТФ*. 1999. Т. 116, № 3. С. 885–901.
162. Contemporary particle-in-cell approach to laser-plasma modelling / T. D. Arber [et al.] // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2015. Vol. 57, no. 11. P. 113001.
163. *Grismayer, T.* Influence of a finite initial ion density gradient on plasma expansion into a vacuum / T. Grismayer, P. Mora // *Physics of Plasmas*. 2006. Vol. 13, no. 3. P. 032103.
164. *Hu, Y.* Electron Properties in Collisionless Mesothermal Plasma Expansion: Fully Kinetic Simulations / Y. Hu, J. Wang // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2015. Vol. 43, no. 9. P. 2832–2838.
165. *Diaw, A.* Expansion of a plasma into vacuum with a bi-Maxwellian electron distribution function / A. Diaw, P. Mora // *EPJ Web of Conferences* / ed. by P. Mora, K. A. Tanaka, E. Moses. 2013. Vol. 59. P. 17009.

166. *Medvedev, M. V.* Generation of Magnetic Fields in the Relativistic Shock of Gamma-Ray Burst Sources / M. V. Medvedev, A. Loeb // *The Astrophysical Journal*. 1999. Vol. 526, no. 2. P. 697–706.
167. *Gruzinov, A.* Gamma-Ray Burst Phenomenology, Shock Dynamo, and the First Magnetic Fields / A. Gruzinov // *The Astrophysical Journal*. 2001. Vol. 563, no. 1. P. L15–L18.
168. *Lyubarsky, Y.* Are Gamma-Ray Burst Shocks Mediated by the Weibel Instability? / Y. Lyubarsky, D. Eichler // *The Astrophysical Journal*. 2006. Vol. 647, no. 2. P. 1250–1254.
169. *Spitkovsky, A.* Particle Acceleration in Relativistic Collisionless Shocks: Fermi Process at Last? / A. Spitkovsky // *The Astrophysical Journal*. 2008. Vol. 682, no. 1. P. L5–L8.
170. Weibel-Induced Filamentation during an Ultrafast Laser-Driven Plasma Expansion / K. Quinn [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* 2012. Vol. 108, issue 13. P. 135001.
171. Magnetic field production via the Weibel instability in interpenetrating plasma flows / C. M. Huntington [et al.] // *Physics of Plasmas*. 2017. Vol. 24, no. 4. P. 041410.
172. Diagnosis of Weibel instability evolution in the rear surface density scale lengths of laser solid interactions via proton acceleration / G. G. Scott [et al.] // *New Journal of Physics*. 2017. Vol. 19, no. 4. P. 043010.
173. Collisionless Shocks Driven by Supersonic Plasma Flows with Self-Generated Magnetic Fields / C. Li [et al.] // *Physical Review Letters*. 2019. Vol. 123, no. 5. P. 055002.
174. Role of magnetic field evolution on filamentary structure formation in intense laser–foil interactions / M. King [et al.] // *High Power Laser Science and Engineering*. 2019. Vol. 7. e14.
175. Growth of concomitant laser-driven collisionless and resistive electron filamentation instabilities over large spatiotemporal scales / C. Ruyer [et al.] // *Nature Physics*. 2020. Vol. 16, no. 9. P. 983–988.
176. Self-generation of megagauss magnetic fields during the expansion of a plasma / C. Thaury [et al.] // *Physical Review E*. 2010. Vol. 82, no. 1.

177. The generation of magnetic fields by the Biermann battery and the interplay with the Weibel instability / K. M. Schoeffler [et al.] // *Physics of Plasmas*. 2016. Vol. 23, no. 5. P. 056304.
178. Dynamics and structure of self-generated magnetic fields on solids following high contrast, high intensity laser irradiation / B. Albertazzi [et al.] // *Physics of Plasmas*. 2015. Vol. 22, no. 12. P. 123108.
179. Two-Dimensional Distribution of Self-Generated Magnetic Fields near the Laser-Plasma Resonant-Interaction Region / Y. Sakagami [et al.] // *Physical Review Letters*. 1979. Vol. 42, no. 13. P. 839–842.
