

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики
им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук»
(ИПФ РАН)

На правах рукописи

Земсков Роман Сергеевич

**Магнитогидродинамические и кинетические процессы при
взаимодействии высокоскоростных потоков лазерной плазмы с
сильным магнитным полем**

Специальность 1.3.9 — физика плазмы

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Стародубцев Михаил Викторович

Нижний Новгород – 2025

Оглавление

Введение	3
1 Лабораторное моделирование астрофизических объектов и явлений	19
1.1 Основные направления экспериментальных исследований в области лабораторной астрофизики	19
1.2 Методы масштабирования лабораторных и астрофизических систем	24
1.2.1 Методы МГД масштабирования	24
1.2.2 Подходы масштабирования, основанные на кинетических уравнениях . . .	26
1.3 Экспериментальные подходы в лабораторной астрофизике	27
1.3.1 Лазерно-плазменные подходы в лабораторной астрофизике	29
1.4 Возможности комплекса PEARL для лабораторных астрофизических исследований	30
1.4.1 Режимы работы и схема лазера PEARL	30
1.4.2 Типичная экспериментальная схема для генерации плазменных потоков .	31
1.4.3 Ключевые методы диагностики лазерной плазмы	33
1.4.3.1 Интерференционная диагностика	34
1.4.3.2 Теневое фотографирование	36
1.4.3.3 Поляриметрическая диагностика	36
1.4.4 Импульсная магнитная система	37
2 Исследование взаимодействия высокоскоростных потоков наносекундно - индуцированной лазерной плазмы с внешним магнитным полем	40
2.1 Разлет наносекундной лазерной плазмы в вакуум	40
2.2 Разлет наносекундной лазерной плазмы в вакуум поперек внешнего магнитного поля	42
2.2.1 Образование диамагнитной каверны и развитие желобковой неустойчивости	42
2.2.1.1 Линейный анализ наблюдаемых неустойчивостей	46
2.2.2 Формирование и динамика плазменного листа.	51

2.2.3	Интерпретация всплесков светимости в молодых звездных объектах типа EXor/FUor	52
2.3	Лабораторное моделирование коллимации джетов молодых звездных объектов . .	56
2.3.1	Исследование механизма коллимации джетов в однородном продольном магнитном поле	58
2.3.2	Лабораторное моделирование коллимации джетов в сильно неоднородном полоидальном магнитном поле со структурой типа «песочных часов» . . .	60
2.3.2.1	Сравнение лабораторных потоков с джетами молодых звездных объектов	62
2.4	Заключение к главе 2	66
3	Динамика потоков лазерной плазмы, созданной сверхмощным фемтосекундным лазерным импульсом	68
3.1	Исследование вейбелевской неустойчивости в фемтосекундной лазерной плазме .	69
3.1.1	Структура вейбелевской неустойчивости при разлете плазменного потока в вакуум	72
3.1.2	Моделирование наблюдаемой вейбелевской неустойчивости	76
3.1.3	Исследование влияния внешнего магнитного поля на вейбелевскую неустойчивость	83
3.2	Особенности динамики и структуры фемтосекундных плазменных потоков в сравнении с наносекундными потоками	85
3.2.1	Исследование особенностей разлета фемтосекундных плазменных потоков в вакуум	85
3.2.2	Особенности разлета «фемтосекундных» и «наносекундных» плазменных потоков во внешнее поперечное магнитное поле 14 Тл	88
3.2.3	Неустойчивость Рэля -Тейлора в вытянутом потоке лазерной плазмы, взаимодействующем с поперечным магнитным полем 14 Тл	90
3.2.4	Холловские эффекты в потоках фемтосекундной плазмы	94
3.2.5	Применение фемтосекундной плазмы для астрофизических применений .	99
3.3	Динамика и взаимодействие встречных плазменных потоков	100
3.3.1	Магнитная стагнация двух встречных плазменных потоков, индуцированных интенсивным лазерным излучением	102
3.4	Заключение к главе 3	111
	Заключение	113

Введение

Общая характеристика диссертации

Представленная диссертация посвящена исследованию, выполненному на стыке физики плазмы, физики высоких плотностей энергии [1] и лабораторной астрофизики [2–5]. Работа носит преимущественно экспериментальный характер с применением численного моделирования, позволяющего интерпретировать полученные экспериментальные данные. В диссертации исследуется динамика разлета плазмы, сгенерированной при облучении твердотельных мишеней мощными наносекундными и фемтосекундными лазерными импульсами релятивистской интенсивности. Существенное внимание уделяется изучению процесса взаимодействия лазерной плазмы с внешним магнитным полем индукции более 10 Тл. Подробно анализируются возникающие при таких условиях магнитогидродинамические и кинетические неустойчивости лазерной плазмы.

Обсуждается применение полученных результатов лабораторных экспериментов для интерпретации астрофизических процессов, таких как аккреция [6, 7] (см. пункт 2.2) и коллимация протозвездных джетов [8] (см. пункт 2.3), определяющие эволюцию молодых звездных объектов (МЗО) [9–11]. В работе экспериментально и численно изучается взаимодействие встречных плазменных потоков [12] (см. пункт 3.3), что в астрофизических объектах может приводить к возникновению бесстолкновительных ударных волн, например, при распространении в межзвездной среде корональных выбросов от звезд поздних спектральных классов и сверхновых [13, 14], а также при взаимодействии звездного ветра с замагниченной магнитосферой Земли и других планет [15]. В диссертации исследуется вейбелевская неустойчивость [16, 17] (см. пункт 3.1), рассматриваемая как один из ключевых элементов механизма возникновения ускоренных частиц в бесстолкновительных ударных волнах [18, 19], ответственных за синхротронное излучение гамма-вспышек (гамма-всплесков) [20]. Перечисленные астрофизические объекты и явления играют ключевую роль в формировании и эволюции звездных систем, а также в динамике межзвездной среды. Такой междисциплинарный подход к моделированию ряда астрофизических явлений способствует более глубокому пониманию сложных процессов в астрофизической и околоземной плазме, что делает данное исследование особенно значимым для науки и космических технологий.

Актуальность и степень разработанности темы диссертации

Запрос на лабораторное моделирование возник из-за существенно ограниченных возможностей прямых астрономических наблюдений процессов, происходящих в далеких космических объектах, интересующих научное сообщество. В настоящее время проверка теоретических моделей, описывающих эволюцию таких объектов, как молодые звёзды, сверхновые, нейтронные звёзды и активные ядра галактик, с помощью одних только наблюдений практически невозможно. Тем временем лабораторные подходы предлагают возможность создания контролируемых экспериментальных условий, что позволяет исследовать эволюцию плазменных объектов с необходимой детализацией. В лабораторных экспериментах можно контролировать ключевые параметры, такие как плотность, температура, магнитное поле, которые сложно или невозможно изменить в астрономических наблюдениях. Это способствует более глубокому пониманию физических основ наблюдаемых явлений и улучшает качество теоретических моделей. Таким образом, лабораторное моделирование становится важнейшим инструментом в арсенале современной астрофизики, дополняя астрономические данные и способствуя решению актуальных научных задач [2–5].

Важная роль лазеров для физики высоких плотностей энергии и лабораторного моделирования разнообразных физических процессов была осознана почти сразу после их изобретения в 1960-х годах [21]. Еще в 1964 году Н.Г. Басовым и О.Н. Крохиным в работе [22] была предложена идея использовать лазерное излучение для разогрева плазмы, которая в последующем стала фундаментом для дальнейших исследований в области инерциального термоядерного синтеза и физики высоких плотностей энергии. Сегодня динамика потоков плазмы, индуцированной наносекундными лазерными импульсами, активно исследуется в ряде научных задач, начиная с управляемого термоядерного синтеза [23–29], заканчивая исследованиями по лабораторной астрофизике [2–5]. Особенное внимание уделялось и уделяется до сих пор вопросам магнито-гидродинамических (МГД) и кинетических неустойчивостей плазмы во внешнем и самогенерированном магнитных полях [26].

После изобретения технологии усиления чирпированных импульсов (СПА) [30] в 1985 году стали появляться первые исследования фемтосекундной плазмы, то есть плазмы, сгенерированной короткими ($\tau < 1$ пикосекунды) лазерными импульсами. Эволюция плазмы, индуцированной сверхмощными короткими лазерными импульсами, исследуется в задачах, посвященных, например, быстрому термоядерному зажиганию [31, 32], где сферически сжатое дейтерий-тритиевое топливо облучается пучком релятивистских электронов, ускоренными лазерными импульсами (обычно пикосекундной длительностью) с интенсивностью $10^{18} - 10^{20}$ Вт/см². Активно развиваются применения, в которых облучаемая сверхмощными лазерными импульсами плазма используется для генерации релятивистских электронов, ускоренных протонов и нейтронов [17, 33–35], генерации рентгеновского [36] и терагерцового излучения [37, 38], а также получения электрон-позитронных пар [39].

Лазерная абляция мишеней наносекундными и фемтосекундными импульсами широко используются для анализа состава вещества [40, 41]. Классически в данных методах использовались наносекундные лазерные импульсы от Nd:YAG лазеров (1054 нм). Однако в результате широкого распространения мощных фемтосекундных Ti:Sa лазеров, появилось новое направление исследований, связанное с фемтосекундной лазерно-искровой эмиссионной спектроскопией [42].

Такая популярность лазеров в широком спектре научных исследований, в частности, в лабораторной астрофизике, связана с уникальной возможностью фокусировать электромагнитную энергию в малые объемы вплоть до $\sim 1 \text{ мкм}^3$ и локализовать её в коротких временных масштабах до $\sim 10 \text{ фс}$, что позволяет локально создать гигантские плотности энергии, порядка 10^{12} Дж/см^3 и более. Взаимодействие такого сильного электромагнитного поля с конденсированной материей практически моментально приводит к генерации потоков горячей и плотной плазмы. Благодаря этому современные лазерно-плазменные системы позволяют моделировать широкий спектр процессов связанных с плазменными потоками – от взрывов сверхновых до аккреции в молодых звездах и корональных выбросов на Солнце (см. обзоры [2–5]).

Важным условием для интерпретации лабораторных результатов для объяснения некоторых астрофизических явлений является существование скейлинга, то есть возможности масштабировать лабораторную систему до астрофизической. Корректно и четко сформулированные приближения и законы масштабирования представляют собой мощный инструмент для исследования и понимания астрономических явлений. Такого рода масштабирование возможно, например, в МГД приближении, когда ключевые безразмерные параметры, определяющие эволюцию плазмы, такие как, плазменная бета β , число Эйлера, число Маха и Маха-Альфвена, для двух систем совпадают [43–45]. Методы скейлинга подробно обсуждаются в данной диссертации (см. пункт 1.2).

Физика лазерно-плазменного взаимодействия, несмотря на значительное внимание со стороны научного сообщества, остается до конца не изученной областью. Адекватное теоретическое описание эволюции лазерной плазмы является крайне сложной задачей, поскольку требует комплексного учета процессов нагрева, ионизации, испарения твердого вещества, генерации энергичных, а в случае сверхмощных фемтосекундных импульсов, релятивистских частиц. При этом процессы, протекающие при лазерной абляции, и свойства полученной плазмы существенно зависят от параметров лазерного импульса, таких как длина волны, энергия, длительность импульса и интенсивность лазерного излучения. Например, свойства плазмы, сгенерированной при облучении твердотельной мишени коротким сверхинтенсивным импульсом, могут существенно отличаться от созданной наносекундным импульсом со схожей плотностью энергии (флюенсом) [42]. При облучении наносекундными импульсами ионизация и нагрев твердотельной мишени происходит посредством столкновений [46] (см. пункт 2.1), а функцию распределения в резуль-

тате полученной плазмы можно рассматривать близкой к равновесной. При фемтосекундном интенсивном воздействии на твердотельную мишень возникает значительная фракция ускоренных бесстолкновительных электронов, осцилляторная энергия которых может составлять от нескольких сотен кэВ до нескольких сотен МэВ [33, 47]. Энергичные электроны способны покидать и отдаляться от области разогрева [48], в результате чего возникает электрическое поле, которое возвращает электроны и ускоряет ионы в некоторых случаях до десятков МэВ [49, 50]. Таким образом, фемтосекундно-индуцированная плазма может быть существенно неравновесной, что способствует проявлению кинетических коллективных эффектов, влияющих на крупномасштабную динамику плазмы. Например, прямой и обратный осциллирующие потоки ускоренных электронов способствуют генерации магнитного поля, например крупномасштабного фонтанного магнитного поля [51–55] и мелкомасштабного филаментационного, возникшего в результате развития токовых неустойчивостей вейбелевского типа [56–59]. Фонтанные самогенерированные магнитные поля в плазме могут существенно превышать бирманновские поля [60], наблюдаемые в случае наносекундной абляции, и достигать нескольких сотен тесла [53–55]. Данные магнитные поля могут оказывать ограничивающее влияние на радиальное расширение плазмы [51].

Для теоретического описания эволюции лазерной плазмы и ее взаимодействия с магнитными полями в зависимости от рассматриваемых условий применяют различные модели и численные коды, которые работают в определенных приближениях, например МГД-коды (жидкостные), кинетические (метод частиц в ячейках (PIC), власовские) или гибридные (PIC-жидкостные) модели. Для валидации этих численных методов особую ценность представляют эксперименты в упрощенной геометрии, такие как классические исследования квазисферического разлета плазмы во внешнем магнитном поле [61–66]. История таких экспериментов насчитывает несколько десятилетий и начинается в 1980-х годах с искусственных бариевых выбросов в ионосфере [64–66] и первых исследований с наносекундно-индуцированной лазерной плазмой [62, 67]. Однако, несмотря на длительную историю изучения, многие аспекты этого процесса остаются недостаточно исследованными. Особую дискуссию вызывает природа желобковых неустойчивостей на границе плазменной каверны. Интересно, что в разных экспериментальных условиях наблюдаются принципиально различные механизмы их возникновения: в крупномасштабных экспериментах ($L \lesssim 1$ м) важны кинетические эффекты, связанные с незамагниченностью ионов и холловскими токами [61, 68], тогда как в экспериментах с более мелкомасштабной ($L \lesssim 1$ см) и более плотной плазмой [63, 69] наблюдается классическая МГД неустойчивость Рэлея-Тейлора.

Полученные в таких «модельных» экспериментах результаты служат важным фундаментом для понимания более сложных плазменных конфигураций, встречающихся как в лабораторных, так и в астрофизических условиях. При этом сохраняющаяся неоднозначность в интерпретации природы неустойчивостей, свидетельствует о необходимости дальнейших систематических ис-

следований с применением современных диагностических методов и численного моделирования.

Для описания динамики наносекундно-индуцированных плазменных потоков в магнитном поле часто применяют подходы, основанные на уравнениях магнитной гидродинамики [44, 45, 63, 70–74]. Открытым является вопрос применения МГД подходов для описания крупномасштабной динамики потоков фемтосекундно-индуцированной плазмы во внешнем магнитном поле. В литературе проблема влияния кинетических эффектов на крупномасштабную динамику потоков фемтосекундно-индуцированной плазмы в магнитном поле до сих пор не исследована. Глава 3 данной диссертации посвящена рассмотрению влияния кинетических эффектов на крупномасштабную динамику фемтосекундной плазмы и обсуждению ограничений применения МГД подходов для описания такой плазмы. Подробно сравнивается динамика плазмы генерируемой наносекундными и фемтосекундными лазерными импульсами со схожими флюенсами $\sim 3 \times 10^4$ Дж/см². В том числе исследуются особенности взаимодействия потоков наносекундной и фемтосекундной плазмы с внешним магнитным полем индукции ~ 14 Тл. Подробное сравнительное исследование динамики плазменных потоков, созданных сверхмощными фемтосекундными и наносекундными лазерными импульсами во внешнем магнитном поле имеет как фундаментальную ценность для физики плазмы и астрофизики, так и для прикладных задач термоядерного синтеза, лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии и масс-спектрометрии.

Цели и задачи работы

Целью данной работы является исследование структуры и динамики плазменных потоков, создаваемых при облучении твердотельных мишеней двумя типами лазерного излучения со схожей энергией $E \sim 10$ Дж, а именно мощного лазерного излучения наносекундной длительности ($\tau \sim 1$ нс) с интенсивностью $I \sim 5 \times 10^{10} - 10^{13}$ Вт/см², и фемтосекундного ($\tau \sim 60$ фс) излучения с релятивистской интенсивностью до $I \sim 2 \times 10^{18}$ Вт/см². Ставилась задача изучить особенности взаимодействия таких плазменных потоков с внешними магнитными полями с индукцией до 18 Тл, а также исследовать свойства возникающих неустойчивостей плазмы. Для достижения поставленных целей были выполнены эксперименты на лазерном комплексе PEARL, разработаны диагностические методы и оригинальные схемы экспериментов. Кроме того, для интерпретации полученных экспериментальных результатов ставилась цель численно исследовать некоторые наблюдаемые процессы, а именно, выполнить моделирование: (а) взаимодействия лазерной плазмы с внешним поперечным магнитным полем, (б) возбуждения филаментации вейбелевского типа сверхмощным фемтосекундным лазерным импульсом.

Научная новизна

Впервые проведено детальное сравнительное исследование динамики плазменных потоков, генерируемых мощными наносекундными и фемтосекундными лазерными импульсами релятивистской интенсивности с совпадающими флюенсами. Экспериментально продемонстрировано, что фемтосекундно-индуцированный плазменный поток распространяется в вакууме в виде кол-

лимированной структуры, в то время как наносекундно-индуцированный поток характеризуется значительной угловой расходимостью порядка 40° .

Впервые осуществлено экспериментальное исследование взаимодействия фемтосекундно - индуцированной плазмы с поперечным магнитным полем с индукцией свыше 14 Тл и проведен сравнительный анализ с динамикой взаимодействия наносекундно-индуцированных плазменных потоков. Подтверждено, что наносекундно-индуцированный плазменный поток, расширяющийся в поперечном магнитном поле, формирует диамагнитную каверну, на границе которой развивается неустойчивость Рэля-Тейлора с характерными длинами желобковых структур, сопоставимыми с масштабами самой каверны. В случае воздействия фемтосекундным излучением впервые зафиксировано перенаправление плазменного потока в узкий плазменный лист без образования каверны и сопутствующей желобковой неустойчивости.

Впервые экспериментально обнаружена и исследована неустойчивость Рэля-Тейлора на границе диамагнитной каверны, образованной при наносекундной инжекции плазменного потока вдоль квазиоднородного магнитного поля.

Впервые экспериментально зарегистрировано развитие холловской модификации неустойчивости Рэля-Тейлора в фемтосекундно-индуцированном плазменном потоке, вытянутом в направлении перпендикулярном к магнитному полю и превышающем по размерам классический радиус останков R_b . Вследствие развития неустойчивости наблюдалось расслоение такого плазменного потока на отдельные структуры типа «языков», то есть вытянутых и тонких струй плазмы, проникающих в поперечное магнитное поле. Впервые экспериментально установлено существенное влияние холловских эффектов на динамику фемтосекундных плазменных «языков» в магнитных полях.

В результате облучения твердотельной мишени сверхмощным фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью $\sim 2 \times 10^{18}$ Вт/см² впервые экспериментально наблюдалось возникновение долгоживущей (~ 25 нс) неустойчивости вейбелевского типа в расширяющемся в вакуум плазменном потоке. Впервые экспериментально исследовано влияние внешнего поперечного магнитного поля индукции ~ 18 Тл на возникновение вейбелевской неустойчивости.

Впервые выполнено лабораторное моделирование коллимации джетов в пологоидальном магнитном поле со структурой типа «песочных часов», наблюдающейся в окрестности молодых звездных объектов.

Теоретическая и практическая значимость

Результаты лабораторных исследований, выполненных с лазерной плазмой, взаимодействующей с внешними магнитными полями, необходимы для верификации и проверки численных кодов и аналитических моделей, применяемых для описания явлений в астрофизике, физике термоядерной плазмы и физике высоких плотностей энергии.

Исследования вейбелевской неустойчивости и неустойчивости Рэля-Тейлора в лазерной плаз-

ме находят применение как в фундаментальной науке, так и в прикладных областях. Фундаментальные знания о магнитной неустойчивости Релея-Тейлора в плазменных потоках, сгенерированных наносекундными и фемтосекундными лазерными импульсами, могут быть использованы в работах по УТС.

Лабораторные наблюдения долгоживущей вейбелевской неустойчивости позволяют по-новому интерпретировать природу долгоживущих магнитных структур и токовых слоев, наблюдаемых в солнечном ветре, особенно в области магнитопаузы. Эти данные также важны для понимания механизмов взрывных процессов в корональных арках звезд, что существенно влияет на достоверность прогнозирования солнечной активности.

Для термоядерного синтеза с быстрым зажиганием полученные результаты исследования вейбелевской неустойчивости дают важные знания для понимания роли мелкомасштабных магнитных полей в плазме, создаваемой сверхинтенсивными лазерными импульсами. Особую ценность представляют выявленные закономерности формирования и эволюции магнитных структур, которые могут оказывать существенное влияние на процессы переноса энергии в плазме.

Таким образом, проведенные исследования демонстрируют тесную взаимосвязь между фундаментальными исследованиями плазменных неустойчивостей и их практическими приложениями в различных областях — от космической физики до энергетики будущего.

Методология и методы исследования

Экспериментальная часть работы полностью выполнена на передовом петаваттном лазерном комплексе PEARL, технологии которого сочетают важные для лазерно-плазменных экспериментов свойства, например, оптическую синхронизацию наносекундной накачки и фемтосекундного импульса, а также возможность использования технологии «компрессии после компрессии» (CafCa) [75], обеспечивающую укорачивание сверхмощного лазерного импульса до 10 фс, что в свою очередь позволяет существенно (более 3 раз) увеличить интенсивность лазерного излучения в перетяжке и исследовать сверхбыстрые лазерно-плазменные релятивистские процессы.

Уникальная магнитная система, генерирующая импульсные (существующие в течение времени ~ 1 мс) магнитные поля с индукцией вплоть до 18 Тл, позволяет вести исследования взаимодействия плазмы и магнитного поля в условиях, оптимально масштабируемых до астрофизических.

Использованные оптические диагностические методы, такие как интерферометрия, теневое фотографирование и поляриметрия, позволяют делать моментальные снимки всей плазмы, определять особенности структуры с высоким разрешением, не хуже 30 мкм, а также измерять плотность плазмы и магнитные поля, что обеспечивает высокую точность и надежность экспериментальных результатов.