180. *Kolodner, P.* Two-Dimensional Distribution of Self-Generated Magnetic Fields near the Laser-Plasma Resonant- Interaction Region / P. Kolodner, E. Yablonovitch // *Physical Review Letters*. 1979. Vol. 43, no. 19. P. 1402–1403.
181. Dynamics of Self-Generated, Large Amplitude Magnetic Fields Following High-Intensity Laser Matter Interaction / G. Sarri [et al.] // *Physical Review Letters*. 2012. Vol. 109, no. 20. P. 205002.
182. Megagauss magnetic fields in ultra-intense laser generated dense plasmas / M. Shaikh [et al.] // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2017. Vol. 59, no. 1. P. 014007.
183. Field reconstruction from proton radiography of intense laser driven magnetic reconnection / C. A. J. Palmer [et al.] // *Physics of Plasmas*. 2019. Vol. 26, no. 8. P. 083109.
184. *Schoeffler, K. M.* General kinetic solution for the Biermann battery with an associated pressure anisotropy generation / K. M. Schoeffler, L. O. Silva // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2018. Vol. 60, no. 1. P. 014048.
185. Electromagnetic Field Generation in the Downstream of Electrostatic Shocks Due to Electron Trapping / A. Stockem [et al.] // *Physical Review Letters*. 2014. Vol. 113, no. 10. P. 105002.
186. Penetration of plasma across a magnetic field / C. Plechaty [et al.] // *Astrophysics and Space Science*. 2009. Vol. 322. P. 195–199.
187. Megagauss Magnetic Field Generation and Plasma Jet Formation on Solid Targets Irradiated by an Ultraintense Picosecond Laser Pulse / M. Borghesi [et al.] // *Physical Review Letters*. 1998. Vol. 81, no. 1. P. 112–115.



188. Micron-scale mapping of megagauss magnetic fields using optical polarimetry to probe hot electron transport in petawatt-class laser-solid interactions / G. Chatterjee [et al.] // *Scientific Reports*. 2017. Vol. 7, no. 1. P. 8347.
189. Space and time resolved measurement of surface magnetic field in high intensity short pulse laser matter interactions / P. Forestier-Colleoni [et al.] // *Physics of Plasmas*. 2019. Vol. 26, no. 7. P. 072701.
190. *Langdon, A. B.* Nonlinear Inverse Bremsstrahlung and Heated-Electron Distributions / A. B. Langdon // *Physical Review Letters*. 1980. Vol. 44, no. 9. P. 575–579.
191. PIC-modeling and experimental study of ensembles of the z-pinchs and current sheets: From various laser-plasma structures to novel mechanism of solar flares / V. Kocharovsky, N. Emelyanov, M. Garasev, A. Korzhimanov, A. Kuznetsov, A. Nechaev, A. Sladkov, M. Starodubtsev, A. Stepanov, V. Kocharovsky // 6th Asia-Pacific Conference on Plasma Physics, Online, 9–14 October, 2022 : Abstracts. AAPPS, 2022. (In press.)
192. Простая физика магнитной турбулентности в бесстолкновительной плазме: ударные волны, солнечные вспышки, лазерная абляция / В. В. Кочаровский, М. А. Гарасёв, Н. А. Емельянов, В. В. Зайцев, В. В. Кочаровский, А. А. Кузнецов, А. А. Нечаев, М. В. Стародубцев, А. Н. Степанов // «Нелинейные волны - 2022». XX научная школа. Н. Новгород, 7–13 ноября 2022 г. : тез. докл. Н. Новгород : ИПФ РАН, 2022. (В печати.)
193. *Yang, T.-Y. B.* Evolution of the Weibel instability in relativistically hot electron-positron plasmas / T.-Y. B. Yang, J. Arons, A. B. Langdon // *Physics of Plasmas*. 1994. Vol. 1, no. 9. P. 3059–3077.
194. *Achterberg, A.* The Weibel instability in relativistic plasmas / A. Achterberg, J. Wiersma, C. A. Norman // *Astronomy & Astrophysics*. 2007. Vol. 475, no. 1. P. 19–36.
195. *Vagin, K. Y.* On the growth rate of aperiodic instability in plasma with an anisotropic bi-Maxwellian electron velocity distribution / K. Y. Vagin, S. A. Uryupin // *Plasma Physics Reports*. 2014. Vol. 40, no. 5. P. 393–403.
196. Expansion of a radially symmetric blast shell into a uniformly magnetized plasma / M. E. Dieckmann [et al.] // *Physics of Plasmas*. 2018. Vol. 25, no. 5. P. 052108.

197. *Priest, E.* Magnetohydrodynamics of the Sun / E. Priest. Cambridge : Cambridge University Press, 2014. 576 p.
198. *Plechaty, C.* Focusing of an Explosive Plasma Expansion in a Transverse Magnetic Field / C. Plechaty, R. Presura, A. A. Esaulov // Phys. Rev. Lett. 2013. Vol. 111, no. 18. P. 185002.
199. Spontaneous focusing of plasma flow in a weak perpendicular magnetic field / T. Moritaka [et al.] // Physics of Plasmas. 2016. Vol. 23, no. 3. P. 032110.
200. *Chang, P.* Long-Term Evolution of Magnetic Turbulence in Relativistic Collisionless Shocks: Electron-Positron Plasmas / P. Chang, A. Spitkovsky, J. Arons // ApJ. 2008. Vol. 674, no. 1. P. 378–387.
201. *Sironi, L.* The maximum energy of accelerated particles in relativistic collisionless shocks / L. Sironi, A. Spitkovsky, J. Arons // ApJ. 2013. Vol. 771, no. 1. P. 54.
202. *Sironi, L.* Particle acceleration in relativistic magnetized collisionless pair shocks: dependence of shock acceleration on magnetic obliquity / L. Sironi, A. Spitkovsky // ApJ. 2009. Vol. 698, no. 2. P. 1523–1549.
203. *Bret, A.* Weibel, two-stream, filamentation, oblique, bell, Buneman...which one grows faster? / A. Bret // ApJ. 2009. Vol. 699, no. 2. P. 990–1003.
204. *Степанов, А. В.* Магнитосферы активных областей Солнца и звезд / А. В. Степанов, В. В. Зайцев. Москва : Физматлит, 2018. 392 с.
205. The Highly Structured Outer Solar Corona / C. E. DeForest [et al.] // ApJ. 2018. Vol. 862, no. 1. P. 18.
206. *Echim, M. M.* A Review on Solar Wind Modeling: Kinetic and Fluid Aspects / M. M. Echim, J. Lemaire, Ø. Lie-Svendsen // Surv. Geophys. 2011. Vol. 32, no. 1. P. 1–70.
207. *Baumjohann, W.* Magnetic guide field generation in collisionless current sheets / W. Baumjohann, R. Nakamura, R. A. Treumann // Ann. Geophys. 2010. Vol. 28, no. 3. P. 789–793.
208. MMS Measurements of the Vlasov Equation: Probing the Electron Pressure Divergence Within Thin Current Sheets / J. R. Shuster [et al.] // Geophys. Res. Lett. 2019. Vol. 46, no. 14. P. 7862–7872.

209. MMS Observation of Magnetic Reconnection in the Turbulent Magnetosheath / Z. Vörös [et al.] // J. Geophys. Res. Space Phys. 2017. Vol. 122, no. 11. P. 11442–11467.
210. *Dyal, P.* Particle and field measurements of the Starfish diamagnetic cavity / P. Dyal // J. Geophys. Res. Space Phys. 2006. Vol. 111, A12. A12211.
211. *Kelley, M. C.* Barium cloud striations revisited / M. C. Kelley, R. Livingston // J. Geophys. Res. Space Phys. 2003. Vol. 108, A1. P. 1044.
212. *Silva, L. O.* Physical Problems (Microphysics) in Relativistic Plasma Flows / L. O. Silva // AIP Conference Proceedings. 2006. Vol. 856. P. 109.
213. *Dieckmann, M. E.* The filamentation instability driven by warm electron beams: statistics and electric field generation / M. E. Dieckmann // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2009. Vol. 51, no. 12. P. 124042.
214. *Peterson, J.* Magnetic Field Amplification by a Nonlinear Electron Streaming Instability / J. Peterson, S. Glenzer, F. Fiuza // Physical Review Letters. 2021. Vol. 126, no. 21.