Для детального описания наблюдаемых в эксперименте явлений и их интерпретации используется численное моделирование, построенное на основе надежных и признанных открытых ко-

дов, таких как релятивистский PIC (метод частиц в ячейках) код Smilei, гибридный код АКА, сочетающий свойства PIC подхода для ионов и гидродинамического описания электронов, а также МГД код FLASH с радиационным переносом и 3-х компонентной температурой.

Положения, выносимые на защиту

1. Неустойчивость Рэлея-Тейлора возникает на границе диамагнитной каверны, образованной при инжекции плазменного потока наносекундным лазерным импульсом как поперек, так и вдоль внешнего магнитного поля.

2. Для коллимации потока плазмы достаточно обеспечить его взаимодействие с полоидальным магнитным полем в вакууме на квазиоднородном участке с пространственным масштабом порядка классического радиуса останова R_b . Сформированный таким образом плазменный поток при выходе из области квазиоднородного полоидального магнитного поля в область сильно расходящегося поля сохраняет свою коллимированность.

3. В плазменном потоке, созданном при облучении твердотельной мишени фемтосекундным лазерным импульсом релятивистской интенсивности, магнитостатическая филаментация плазмы вейбелевского типа может сохраняться на временах, существенно превышающих время релаксации анизотропии температуры фракции горячих электронов.

4. Плазменный поток, индуцированный при абляции плоской мишени фемтосекундным лазерным импульсом релятивистской интенсивности, имеет коллимированную структуру, в то время как поток плазмы, сгенерированный наносекундным лазерным импульсом с таким же флюенсом, является расходящимся. При наличии внешнего поперечного магнитного поля изначально коллимированный плазменный поток перенаправляется в тонкий плазменный лист без образования каверны и развития желобковой неустойчивости на ее поверхности.

5. Фемтосекундно-индуцированные тонкие плазменные струи со структурой типа «языка», плотность и скорость которых ниже, чем у наносекундно-индуцированных струй, демонстрируют нетипичное для классической МГД системы поведение, выражающееся в систематическом искривлении в сторону циклотронного вращения ионов в магнитном поле.

Структура диссертации и краткое содержание

Диссертационная работа состоит из Введения, трех глав, Заключения и Списка литературы.

Во **Введении** обоснована актуальность выбранной темы исследования, дан краткий обзор ранее полученных результатов, сформулированы основные цели и задачи работы, описаны методы исследования, научная новизна, практическая и научная значимость полученных результатов, приведены положения, выносимые на защиту, описан личный вклад автора, а также приведены списки научных трудов и тезисов научных конференций, подтверждающие достоверность научных результатов.

Глава 1 имеет общий характер и включает расширенный обзор современного положения дел по основным направлениям лабораторной астрофизики, описание наиболее часто используемых

подходов для лабораторно - астрофизического масштабирования. В данной главе также описаны экспериментальные возможности лазерного комплекса PEARL, основные экспериментальные подходы к диагностике и исследованию лабораторной плазмы.

В **параграфе 1.1** описаны некоторые проблемы современных астрономических наблюдений, связанные с ограничениями наблюдательного астрономического метода исследований. Описаны некоторые современные представления об астрофизических объектах и явлениях, экспериментально моделируемых в данной работе, таких как аккреция вещества из аккреционного диска, генерация и коллимация джетов в молодых звездных объектах, вейбелевская неустойчивость и ударные волны во встречных потоках плазмы. Продемонстрировано, что типичного разрешения (~ 50 а.е.) современных наблюдений далеких молодых звездных объектов [76–78] не достаточно, чтобы подробно исследовать процессы аккреции и коллимации джетов, происходящих в данных объектах в областях с размерами порядка 10 а.е. [9, 79, 80]. Обсуждается современное состояние знаний о вейбелевской неустойчивости и ударных волнах в астрофизике. Подчеркивается, что понимание природы возникновения данных явлений остаются неполными в первую очередь из-за сложной микрофизики таких явлений для теоретических исследований и моделирования. Сформулированы основные вопросы и проблемы астрофизики, на которые данная работа нацелена ответить.

В **параграфе 1.2** рассмотрены основные подходы для построения масштабирования между лабораторными и астрофизическими объектами. Описан наиболее часто используемый подход, основанный на идеальных МГД уравнениях [43, 45, 81]. Указывается, что в приближении малости диссипативных параметров, то есть при выполнении условий $Re, Re_m, Pe \gg 1$, масштабирование между двумя системами выполняется, если численно совпадают параметры подобия число Эйлера Eu и плазменная бета β . Упоминаются некоторые другие подходы масштабирования, основанные на кинетическом уравнении Власова [74].

В **параграфе 1.3** описана ретроспектива некоторых важных экспериментальных исследований в области лабораторного моделирования. Дан общий обзор проведенных исследований по лабораторной астрофизике, начиная с пионерских работ с плазменными генераторами [82–84] и пинчами [85, 86], заканчивая современными лазерными экспериментами [2–5].

В **параграфе 1.4** рассмотрены экспериментальные возможности лазерного комплекса PEARL для лабораторно-астрофизических исследований. Приведена общая схема лазера PEARL с описанием доступных и наиболее часто используемых в экспериментах типов лазерного излучения: мощного наносекундного с энергией вплоть до 300 Дж и сверхмощного фемтосекундного излучения с энергией до 20 Дж. В пункте 1.4.2 описана типичная схема эксперимента в мишенной вакуумной камере для лабораторно-астрофизического моделирования, например аккреции в МЗО.

В **пункте 1.4.3** рассмотрены основные применяемые оптические методы диагностики плаз-

мы, такие как теневое фотографирование, интерферометрия и поляриметрия. Указывается, что теневое фотографирование обеспечивает пространственное разрешение $\lesssim 30$ мкм и позволяет визуализировать области с резкими градиентами плотности плазмы. Представлена схема и устройство используемого интерферометра Маха - Цендера. Демонстрируется, что интерферометрические измерения, выполненные в рамках заданных приближений, дают возможность реконструировать пространственное распределение электронной концентрации и трёхмерную структуру плазмы. Приведена схема поляриметрической диагностики, которая применяется для восстановления интегральной величины и структуры магнитного поля.

В **пункте 1.4.4** описываются характеристики и устройство уникальной магнитной системы, используемой для исследования взаимодействия плазмы с внешним магнитным полем. Продемонстрировано, что достигаемые с помощью данной катушки магнитные поля $\sim 10\text{-}20$ Тл ограничивают разлет лазерной плазмы до размеров $\lesssim 1$ см, следовательно, позволяют достигать оптимальных условий для применения оптических диагностических методов и подходов масштабирования к астрофизическим объектам.

Глава 2 посвящена исследованиям разлета плазменных потоков, сгенерированных при облучении твердотельных мишеней из тефлона $(C_2F_4)_n$ наносекундными лазерными импульсами с энергией ~ 10 Дж. В **параграфе 2.1** описаны основные параметры таких плазменных потоков при квазисферическом разлете в вакуум без внешнего магнитного поля. Показано, что на временах $t \sim 10$ нс после облучения плазма характеризуется температурой $T_e \sim 50 - 100$ эВ, концентрацией $N_e \sim 10^{18} - 10^{19}$ см $^{-3}$, скоростью потока $V \sim 300 - 400$ км/с и средним зарядовым числом $Z \sim 4 - 5$. С помощью интерферометрии продемонстрировано, что плазменный поток расширяется в вакуум квазисферически с углом разлета порядка 40° .

В **параграфе 2.2** исследован разлет плазмы из квазиточечного источника во внешнее поперечное квазиоднородное магнитное поле с индукцией порядка 14 Тл. В **пункте 2.2.1** описаны основные стадии такого квазисферического разлета: образование диамагнитной каверны, возникновение желобков на ее границе, эволюция неустойчивости от начальной стадии до нелинейной, когда размеры наблюдаемых желобков достигают размера каверны. С помощью линейной теории демонстрируется, что наиболее вероятным кандидатом на роль наблюдаемой неустойчивости является неустойчивость Рэля-Тейлора.

В **пункте 2.2.2** продемонстрировано, что на дальнейших этапах эволюции плазменная каверна сжимается внешним магнитным полем и образует плазменную структуру в виде листа, вытянутого вдоль поля и распространяющегося поперек внешнего магнитного поля с постоянной скоростью в виде узконаправленного неустойчивого течения. Представленное численное моделирование МГД кодом FLASH с хорошей точностью воспроизводит динамику плазмы, а именно образование каверны с желобками неустойчивости и образование вытянутого плазменного листа. Численное МГД моделирование, учитывающие температуру электронов T_e , ионов T_i

и радиационную температуру T_{rad} , а также резистивность плазмы в соответствии с выражениями из [87], демонстрирует, что плазменный лист является существенно диамагнитным. Так же как и в эксперименте наблюдается случайное изменение направления распространения плазменного листа, не зависящее от направления внешнего магнитного поля.

В **пункте 2.2.3** представлена интерпретация наблюдаемого механизма проникновения плазмы в магнитное поле для объяснения нерегулярной аккреции в молодых звездах типа EXo. Предположение о выполнении масштабирования лабораторных и аккреционных потоков в объектах EXo позволило оценить ранее не известное в таких объектах магнитное поле ~ 20 Гс, согласованное с современными теоретическими представлениями.

В **параграфе 2.3** представлено детальное исследование коллимации потоков лазерной плазмы для моделирования джетов в молодых звездных объектах. В **пункте 2.3.1** экспериментально продемонстрированы основные этапы коллимации лабораторного джета в квазиоднородном полоидальном (вдоль оси симметрии) магнитном поле. Исследовано перенаправление потока, образование диамагнитной каверны с магнитной конической ударной структурой, называемой магнитным соплом [71,88], и образование узконаправленного джета. Впервые для такой геометрии разлета экспериментально наблюдалось возникновение желобков неустойчивости Рэлея-Тейлора на границе плазменной каверны.

В **пункте 2.3.2** представлены результаты первого экспериментального моделирования коллимации плазменных джетов в неоднородном полоидальном магнитном поле со структурой типа «песочных часов». Для воспроизведения астрофизических условий использовалась экспериментальная конфигурация магнитного поля типа касп, имитирующая структуру поля, наблюдаемую в окрестности молодых звёздных объектов [89–94]. Экспериментально установлено, что для эффективной коллимации лабораторного джета достаточно взаимодействия плазменного потока с квазиоднородным магнитным полем на масштабах, сравнимых с классическим радиусом остановки R_b . На основе МГД масштабирования лабораторных и астрофизических потоков показано, что данный масштаб коллимации для астрофизического джета составляет порядка 30 а.е., что согласуется с современными наблюдательными данными.

Глава 3 посвящена исследованию динамики плазменных потоков, возникающих при воздействии сверхмощных фемтосекундных лазерных импульсов с интенсивностью до 2×10^{18} Вт/см² на твердотельные мишени. В **параграфе 3.1** детально изучен разлет такой плазмы в вакуум без магнитного поля. Впервые экспериментально обнаружено образование долгоживущей филаментационной структуры с уникальными характеристиками: филаменты ориентированы строго перпендикулярно мишени и сохраняются в течение 25 нс после лазерного воздействия. В **пункте 3.1.2** приведены результаты двумерного PIC-моделирования, которое показало, что ускоренные электроны с энергиями до нескольких сотен кэВ, образующиеся при взаимодействии субрелятивистского лазерного излучения с плазмой, генерируют мелкомасштабные вейбелев-

ские филаментационные и крупномасштабные фонтанные магнитные поля с амплитудой до 500 Тл на пикосекундных временах. С другой стороны, показано, что горячие электроны подвержены быстрой релаксации за времена $\lesssim 10$ пс, что ставит под сомнение их роль в поддержании экспериментально наблюдаемой долгоживущей (~ 25 нс) филаментации. Основываясь на этих результатах и теоретических оценках, предложены гипотезы об иных механизмах поддержания долгоживущих филаментационных структур.

В **пункте 3.1.3** представлено первое экспериментальное исследование влияния внешнего магнитного поля порядка 18 Тл на возникновение вейбелевской неустойчивости. Продемонстрировано, что вейбелевская неустойчивость продолжает наблюдаться в плазменном потоке, за исключением области сжатого плазменного листа.

Параграф 3.2 представляет детальное исследование крупномасштабной динамики плазменных потоков, сравнивая характеристики плазмы, генерируемой фемтосекундными и наносекундными лазерными импульсами при сопоставимых флюенсах. В **пункте 3.2.1** рассматриваются особенности структуры и динамики вакуумного разлета фемтосекундно-индуцированной плазмы в сравнении с наносекундно-индуцированной плазмой. Экспериментальные данные демонстрируют существенное различие в геометрии разлета в вакуум без магнитного поля: поток фемтосекундной плазмы имеет коллимированную структуру в отличие от наносекундной плазмы, расширяющейся с типичным углом разлета $\sim 40^\circ$. Этот эффект объясняется генерацией в фемтосекундном случае сильных (сотни Тл) фонтанных тороидальных магнитных полей, генерируемых популяцией ускоренных электронов, что характерно только для взаимодействия сверхмощного фемтосекундного и суб-пикосекундного излучения с мишенью [53–55]. Приведенное в **параграфе 3.1.2** PIC моделирование эксперимента на пикосекундных временах подтверждает генерацию фонтанных магнитных полей ~ 500 Тл, способных ограничивать радиальное расширение плазмы.

Пункт 3.2.2 посвящен исследованию разлета фемтосекундных плазменных потоков во внешнее поперечное магнитное поле с индукцией ~ 14 Тл. Принципиальное отличие от наносекундного случая проявляется уже на начальных стадиях разлета: вместо формирования квазисферической каверны с развитыми желобковыми неустойчивостями в наносекундном случае, фемтосекундная плазма сразу структурируется в узкий коллимированный плазменный лист, который распространяется поперек магнитного поля с практически постоянной скоростью до $t \lesssim 40$ нс. Такое различие в поведении объясняется изначально более высокой степенью коллимации фемтосекундного потока. На временах свыше 40 нс наблюдается дополнительное различие в динамике: фемтосекундные плазменные листы демонстрируют систематический поворот в направлении вращения иона в магнитном поле, тогда как наносекундные листы проявляют хаотическую динамику вращения. Это наблюдение интерпретируется как следствие эффектов, выходящих за рамки идеальной МГД, в частности, значительного вклада холловских токов

на фронте распространения фемтосекундной плазмы. Однако, как подчеркивается, проявление крупномасштабных эффектов кинетического-типа в фемтосекундной плазме, в частности холловских эффектов, связано не с фракцией горячих ускоренных электронов, сгенерированных при облучении интенсивным фемтосекундным импульсом и релаксирующих на пикосекундных временах, а с характерными для таких эффектов значениями параметров плотности, температуры и скорости фемтосекундной плазмы.

В **пункте 3.2.3** представлено первое экспериментальное исследование, сравнивающее динамику вытянутых плазменных потоков (размер источника 1×10 мм) наносекундного и фемтосекундного происхождения в поперечном квазиоднородном магнитном поле. В ходе экспериментов обнаружено, что оба типа плазмы демонстрируют расслоение на отдельные субпотоки или «языки» вследствие развития неустойчивости Рэля-Тейлора. Так же как и с единственным плазменным листом, обнаружено различное поведение наносекундных и фемтосекундных плазменных языков взаимодействующих с поперечным магнитным полем. Фемтосекундные плазменные языки приобретают систематическое вращение, согласованное с направлением движения ионов в магнитном поле, что в результате приводит к формированию на фронте плазменного потока характерных вихревых структур. В случае наносекундной плазмы систематического вращения не наблюдается, наоборот, перенаправление языков от прямолинейного распространения имеет случайный характер. Сравнение с результатами предыдущих кинетических и гибридных расчетов [95–97] позволяет предположить, что наблюдаемое в случае фемтосекундных языков закручивание обусловлено действием холловских электрических полей, которые инициируют развитие неустойчивости Кельвина-Гельмгольца на границе плазменных образований.

Параграф 3.3 посвящен исследованию взаимодействия встречных плазменных потоков, генерируемых сверхмощными лазерными импульсами, с использованием оригинальной экспериментальной схемы, позволяющей создавать контрнаправленные потоки единственным лазерным импульсом. В ходе экспериментов при встречном взаимодействии потоков зафиксировано увеличение поперечных размеров плазмы и образование симметричных уплотнений, что также сопровождается существенным торможением и перенаправлением плазменных потоков. Проведенное моделирование гибридным кодом позволило установить, что наблюдаемая стагнация и перенаправление потоков обусловлены динамикой самогенерированного тороидального магнитного поля: в области взаимодействия встречные потоки адвектируют и усиливают тороидальное самогенерированное магнитное поле, которое и определяет последующую эволюцию системы, то есть образование уплотнений и перенаправление плазменных потоков. Эти результаты демонстрируют ключевую роль самогенерированных магнитных полей в динамике взаимодействующих плазменных потоков и представляют важный шаг в понимании сложных процессов перераспределения энергии в лазерной плазме.

В **ЗАКЛЮЧЕНИИ** сформулированы основные результаты диссертационной работы.

Личный вклад автора

Эксперименты выполнены в коллективе соавторов на большой и технологически сложной лазерной установке PEARL. Автор является одним из основных исполнителей экспериментов с плазменными потоками, индуцированными сверхмощными лазерными импульсами. Численное моделирование PIC, гибридным и МГД кодами выполнено автором лично. Вклад автора во все представленные результаты является основополагающим и присутствует на всех этапах проведения исследования: от планирования экспериментов, разработки экспериментальных схем и диагностик, получения и обработки экспериментальных данных, до интерпретации экспериментальных данных для применения в астрофизическом моделировании, подготовки и написания статей. Задача исследования взаимодействия встречных потоков фемтосекундно-индуцированной лазерной плазмы и схема реализации была предложена лично автором. Постановка остальных научных задач проводилась научным руководителем М.В. Стародубцевым, а также А.А. Соловьевым, К.Ф. Бурдоновым, В.В. Кочаровским и А.Н. Степановым.

Апробация и достоверность результатов, список публикаций

По теме диссертации опубликовано 13 работ, в том числе 9 статей в рецензируемых научных журналах и 4 работы в трудах конференций.

Все публикации по теме диссертации входят в систему цитирования Web of Science (WOS), Российский индекс научного цитирования (РИНЦ) и представлены далее:

A1. Соловьёв А.А., Бурдонов К.Ф., Котов А.В., Перевалов С.Е., Земсков Р.С., Гинзбург В.Н., Кочетков А.А., Кузьмин А.А., Шайкин А.А., Шайкин И.А., Хазанов Е.А., Яковлев И.В., Лучинин А.Г., Морозкин М.В., Проявин М.Д., Глявин М.Ю., Фукс Ж., Стародубцев М.В. Экспериментальное исследование взаимодействия потока лазерной плазмы с поперечным магнитным полем // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2020. Т. 63. №. 11. С. 973-984.

A2. Burdonov K., Bonito R., Giannini T., Aidakina N., Argiroffi C., Beard J., Chen S. N., Ciardi A., Ginzburg V., Gubskiy K., Gundorin V., Gushchin M., Kochetkov A., Korobkov S., Kuzmin A., Kuznetsov A., Pikuz S., Revet G., Ryazantsev S., Shaykin A., Shaykin I., Soloviev A., Starodubtsev M., Strikovskiy A., Yao W., Yakovlev I., Zemskov R., Zudin I., Khazanov E., Orlando S. and Fuchs J. Inferring possible magnetic field strength of accreting inflows in EXor-type objects from scaled laboratory experiments // Astronomy & Astrophysics. 2021. V. 648. P. A81.

A3. Burdonov K., Yao W., Sladkov A., Bonito R., Chen S.N., Ciardi A., Korzhimanov A., Soloviev A., Starodubtsev M., Zemskov R., Orlando S., Romanova M., Fuchs J. Laboratory modelling of equatorial ‘tongue’ accretion channels in young stellar objects caused by the Rayleigh-Taylor instability // Astronomy & Astrophysics. 2022. V. 657. P. A112.

A4. Fazzini A., Yao W., Burdonov K., Beard J., Chen S.N., Ciardi A., d’Humières E., Diab R., Filippov E.D., Kisyov S., Lelasseux V., Miceli M., Moreno Q., Orlando S., Pikuz S., Ribeyre X., Starodubtsev M., Zemskov R., Fuchs J. Particle energization in colliding subcritical collisionless

shocks investigated in the laboratory // *Astronomy & Astrophysics*. 2022. V. 665. P. A87.

A5. Коробков С.В., Николенко А.С., Гуцин М.Е., Стриковский А.В., Зудин И.Ю., Айдакина Н.А., Шайхисламов И.Ф., Руменских М.С., Земсков Р.С., Стародубцев М.В. Особенности динамики и неустойчивости плазменных струй, расширяющихся во внешнее магнитное поле, в лабораторных экспериментах с компактными коаксиальными генераторами плазмы на крупномасштабном стенде “Крот” // *Астрономический журнал*. 2023. Т. 67. №. 1. С. 93-103.

A6. Zemskov R., Burdonov K., Soloviev A., Sladkov A., Korzhimanov A., Fuchs J., Bisikalo D., Zhilkin A., Barkov M., Ciardi A., Yao W., Glyavin M., Morozkin M., Proyavin M., Luchinin A., Chuvakin P., Ginzburg V., Kochetkov A., Kuzmin A., Shaykin A., Shaikin I., Perevalov S., Kotov A., Pikuz S., Ryazantsev S., Khazanov E., Starodubtsev M. Laboratory modeling of YSO jets collimation by a large-scale divergent interstellar magnetic field // *Astronomy & Astrophysics*. 2024. V. 681. P. A37.

A7. Соловьев А.А., Бурдонов К.Ф., Гинзбург В.Н., Глявин М.Ю., Земсков Р.С., Котов А.В., Кочетков А.А., Кузьмин А.А., Мурзанев А.А., Мухин И.Б., Перевалов С.Е., Пикуз С.А., Стародубцев М.В., Степанов А.Н., Фукс Ж., Шайкин И.А., Шайкин А.А., Яковлев И.В., Хазанов Е.А. Исследования в области физики плазмы и ускорения частиц на петаваттном лазере PEARL // *Успехи физических наук*. 2024. Т. 194. №. 3. С. 313-335.