215. *Silva, T.* Weibel instability beyond bi-Maxwellian anisotropy / T. Silva, B. Afeyan, L. O. Silva // Physical Review E. 2021. Vol. 104, no. 3. P. 035201.
216. Nonlinear dynamics of the ion Weibel-filamentation instability: An analytical model for the evolution of the plasma and spectral properties / C. Ruyer [et al.] // Physics of Plasmas. 2015. Vol. 22, no. 3. P. 032102.
217. *Garasev, M.* Impact of continuous particle injection on generation and decay of the magnetic field in collisionless shocks / M. Garasev, E. Derishev // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2016. Vol. 461, no. 1. P. 641–646.
218. *Lemons, D. S.* Nonlinear theory of the Weibel instability / D. S. Lemons, D. Winske, S. P. Gary // Journal of Plasma Physics. 1979. Vol. 21, no. 2. P. 287–300.
219. *Darwin, C.* LI. The dynamical motions of charged particles / C. Darwin // The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. 1920. Vol. 39, no. 233. P. 537–551.
220. *Бородачев, Л. В.* Система Власова – Дарвина / Л. В. Бородачев, И. В. Мингалев, О. В. Мингалев // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Т. VII. Москва : Янус-К, 2008. С. 136–146.

221. *Нечаев, А. А.* К аналитическому описанию нелинейной стадии вейбелевской неустойчивости в анизотропной бесстолкновительной плазме / А. А. Нечаев // «Нелинейные волны - 2022». XX научная школа. Н. Новгород, 7–13 ноября 2022 г. : тез. докл. Н. Новгород : ИПФ РАН, 2022. (В печати.)
222. Насыщающее магнитное поле ТМ-вейбелевской неустойчивости и динамика его пространственного спектра в плазме с анизотропным бикаппа- или бимаксвелловским распределением электронов по скоростям / А. А. Кузнецов, В. В. Кочаровский, В. В. Кочаровский, М. А. Гарасев, А. А. Нечаев // «Нелинейные волны - 2022». XX научная школа. Н. Новгород, 7–13 ноября 2022 г. : тез. докл. Н. Новгород : ИПФ РАН, 2022. (В печати.)
223. *Borodachev, L. V.* Single-species Weibel instability of radiationless plasma / L. V. Borodachev, D. O. Kolomiets // Journal of Plasma Physics. 2011. Vol. 77, no. 2. P. 277–287.
224. *Fried, B. D.* The Plasma Dispersion Function / B. D. Fried, S. D. Conte. New York : Academic Press, 1961. 426 p.
225. *Davidson, R. C.* Energy Constants Associated with the Nonlinear Theory of Electromagnetic Instabilities / R. C. Davidson, D. A. Hammer // Physics of Fluids. 1971. Vol. 14, no. 7. P. 1452–1455.
226. *Montes, C.* Thermodynamics of the relaxation of a temperature anisotropy in a collisionless plasma / C. Montes, J. Peyraud // Journal of Plasma Physics. 1972. Vol. 7, no. 1. P. 67–79.
227. *Stockem, A.* PIC simulations of the thermal anisotropy-driven Weibel instability: field growth and phase space evolution upon saturation / A. Stockem, M. E. Dieckmann, R. Schlickeiser // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2009. Vol. 51, no. 7. P. 075014.
228. Nonlinear Development of Electromagnetic Instabilities in Anisotropic Plasmas / R. C. Davidson [et al.] // Physics of Fluids. 1972. Vol. 15, no. 2. P. 317.
229. *Wu, C.-C.* Statistical Comparison of Magnetic Clouds with Interplanetary Coronal Mass Ejections for Solar Cycle 23 / C.-C. Wu, R. P. Lepping // Solar Physics. 2010. Vol. 269, no. 1. P. 141–153.
230. *Gosling, J. T.* Bifurcated current sheets produced by magnetic reconnection in the solar wind / J. T. Gosling, A. Szabo // Journal of Geophysical Research: Space Physics. 2008. Vol. 113, A10. A10103.

231. Influence of asymmetries and guide fields on the magnetic reconnection diffusion region in collisionless space plasmas / J. P. Eastwood [et al.] // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2013. Vol. 55, no. 12. P. 124001.
232. MMS observations of large guide field symmetric reconnection between colliding reconnection jets at the center of a magnetic flux rope at the magnetopause / M. Øieroset [et al.] // Geophysical Research Letters. 2016. Vol. 43, no. 11. P. 5536–5544.
233. Electron Heating at Kinetic Scales in Magnetosheath Turbulence / A. Chasapis [et al.] // The Astrophysical Journal. 2017. Vol. 836, no. 2. P. 247.
234. Magnetic Reconnection at a Thin Current Sheet Separating Two Interlaced Flux Tubes at the Earth's Magnetopause / I. Kacem [et al.] // Journal of Geophysical Research: Space Physics. 2018. P. 1779–1793.
235. *Tolman, E. A.* Development of tearing instability in a current sheet forming by sheared incompressible flow / E. A. Tolman, N. F. Loureiro, D. A. Uzdensky // Journal of Plasma Physics. 2018. Vol. 84, no. 01. P. 905840115.
236. Electron magnetic reconnection without ion coupling in Earth's turbulent magnetosheath / T. D. Phan [et al.] // Nature. 2018. Vol. 557, no. 7704. P. 202–206.
237. Cluster observations of an intense normal component of the electric field at a thin reconnecting current sheet in the tail and its role in the shock-like acceleration of the ion fluid into the separatrix region / J. R. Wygant [et al.] // Journal of Geophysical Research: Space Physics. 2005. Vol. 110, A9. A09206.
238. Coherent Structures at Ion Scales in Fast Solar Wind: Cluster Observations / D. Perrone [et al.] // The Astrophysical Journal. 2017. Vol. 849, no. 1. P. 49.
239. *Grad, H.* Boundary Layer between a Plasma and a Magnetic Field / H. Grad // Physics of Fluids. 1961. Vol. 4, no. 11. P. 1366.
240. *Morozov, A. I.* A Kinetic Examination of Some Equilibrium Plasma Configurations / A. I. Morozov, L. S. Solov'ev // Soviet Physics JETP. 1961. T. 13, № 5. C. 927–932.
241. *Sigov, Y. S.* The kinetic theory of the boundary layer between a rarefied plasma and a magnetic field / Y. S. Sigov // USSR Computational Mathematics and Mathematical Physics. 1964. T. 4, № 6. C. 117–135.

242. *Roth, M.* Vlasov theory of the equilibrium structure of tangential discontinuities in space plasmas / M. Roth, J. D. Keyser, M. M. Kuznetsova // *Space Science Reviews*. 1996. Vol. 76, no. 3/4. P. 251–317.
243. *Keyser, J. D.* Equilibrium conditions for the tangential discontinuity magnetopause / J. D. Keyser, M. Roth // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 1997. Vol. 102, A5. P. 9513–9530.
244. *Mottez, F.* Exact nonlinear analytic Vlasov–Maxwell tangential equilibria with arbitrary density and temperature profiles / F. Mottez // *Physics of Plasmas*. 2003. Vol. 10, no. 6. P. 2501–2508.
245. *Шафранов, В. Д.* Равновесие плазмы в магнитном поле / В. Д. Шафранов // *Вопросы теории плазмы : Сб. статей. Вып. 2 / под ред. М. А. Леонтовича.* Москва : Атомиздат, 1963. С. 92.
246. *Бескин, В. С.* Осесимметричные стационарные течения в астрофизике / В. С. Бескин. Москва : Физматлит, 2006. 384 с.
247. *Лифшиц, Е. М.* Физическая кинетика / Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский. Москва : Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1979. С. 145.
248. *Gary, S. P.* Theory of space plasma microinstabilities / S. P. Gary. Cambridge : Cambridge University Press, 1993. 184 p.
249. *Petrinec, S. M.* On the Magnetic Field Configuration of the Magnetosheath / S. M. Petrinec // *Terrestrial, Atmospheric and Oceanic Sciences*. 2013. Vol. 24, no. 2. P. 265.
250. *Liebert, E.* Statistical survey of day-side magnetospheric current flow using Cluster observations: bow shock / E. Liebert, C. Nabert, K.-H. Glassmeier // *Annales Geophysicae*. 2018. Vol. 36, no. 4. P. 1073–1080.