A8. Земсков Р.С., Бурдонов, К., Кузьмин, А., Шайкин, И., Гинзбург, В., Яковлев, И., Кочетков А.А., Перевалов С.Е., Котов А.В., Соловьев А.А., Шайкин А.А., Стародубцев М.В. Хазанов, Е.А. Лабораторное исследование неустойчивости Рэлея-Тейлора в лазерной плазме, взаимодействующей с внешним магнитным полем 14 Тл // *Известия вузов. Радиофизика*. 2024. Т. 67. №. 11-12. С. 1029–1037.

A9. Zemskov R., Barkov M., Blinov E., Burdonov K., Ginzburg V., Kochetkov A., Kotov A., Kuzmin A., Perevalov S., Shaikin I., Stukachev S., Yakovlev I., . Soloviev A, Shaykin A., Khazanov E., Fuchs J. and Starodubtsev M. Non-Ideal Hall MHD Rayleigh-Taylor Instability in Plasma Induced by Nanosecond and Intense Femtosecond Laser Pulses. // *Plasma*. 2025. V. 8. №. 2. P. 23.

A10. Земсков Р. С. Оптические методы диагностики плазмы в лабораторной астрофизике // *Нелинейные волны-2020*. 2020. С. 115.

A11. Земсков Р. С., Бурдонов К. Ф., Соловьев А. А., Перевалов С. Е., Котов А. В., Стародубцев М.В. Лабораторное моделирование коллимации протозвездных джетов крупномасштабным межзвездным магнитным полем // *Нелинейные волны-2022*. 2022. С. 105-106.

A12. Земсков Р. С., Соловьев А. А., Бурдонов К. Ф., Стародубцев М. В. Лабораторное исследование коллимации протозвездных джетов сильно неоднородным полоидальным магнитным полем // *XXVII Нижегородская сессия молодых ученых: технические, естественные, математические науки*. 2022. С. 336-341.

A13. Zemskov R. S., Kotov A. V., Perevalov S. E., Murzanov A. A., Stepanov, A. N., Soloviev A.

A., Starodubtsev, M. V. Experimental observation of Weibel instability in the astrophysical and Fast Ignition relevant plasmas induced by ultrashort 250 TW laser pulse //2024 International Conference Laser Optics (ICLO). IEEE, 2024. P. 218-218.

Результаты работы были апробированы на семинарах ИПФ РАН, межинститутских семинарах, а также на следующих всероссийских и международных конференциях:

1. Международная конференция «XIV научная школа - Нелинейные волны», Бор, Россия, 2020.
2. XXVII Нижегородская сессия молодых ученых (технические, естественные, математические науки), Нижний Новгород, Россия, 2022.
3. Международная конференция «XX научная школа - Нелинейные волны», Бор, Россия, 2022
4. XXXVIII Fortov International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter (ELBRUS), the Kabardino-Balkar Republic of the Russian Federation, 2023
5. I Всероссийская школа НЦФМ по экспериментальной лабораторной астрофизике и геофизике, Саров, Россия, 2023
6. XXXIX Fortov International Conference on Equations of State for Matter (ELBRUS), the Kabardino-Balkar Republic of the Russian Federation, 2024
7. 2024 International Conference Laser Optics (ICLO), Saint Petersburg, Russia, 2024
8. Международная конференция «XXI научная школа - Нелинейные волны», Бор, Россия, 2024
9. The 8th International Conference "Frontiers of Nonlinear Physics Moscow – Kostroma – Moscow, Russia, September 1–6, 2024
10. The VII-th International Symposium "Topical Problems of Nonlinear Wave Physics Moscow – St.Petersburg, Russia, September 7–13, 2025

Список прочих публикаций:

1. Котов А. В. и др. Адаптивная система коррекции оптических aberrаций излучения мощных лазеров с динамическим определением эталонной формы волнового фронта //Квантовая электроника. – 2021. – Т. 51. – No. 7. – С. 593-596.
2. Soloviev A. et al. Improving focusability of post-compressed PW laser pulses using a deformable mirror //Optics Express. – 2022. – Vol. 30. – No. 22. – P. 40584-40591.
3. Zemskov R. S. et al. Experimental Study of Terahertz Radiation Generation in the Interaction of Ultrashort Laser Pulse with Gas Targets //Radiophysics and Quantum Electronics. – 2023. – Vol. 65. – No. 12. – P. 877-887.
4. Перевалов С. Е. и др. Ускорение электронов при взаимодействии лазерных импульсов с твердотельными мишенями в режиме лазерного скребка //Квантовая электроника. – 2024. – Т. 54. – No. 1. – С. 35-42.

Глава 1

Лабораторное моделирование астрофизических объектов и явлений

1.1 Основные направления экспериментальных исследований в области лабораторной астрофизики

Астрофизика, как одна из наиболее динамично развивающихся областей науки, представляет собой обширное поле исследований, охватывающее множество нерешенных проблем [99], которые продолжают вызывать интерес у научного сообщества. Несмотря достигнутый значительный технический прогресс в астрономических наблюдениях, многие вопросы остаются без ответа, что подчеркивает богатство проблематики в данной области. Значительная часть нерешенных задач связаны с ограниченностью современных астрономических наблюдений. Так, современные телескопы и другая наблюдательная аппаратура, несмотря на свои впечатляющие возможности, часто не позволяют точно определить динамику и морфологию процессов в далеких астрономических объектах, таких как молодые звезды, сверхновые, ядра галактики и прочие. Процесс изучения затрудняется тем, что временные масштабы астрономических процессов могут достигать нескольких десятков и даже сотен лет, что делает их наблюдение в реальном времени практически невозможным. В таких условиях исследователи сталкиваются с необходимостью использовать компьютерное моделирование как типовой подход для исследования этих сложных явлений.

Однако, для корректного численного моделирования астрономических процессов необходимо учитывать как большие пространственные и временные масштабы, так микрофизику, влияющую на глобальную динамику процессов. Это представляет собой глобальную проблему, поскольку вычислительные ограничения часто не позволяют реализовать такие сложные модели в полном объеме и с нужной детализацией. В любом случае, проверка компьютерных моде-

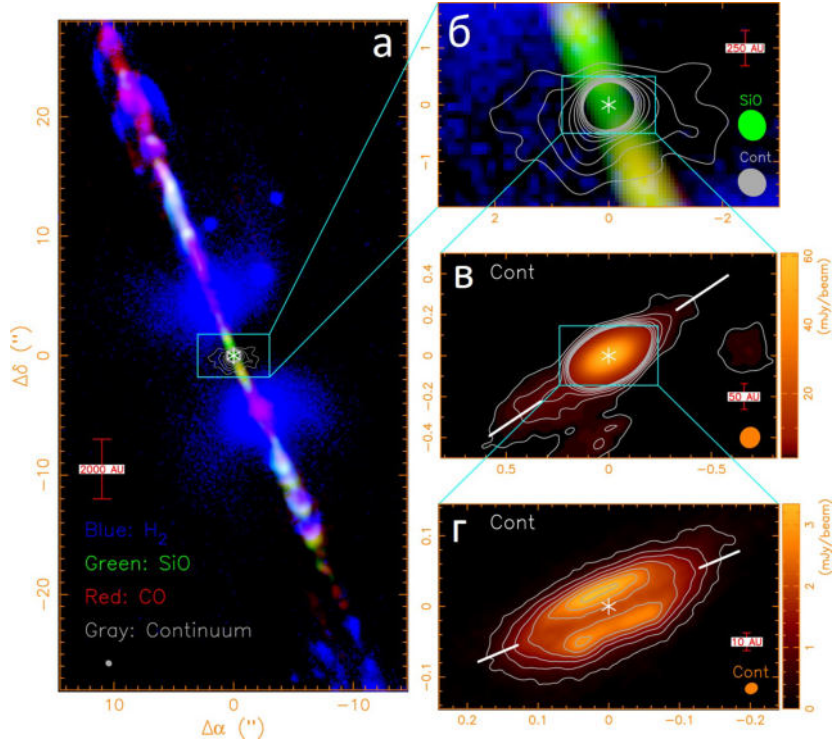


Рис. 1.1: Результаты наблюдений объекта HH 212 радиотелескопом ALMA, адаптированные из работы [76]. (А) Композитное изображение системы молодой звезды и джета в системе HH 212: синий цвет представляет карту H₂ + континуум на 2.12 мкм, полученную с помощью Very Large Telescope [77], а зеленый и красный цвета представляют карты SiO и CO соответственно, полученные с помощью радиотелескопа ALMA[78]. На изображении (а) виден коллимированный джет, распространяющийся на десятки тысяч а.е.. (б) Увеличенное изображение центра джета и оболочки/диска. (в) Увеличенное изображение аккреционного диска с характерными масштабом 1000 а.е. (г) Увеличенное изображение центра аккреционного диска.

лей всегда должна основываться на сопоставлении с экспериментальными данными, которых зачастую недостаточно для надежной валидации теоретических и численных результатов.

В ответ на запрос увеличения надежности численных исследований возникло новое направление, известное как лабораторная астрофизика. Это направление предполагает использование лабораторных экспериментов для проверки теоретических гипотез и тестирования численных моделей, описывающих наблюдаемые космические явления. Таким образом, лабораторная астрофизика предоставляет уникальную возможность улучшить понимание физики астрофизических явлений, которого недостает из-за нехватки наблюдательных данных об изучаемых объектах. Данное направление не только обогащает теоретическую базу астрофизики, но и способствует более глубокому пониманию процессов, происходящих в космосе.

Особенно интересны для научного сообщества экстремальные астрофизические объекты, содержащие неравновесную плазму, генерирующие магнитные поля и приводящие к ускорению

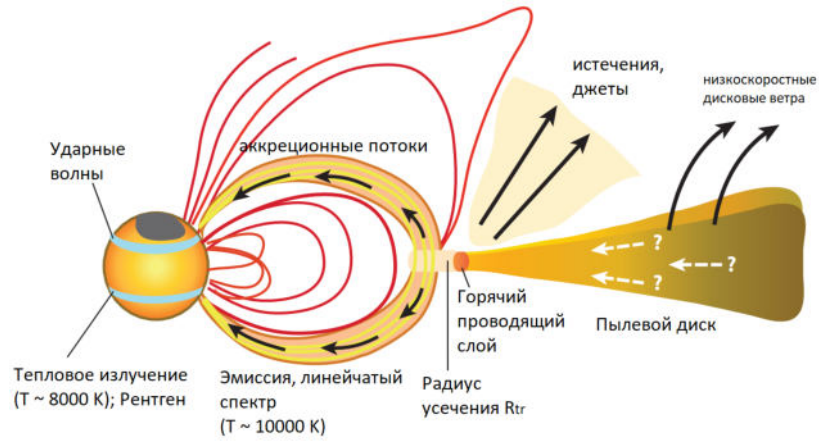


Рис. 1.2: Схематическое изображение молодой звезды, аккрецирующей из диска через звездную магнитосферу. Сильное звездное магнитное поле останавливает аккреционный диск на радиусе усечения $R_{tr} \sim 1$ а.е.. Линии магнитного поля, соединенные с диском, направляют материал ближе к полярным высотам. Некоторые линии поля могут искривляться, закручиваться и пересоединяться (обрываться) из-за дифференциальной ротации между диском и звездой. Такие магнитные поля, не соединенные с диском, производят к возникновению истечений и дискового ветра. Рисунок адаптирован из [98].

частиц [100]. Данное направление получило существенное развитие в значительной мере в результате достижения прогресса в создании мощных импульсных лазеров. Современные лазерно-плазменные лабораторные системы позволяют моделировать в лабораторных условиях широкий спектр процессов, происходящих в астрофизических объектах, начиная с взрывов сверхновых до аккреции в молодых звездах и корональных выбросов на Солнце (см. обзоры [2–5]). Обсудим некоторые астрофизические объекты, исследуемые в данной диссертации.

В пункте 2.2.3 диссертации моделируются механизмы аккреции в протозвездах или молодых звездных объектах (МЗО). Здесь будут использоваться оба термина как синонимы, однако в профильной астрофизической литературе протозвезды являются подклассом МЗО. Молодые звездные объекты - это звезды, которые находятся на начальной стадии эволюции и еще не вступили в класс звезд на главной последовательности, но их светимость может превышать светимость звезд главной последовательности, аналогичных по массе. Молодые звездные объекты характеризуются весьма нерегулярной светимостью в оптическом диапазоне [101–103]. Основным источником энергии является гравитационное сжатие, которое поддерживается аккрецией [104–106], то есть процессом увеличения массы объекта за счет гравитационного захвата внешней материи из окружающего их аккреционного диска. Процесс аккреции типичен для многих типов астрофизических объектов, от находящихся в начале своей эволюции протозвезд до ядер галактик. Наблюдения не позволяют исследовать механизмы аккреции с необходимой детали-

зацией из-за значительного удаления всех МЗО [104]. На рис. 1.1, адаптированном из работы [76], приведены типичные результаты современных наблюдений с помощью современного радиотелескопа Atacama Large Millimeter Array (ALMA) [78] объекта HH 212 с молодой звездой в центре. Аккреционный диск, размеры которого могут достигать 100 - 1000 а.е., наблюдается с разрешением не более 10 - 20 а.е. Таким образом, разрешения такого продвинутого инструмента, как ALMA, не достаточно, что наблюдать аккреционные процессы, происходящие на масштабах 1 а.е. (см. схематический рис. 1.2)

Между тем понимание механизмов аккреции является важнейшим для осознания процесса энерговыделения и эволюции звезды. Комплексное и адекватное численное моделирование аккреции является очень сложной задачей, поскольку требуется исследовать взаимодействие магнитосферы протозвезды с аккреционным диском, который имеет крайне сложную структуру (см. схематический рис. 1.2). В области радиуса усечения [79], где материя диска существенно тормозится магнитосферой, аккреционный диск является ионизированным и проводящим, в результате чего возникают сложные конфигурации магнитных полей и потоков плазмы [9–11]. Однако на большем удалении от звезды, материя диска ионизирована лишь частично и существенны эффекты, связанные с магнитной диффузией и вязкостью. Таким образом лабораторные эксперименты по моделированию механизмов аккреции обладают особой ценностью.

Другие астрофизические явления, связанные с джетами в молодых звездах, будут обсуждаться в пункте 2.3 диссертации. Астрофизические джеты - это довольно распространенные объекты, которые наблюдаются у широкого спектра аккрецирующих систем, таких как черные дыры [107], активные ядра галактик [108] и молодые звездные объекты [80, 109]. Джеты представляют из себя узкий поток вещества, который летит вдоль оси вращения родительского объекта и распространяется на расстояния, значительно превосходящие размеры источника (см. рис. 1.1). В данной работе в большей степени будут обсуждаться нерелятивистские джеты, наблюдающиеся около молодых звездных объектов. Для МЗО понимание динамики биполярных неколлимированных истечений и узконаправленных джетов имеет важнейшее значение для определения полной картины начальных стадий звездообразования [110]. Сегодня в научном сообществе нет единого мнения по поводу механизмов, влияющих на коллимацию истекающей от источника (звезда, аккреционный диск) плазмы в узконаправленный джет, поэтому экспериментальные исследования в этой области обладают особой актуальностью.

В параграфе 3.1 исследуется вейбелевская филаментация, образованная при облучении твердотельной мишени сверхмощным лазерным импульсом. Вейбелевская неустойчивость — это электромагнитная неустойчивость, возникающая в плазме из-за анизотропии распределения частиц по скоростям [56]. Она приводит к самопроизвольному образованию токовых слоев и магнитных полей, перпендикулярных направлению анизотропии. В астрофизических условиях эта неустойчивость играет ключевую роль в формировании бесстолкновительных ударных волн, где вместо

столкновений частиц энергия перераспределяется через коллективные электромагнитные процессы [18, 19, 111, 112]. При взаимодействии корональных выбросов массы и релятивистских джетов активных галактик с межзвездной средой веibelевская неустойчивость способствует генерации турбулентных магнитных полей, которые влияют на ускорение частиц и излучение [20, 73, 113].

В лабораторных условиях веibelевскую неустойчивость можно изучать с помощью интенсивных лазерных импульсов, взаимодействующих с плазмой [57, 57, 58, 58, 59, 59, 114, 114–119]. Интенсивные лазерные импульсы позволяют создать анизотропные пучки частиц или сталкивающиеся потоки плазмы, аналогичные тем, что возникают в астрофизических ударных волнах. При этом оптические и корпускулярные диагностики магнитного поля, такие как поляриметрия (см. пункт 1.4.3.3) или протонография [120], позволяют наблюдать спонтанное возникновение токовых структур и магнитных полей, которые часто не доступны для измерений в релятивистских джетах и корональных выбросах.

Бесстолкновительные ударные волны являются довольно распространенным явлением в астрофизике. Также бесстолкновительные волны активно пытаются сгенерировать и исследовать в лаборатории [12, 121–124]. Наиболее известные астрофизические примеры объектов, в которых бесстолкновительные ударные волны наблюдаются, включают взаимодействующий солнечный ветер с планетарными магнитосферами, сталкивающиеся звездные ветры (например, [125, 126]), остатки сверхновых (см., например, обзор [127]), туманности пульсаров (см., например, обзор [128]), послесвечения гамма-всплесков (см., например, обзор [129]), активные ядра галактик [130, 131]. Хотя глобальная гидродинамика этих ударных волн относительно хорошо понятна, детали их микрофизики все еще остаются открытым вопросом. Нерешенные проблемы касаются свойств мелкомасштабных магнитных полей (магнитная турбулентность) и процесса начальной инжекции частиц в нетермическое распределение, которое затем подвергается диффузионному ускорению ударной волной. Недавние измерения поляризации рентгеновского излучения [132, 133] дают представление о первой проблеме, тогда как вторую можно изучать только с помощью численных моделей или лабораторного моделирования. Исследование микрофизики бесстолкновительных ударных волн является сложной задачей, включающей множество плазменных неустойчивостей и различных элементарных процессов [112], спектр которых настолько широк, что учесть их все в численных моделях невозможно. Лабораторные эксперименты с плазменными потоками дополняют численные симуляции и позволяют исследовать детали микрофизики ударных волн.

1.2 Методы масштабирования лабораторных и астрофизических систем

1.2.1 Методы МГД масштабирования

Однако главная и очевидная трудность состоит в том, чтобы оценить, насколько актуальны лабораторные эксперименты для описания астрофизических явлений. Очевидно, что эксперименты проводятся с плазмой, которая имеет гораздо меньшую протяженность (от нескольких миллиметров до метров), чем астрофизическая плазма (несколько а.е. и более), а продолжительность событий также намного короче, от нс до нескольких мс вместо нескольких месяцев и даже лет в астрофизике. Таким образом, важным аспектом исследования в области лабораторной астрофизики является применение методов масштабирования, или скейлинга, для сопоставления лабораторных и астрономических систем. Эти методы позволяют исследователям устанавливать аналогии между процессами, происходящими в контролируемых лабораторных условиях, и теми, что наблюдаются в космосе. Таким образом, методы масштабирования, основанные на безразмерных параметрах, представляют собой мощный инструмент для исследования и понимания как лабораторных, так и астрономических систем. Они позволяют не только проверять теоретические модели, но и расширять наши знания о физических процессах, происходящих в различных масштабах, от микроскопических до астрономических. Одним из наиболее распространенных подходов к масштабированию является метод, предложенный Рютовым[43, 45, 81], т.н. метод подобия Эйлера. Подобие Эйлера основывается на анализе безразмерных параметров, определяющих эволюцию плазмы. Метод основан на идеальных уравнениях магнитной гидродинамики, которые в системе СГС записываются следующим образом:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{v} = 0 \quad (1.1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla p - \frac{\mathbf{B} \times \nabla \times \mathbf{B}}{4\pi} \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla p = -\gamma p \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (1.4)$$

где ρ - массовая плотность, p - давление, $\mathbf{v}$ - вектор скорости потока плазмы и $\mathbf{B}$ - магнитное поле. Уравнение 1.4 получено в приближении политропного газа, то есть в приближении, что внутренняя энергия ε пропорциональна давлению $\varepsilon = p/(\gamma - 1)$, где γ - показатель адиабаты.

Будем рассматривать задачу с характерным масштабом L^* и начальными условиями:

$$\rho|_{t=0} = \rho^* \cdot f\left(\frac{\mathbf{r}}{L^*}\right); p|_{t=0} = p^* \cdot g\left(\frac{\mathbf{r}}{L^*}\right);$$

$$\mathbf{v}|_{t=0} = v^* \cdot \mathbf{h}\left(\frac{\mathbf{r}}{L^*}\right); \mathbf{B}|_{t=0} = B^* \cdot \mathbf{k}\left(\frac{\mathbf{r}}{L^*}\right)$$

где ρ^*, p^*, v^*, B^* - характерные значения плотности, давления, скорости и магнитного поля; $f, g, \mathbf{h}, \mathbf{k}$ - безразмерные функции (или векторные функции), характеризующие начальные плотность, давление, скорость и магнитное поле. Можно продемонстрировать (см. [43, 45, 81]), что замена размерных переменных на безразмерные характеристики $\mathbf{r} = \tilde{\mathbf{r}}L^*, \rho = \tilde{\rho}\rho^*, p = \tilde{p}p^*, \mathbf{v} = v^*\tilde{\mathbf{v}}, t = \tilde{t}L^*/v^*, \mathbf{B} = B^*\tilde{\mathbf{B}}$ и их постановка в уравнения 1.1 - 1.4 позволяет получить безразмерные уравнения МГД, в которых все размерные параметры входят в виде двух безразмерных величин, числа Эйлера Eu и плазменной бета β :

$$Eu = v^* \sqrt{\frac{\rho^*}{p^*}}; \beta = \frac{8\pi p^*}{(B^*)^2} \quad (1.5)$$

Таким образом, можно сделать вывод, что две МГД системы масштабируются относительно друг друга и развиваются одинаково, если их параметры подобия Eu, β совпадают и начальные условия $f(\mathbf{r}), g(\mathbf{r}), \mathbf{h}(\mathbf{r}), \mathbf{k}(\mathbf{r})$ геометрически эквивалентны.

Стоит уточнить, что для корректного применения идеальных уравнений магнитной гидродинамики 1.1 - 1.4 необходимо, чтобы диссипативные члены, влияющие на динамику плазмы, были незначительными. Диссипативные члены характеризуются рядом безразмерных параметров, среди которых ключевую роль играют число Рейнольдса, магнитное число Рейнольдса и число Пекле.