251. Multisatellite observations of the magnetosphere response to changes in the solar wind and interplanetary magnetic field / G. Korotova [et al.] // *Annales Geophysicae*. 2018. Vol. 36, no. 5. P. 1319–1333.
252. Understanding the Twist Distribution Inside Magnetic Flux Ropes by Anatomizing an Interplanetary Magnetic Cloud / Y. Wang [et al.] // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2018. Vol. 123, no. 5. P. 3238–3261.

253. *Mercier, C.* Electron density and temperature in the solar corona from multifrequency radio imaging / C. Mercier, G. Chambe // *Astronomy & Astrophysics*. 2015. Vol. 583. A101.
254. *McCauley, P. I.* Densities Probed by Coronal Type III Radio Burst Imaging / P. I. McCauley, I. H. Cairns, J. Morgan // *Solar Physics*. 2018. Vol. 293, no. 10. P. 132.
255. Ulysses Plasma Observations in the Jovian Magnetosheath / J. L. Phillips [et al.] // *Journal of Geophysical Research*. 1993. Vol. 98, A12. P. 21189–21202.
256. *Burgess, D.* Ion Acceleration at the Earth’s Bow Shock / D. Burgess, E. Möbius, M. Scholer // *Space Science Reviews*. 2012. Vol. 173, no. 1. P. 5–47.
257. Spatial distributions of the ion to electron temperature ratio in the magnetosheath and plasma sheet / C.-P. Wang [et al.] // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2012. Vol. 117, A8. A08215.
258. Incompressive Energy Transfer in the Earth’s Magnetosheath: Magnetospheric Multiscale Observations / R. Bandyopadhyay [et al.] // *The Astrophysical Journal*. 2018. Vol. 866, no. 2. P. 106.
259. *Bagenal, F.* Flow of mass and energy in the magnetospheres of Jupiter and Saturn / F. Bagenal, P. A. Delamere // *Journal of Geophysical Research*. 2011. Vol. 116. A05209.
260. The magnetic structure of Saturn’s magnetosheath / A. H. Sulaiman [et al.] // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2014. Vol. 119, no. 7. P. 5651–5661.
261. Survey of Magnetosheath Plasma Properties at Saturn and Inference of Upstream Flow Conditions / M. F. Thomsen [et al.] // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2018. P. 2034–2053.
262. *Zwan, B. J.* Depletion of solar wind plasma near a planetary boundary / B. J. Zwan, R. A. Wolf // *Journal of Geophysical Research*. 1976. Vol. 81, no. 10. P. 1636–1648.
263. Ion temperature anisotropy instabilities in planetary magnetosheaths / B. Remya [et al.] // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2013. Vol. 118, no. 2. P. 785–793.

264. Effects of electrons on the solar wind proton temperature anisotropy / M. J. Michno [et al.] // The Astrophysical Journal. 2014. Vol. 781, no. 1. P. 49.
265. Shaping the solar wind temperature anisotropy by the interplay of electron and proton instabilities / S. M. Shaaban [et al.] // Astrophysics and Space Science. 2017. Vol. 362, no. 1. P. 13.
266. Dual Maxwellian-Kappa modeling of the solar wind electrons: new clues on the temperature of Kappa populations / M. Lazar [et al.] // Astronomy & Astrophysics. 2017. Vol. 602. A44.
267. *Alpers, W.* Steady state charge neutral models of the magnetopause / W. Alpers // Astrophysics and Space Science. 1969. Vol. 5, no. 4. P. 425–437.
268. *Channell, P. J.* Exact Vlasov – Maxwell equilibria with sheared magnetic fields / P. J. Channell // Physics of Fluids. 1976. Vol. 19, no. 10. P. 1541.
269. *Kan, J. R.* Equilibrium configurations of Vlasov plasmas carrying a current component along an external magnetic field / J. R. Kan // Journal of Plasma Physics. 1972. Vol. 7, no. 03. P. 445.
270. *Wilson, F.* A family of one-dimensional Vlasov-Maxwell equilibria for the force-free Harris sheet / F. Wilson, T. Neukirch // Physics of Plasmas. 2011. Vol. 18, no. 8. P. 082108.