Число Рейнольдса (Re) является мерой соотношения инерционных сил к вязким силам в жидкости или плазме. Оно определяется как отношение произведения скорости потока v и характерного масштаба системы L к вязкости $Re = LV/\nu$, где ν - кинематическая вязкость [43]. Высокие значения числа Рейнольдса указывают на преобладание инерционных эффектов. Слишком высокие значения ($Re > 100$) в некоторых случаях могут приводить к возникновению турбулентности и сложной динамике потока. В контексте МГД, число Рейнольдса позволяет оценить, насколько сильно инерционные силы влияют на движение плазмы по сравнению с вязкими силами, что критически важно для понимания поведения астрофизических объектов.

Магнитное число Рейнольдса (Re_m) аналогично числу Рейнольдса, но учитывает влияние магнитного поля на динамику плазмы. Оно определяется как отношение конвекции магнитного поля к диффузии магнитного поля ($Re_m = LV/\eta$), где η - коэффициент магнитной диффузии [44]. Магнитное число Рейнольдса показывает, насколько эффективно магнитное поле может влиять на движение проводящей плазмы и насколько мала диффузия магнитного поля. Высокие

значения магнитного числа Рейнольдса указывают на то, что диффузия магнитного поля в плазме не существенна и магнитное поле является замороженным в плазменный поток.

Число Пекле (Pe) характеризует соотношение между конвективным переносом и теплопроводностью в плазме. Оно определяется как отношение скорости конвекции к коэффициенту теплопроводности $Pe = LV / \chi$, где χ - коэффициент теплопроводности [43]. В случае МГД число Пекле позволяет оценить, насколько быстро вещество может перемещаться в системе по сравнению с скоростью переноса тепла.

Понимание и учет диссипативных членов, характеризующих числами Рейнольдса, магнитного числа Рейнольдса и числа Пекле, являются критически важными для корректного применения уравнений МГД для адекватного скейлинга динамики лабораторной и астрофизической плазмы. Таким образом, подобие Эйлера [43, 45, 81], основанное на двух безразмерных параметрах Eu и β , применимо в случае, если диссипативные параметры Re , Re_M и Pe заметно превышают единицу. При выполнении всех перечисленных условий, а именно при совпадении параметров Eu , β и начальных условий, а также выполнении неравенств $Re \gg 1$, $Re_M \gg 1$ и $Pe \gg 1$, можно предполагать, что эволюция лабораторной и астрофизической систем будет аналогичной.

1.2.2 Подходы масштабирования, основанные на кинетических уравнениях

Описание эволюции астрофизических бесстолкновительных ударных волн и вейбелевской неустойчивости требует выхода за рамки классических МГД-подходов при построении скейлинга. В таких существенно неравновесных системах необходимо применять кинетическое описание. В литературе предложено несколько специализированных подходов к скейлингу [134–137], каждый из которых применим в конкретных узких условиях.

Например, для описания ускорения электронов релятивистским электромагнитным осциллирующим полем, в частности лазерным импульсом, было предложено S -подобие [136, 137], основанное на параметре $S = n/(an_c)$, где $a = eE_0/mc\omega$ - безразмерная амплитуда векторного потенциала, n - плотность плазмы, $n_c = (m\omega^2/4\pi e^2)^{1/2}$ - критическая плотность, описывает супер-релятивистское ускорение электронов лазерным полем. В работах [134, 135] этот подход обобщен дополнительно на случай нерелятивистского ускорения ионов. Показано, что в бесстолкновительном приближении динамика частиц характеризуется четырьмя безразмерными параметрами: $T = \omega\tau$ (временной масштаб), $R = \omega L/c$ (пространственный масштаб), параметром S и новым параметром $U = \sqrt{ZeE_0/M\omega c}$, описывающим динамику ионов. Такой подход позволяет масштабировать бесстолкновительный амбиполярный разлет ионов при облучении твердотельных мишеней сверхинтенсивными лазерными импульсами с $a \gg 1$.

В работе [74] разработан подход кинетического масштабирования для встречных потоков бесстолкновительной нерелятивистской плазмы, где скорость потоков u значительно превышает тепловую скорость ионов. Критерии подобия сводятся к двум безразмерным параметрам: $U = u/c$ (отношение скорости потока к скорости света) и $\mu = Zm_e/Am_p$, где A массовое и Z зарядовое числа иона. Таким образом для возможности построения масштабирования бесстолкновительных ударных волн, например в лабораторном и астрофизическом случаях, необходимо совпадение скоростей потоков и ионного параметра Z/A . Остальные параметры, такие как плотность и температура плазмы, могут отличаться и связаны через безразмерные параметры. Также в работе [74] показано, что в случае электростатических и магнитостатических неустойчивостей (например, вейбелевского типа) система уравнений Власова-Максвелла характеризуется единственным параметром подобия μ . В Главе 3 данной диссертации исследуется крупномасштабная динамика лазерной плазмы, индуцированной интенсивным лазерным импульсом. Показано, что частые ион-ионные столкновения ограничивают применимость бесстолкновительного подхода к скейлингу. Однако для случая встречных плазменных потоков (раздел 3.3) редкие столкновения между ионами из разных потоков ввиду их высокой относительной скорости позволяют использовать данный метод масштабирования, если частота столкновений ионов много меньше ионной плазменной частоты $\omega_{pi}/2\pi$ [74].

1.3 Экспериментальные подходы в лабораторной астрофизике

Лабораторное моделирование космических явлений имеет долгую историю. Первые работы по лабораторному моделированию космических явлений начались еще 100 лет назад [138]. Однако существенный прогресс в лабораторной астрофизике был достигнут в середине XX века в связи с изобретением плазма-генераторов, позволяющих создавать плазму в существенном пространственном объеме. Такие устройства позволили исследовать процессы генерации и распространения альфвеновских и свистовых волн в магнитоактивной плазме. Работы [139, 140], продемонстрировали возможность моделирования волновых процессов, наблюдаемых в ионосфере. Важным направлением стали исследования поверхностных мод в областях неоднородностей и связанным с этим нагревом ионов [141]. Были проведены эксперименты по измерению пространственной эволюции радиального профиля магнитного поля альфвеновских волн, вызванного локализованными источниками [142]. Было продемонстрировано существование дрейфовых альфвеновских волн в столкновительной плазме с низким β [143].

В работе [144] были исследованы свистовые волны, а в [145] была продемонстрирована пространственная сепарация свистовых мод. В 1995 году [146] впервые наблюдали конверсию сви-

стовых волн в нижнегибридную с эффективностью порядка 10%, что согласуется с наблюдениями в космосе. Эти эксперименты открыли новые горизонты для понимания генерации и распространения волн в плазме в астрофизических и околоземных условиях.

Эксперименты с пучками ускоренных частиц в плазме также были мотивированы важной ролью в астрофизике и космических исследованиях. Разряды типа «пучок-плазма» [147, 148] позволили наблюдать электростатические неустойчивости, такие как моды Берштейна, возникающие при взаимодействии пучка электронов и плазмы [149, 150]. Эти исследования имеют важное значение для понимания физики солнечных выбросов и авроральных высыпаний.

Особый интерес для лабораторной астрофизики представляют высокоскоростные потоки плазмы, аналогичные протозвёздным джетам, скорость которых может достигать 100-1000 км/с. При взаимодействии таких высокоскоростных струй с внешней средой могут возникать слабосветящиеся туманности - объекты Хербига-Аро, а также бесстолкновительные ударные волны (БУВ). Для моделирования подобных явлений в лабораторных условиях потребовалось создание новых подходов, способных генерировать высокоскоростные (~ 100 км/с) плазменные потоки. Среди эффективных оказались установки на основе Z-пинчей и плазменного фокуса [151, 152], где первые исследования были начаты ещё в 1960-х годах.

Установки типа плазменного фокуса были успешно адаптированы для моделирования протозвёздных джетов [153, 154], что позволило понять природу многих эффектов, наблюдаемых в джетах молодых звёзд. В работе [155] сочетание лабораторных наблюдений с численным моделированием позволило обнаружить распространение последовательности плазменных сгустков, аналогичное наблюдаемому в астрофизических условиях. Было установлено, что область пониженной плотности, образующаяся после прохождения первого сгустка, играет ключевую роль в коллимации последующих выбросов. Полученные оценки угла расхождения джета хорошо согласуются с астрономическими наблюдениями.

Важнейшую роль в генерации и коллимации джетов играет самогенерированное тороидальное магнитное поле [86], воспроизведение которого в лаборатории представляет значительную сложность. В работе [156] с помощью продвинутых магнитозондовых методик было экспериментально доказано существование азимутального магнитного поля в установках плазменного фокуса. В работе [157] был обнаружен новый широкий класс решений уравнений идеальной магнитной гидродинамики, адекватно описывающий лабораторные осесимметричные течения.

Ключевым аргументом в пользу применимости систем плазменного фокуса для моделирования астрофизических джетов стало наблюдение вращения плазменных выбросов в лабораторной плазме [86]. Следует отметить сложность как генерации азимутально закрученных плазменных потоков, так и измерения скорости их вращения как в лабораторных, так и в астрофизических условиях. В работе [158] с помощью скоростных оптических камер и магнитозондовых измерений были получены убедительные доказательства наличия закрутки лабораторного джета в

установке ПФ-3, аналогичной наблюдаемой в реальных астрофизических объектах.

Исследования бесстолкновительных ударных волн и ион-акустических солитонов занимают важное место в лабораторной астрофизике. БУВ интересны тем, что механизм диссипации не связан с столкновениями, а происходит через коллективное взаимодействие частиц с волнами. БУВ могут вызывать ускорение ионов, что может объяснить происхождение космических лучей [159–161]. В лабораторных условиях наблюдать генерацию бесстолкновительных волн и ускорение частиц пытаются на протяжении полувека. Первые эксперименты проводились на двойных плазменных машинах [82–84], тета-пинчах [85], а также комбинируя лабораторные и космические наблюдения [162]. Первые наблюдения ионно-звуковых солитонов были зафиксированы в экспериментах [163], а также их распространение, взаимодействие и столкновения исследовались в работах [164, 165].

1.3.1 Лазерно-плазменные подходы в лабораторной астрофизике

Несмотря на значительные достижения, количественного соответствия условий моделирования многих астрофизических объектов, таких как бесстолкновительные ударные волны, электростатические и магнитостатические неустойчивости, например, вейбелевского типа [56], достигнуто не было. Это в значительной степени связано с тем, что астрофизические потоки плазмы преимущественно бесстолкновительные и имеют огромные скорости, варьирующие от сотен км/с до релятивистских значений.

С появлением мощных лазеров лабораторная астрофизика вышла на новую ступень развития (см. обзоры [2–5]). Применение интенсивных лазеров для астрофизического моделирования обладает уникальным преимуществом: лазеры позволяют локально и за короткое время (от 1 нс до 100 фс) вложить значительное количество энергии в плазму, то есть создать огромную плотность энергии в субмиллиметровых объемах, что способствует получению доступа к явлениям, которые в противном случае появляются только в экстремальных астрофизических системах [4]. При облучении мишеней с твердотельной или около твердотельной плотностью возможно создание плазмы с высокой температурой от нескольких сотен эВ до сотен кэВ [166, 167]. Это приводит к возникновению сверхбыстрых потоков со скоростями несколько сотен и даже тысячи км/с [8, 121, 122]. Частицы, движущиеся с такой скоростью в фоновую плазму, являются бесстолкновительными, что позволяет исследовать генерацию бесстолкновительных ударных волн [12, 121, 122], а также изучать разнообразные явления, например, динамику джетов с высоким числом Маха [8, 88, 168], магнитное пересоединение [169], гидродинамические и МГД неустойчивости, например желобковую неустойчивость, неустойчивость Рэлея-Тейлора [63, 170], Кельвина-Гельмгольца [171], Рихтмаера-Мешкова [172], а также фундаментальные свойства плазмы, такие как нелокальные радиационные эффекты переноса [173], непрозрачность плазмы [174] и уравнения состояния [175]. Таким образом, лазерный подход представляет собой важный

шаг вперед для лабораторной астрофизики, позволяя более точно моделировать и исследовать сложные плазменные явления, которые имеют место в космосе.

Помимо фундаментальных исследований в области лабораторной астрофизики, направленных на изучение свойств плазмы и её взаимодействия с магнитными полями в условиях, аналогичных астрофизическим, данные исследования имеют значительный прикладной потенциал, в частности, в области магнитно-инерциального термоядерного синтеза (МИТС) [23]. Этот подход сочетает преимущества импульсного сжатия плазмы, характерного для инерциального термоядерного синтеза и подхода с магнитным удержанием. В одной из возможных постановок МИТС термоядерная мишень сжимается лазерными импульсами и/или плазменными потоками, а также помещается во внешнее сильное магнитное поле порядка 10–100 Тл, которое в процессе сжатия может усиливаться, что значительно снижает энергетические потери за счёт теплопроводности и транспорта частиц. Это позволяет достигать термоядерных условий при меньших требованиях к сжатию по сравнению с классическим инерциальным синтезом, а также подавлять гидродинамические неустойчивости [24, 26, 27].

1.4 Возможности комплекса PEARL для лабораторных астрофизических исследований

Лазер PEARL был разработан в Институте прикладной физики РАН в 2007 году [176] на основе технологии параметрического усиления чирпированных импульсов (OPCPA, optical parametric chirped pulse amplification). Созданный лазер сочетал уникальные на тот момент технологии синхронизации [177], а также наносекундный лазерный усилитель (300 Дж за 1 нс) на неодимовом стекле [178]. На момент своего создания лазер стал самой мощной параметрической системой в мире с пиковой мощностью 560 тераватт. Почти за два десятка лет лазерный комплекс претерпел значительные улучшения, например, модернизацию стартовой части лазера с применением оптической синхронизации [179], в результате чего длительность финального импульса сократилась до 40 фс и значительно улучшилась стабильность параметров благодаря уменьшению влияния джиттера. Применение технологии CafCa [180] позволило уменьшить длительность до рекордных для таких систем 11 фс, следовательно увеличить мощность до 1.5 ПВт [181].

1.4.1 Режимы работы и схема лазера PEARL

Принципиальная схема лазера PEARL представлена на Рис. 1.3. На установке PEARL доступно несколько видов лазерного излучения, отличающихся по длительности импульса, энергии и длины волны (рис. 1.3). В наносекундном режиме для экспериментов используется излу-

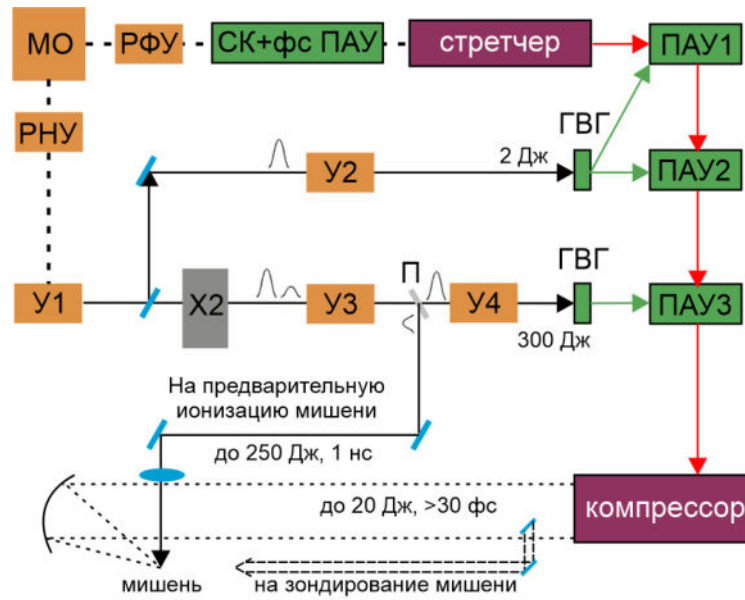


Рис. 1.3: Принципиальная схема лазерного комплекса PEARL с системой вывода излучения наносекундной накачки для ионизации мишени. МО — задающий генератор с двумя оптически синхронизированными выходами, РФУ и РНУ — фемтосекундный и наносекундный регенеративные усилители, У1 - У4 — стержневые усилители, СК + фс ПАУ — блок генератора суперконтинуума с параметрическим усилителем, ПАУ1 - ПАУ3 — параметрические усилители, ГВГ — генерация второй гармоники, Х2 — система формирования двух импульсов.

чение лазера накачки, которое может быть выхвачено на одном из этапов его усиления. Энергию наносекундного лазерного канала накачки ($\tau = 1$ нс, $\lambda = 1054$ нм) можно использовать в экспериментах полностью (300 Дж), или применять только частично, например выхваченный из предшествующих усилителей импульс с энергией 20 - 50 Дж (см. схему рис. 1.3). В последнем режиме наносекундный лазерный импульс можно использовать совместно со сверхмощным лазерным импульсом ($\lambda = 910$ нм), энергия и длительность которого составляет $\lesssim 20$ Дж и ~ 30 - 40 фс (см. рис. 1.3).

1.4.2 Типичная экспериментальная схема для генерации плазменных потоков

Лазерный комплекс PEARL, помимо лазерного стенда, включает в себя стенд для «мишенных» исследований, который позволяет проводить эксперименты в области лабораторной астрофизики. В состав стенда входит мишенная вакуумная камера, схематично изображенная на рис. 1.4 окружностью, магнитная система, описанная в пункте 1.4.4, и комплекс диагностик плазмы, частиц и характеристического излучения.

На рис. 1.4 представлена общая схема для генерации и диагностики плазменных потоков

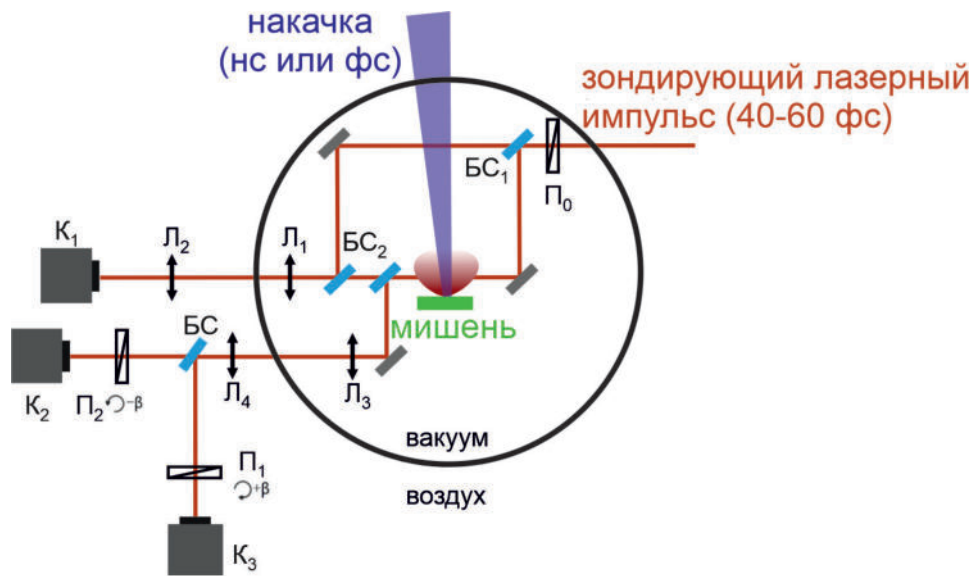


Рис. 1.4: Принципиальная схема эксперимента для генерации и исследования плазменных потоков. На рисунке приведены типичные схемы интерференционной и поляризметрической фемтосекундных диагностик. «Накачка» - мощный наносекундный или сверхмощный фемтосекундный лазерный импульс. Плазменный объект нарисован красным цветом. (L_1, L_2, L_3, L_4) - линзы, ($БС, БС_1, БС_2$) - делители пучка, ($П_0$) - поляризатор перед плазменным объектом, ($П_1$ и $П_2$) - скрещенные на угол 2β поляризаторы на $\pm\beta$, (K_1, K_2, K_3) - ПЗС матрицы.

мощными наносекундными (~ 20 Дж, 1 нс) или сверхмощными фемтосекундными (~ 20 Дж, 60 фс) лазерными импульсами на комплексе PEARL. Подобная схема была использована, например, для исследования вейбелевской неустойчивости (см. 3.1) или моделирования аккреции (см. 2.2). Оптический лазерный пучок накачки, изображенный желтым цветом на рисунке 1.4, с энергией 10-20 Дж, длительностью 1 нс или 60 фс фокусировался на поверхность твердой мишени.

В случае экспериментов с плазмой, созданной наносекундной накачкой, мощный лазерный импульс распространялся по воздуху, не испытывая нелинейных искажений фазы. Попадая в вакуумную камеру лазерный пучок с апертурой 10 см фокусировался линзой L с фокусным расстоянием 1 м. При этом достигалась интенсивность $3 \times 10^{12} - 10^{13}$ Вт/см², более чем достаточная для ионизации мишени, расположенной на небольшом расстоянии от предполагаемой перетяжки пучка. Типичный размер лазерного пятна на мишени составлял порядка 0.3 мм. В экспериментах с наносекундными лазерными импульсами накачки использовалась твердотельная мишень из Тефлона $(C_2F_4)_n$, облучение которой приводило к абляции вещества с поверхности и формированию сверхзвукового (~ 500 км/с) потока плазмы с температурой около 100 эВ около поверхности мишени, и уменьшающейся до 30 эВ на расстоянии нескольких сантиметров от мишени. Температура измерялась с помощью фокусирующего спектрометра с пространствен-

ным разрешением (FSSR) [182–184], который исследовал характеристический спектр свечения плазмы в рентгеновском диапазоне. Такой спектрометр обладает высоким спектральным разрешением, позволяющим регистрировать отдельные характеристические линии атомов, по соотношению интенсивностей и толщин которых могут быть определены температура и концентрация исследуемой плазмы.

В случае с фемтосекундной накачкой, лазерный импульс фокусировался с помощью сферического зеркала $F/40$ и падал под небольшим углом к нормали мишени θ порядка 5° . Во всех описанных в диссертации экспериментах с сверхинтенсивными лазерными импульсами (см. Главу 3), использовалась s-поляризация, то есть электрическое поле было направлено параллельно мишени. Твердотельная мишень из полиметилметакрилата $(C_5O_2H_8)_n$ располагалась в перетяжке пучка с диаметром порядка и более 100 мкм. В результате на мишени достигалась интенсивность порядка 2×10^{18} Вт/см². Интенсивность предимпульса не превышала уровень 10^{-7} относительно основного импульса. Характерная скорость разлета плазмы составляла 100 км/с.

Обычно, к приходу высокоинтенсивного лазерного излучения вблизи ее поверхности уже существует плазменный слой, сгенерированный предимпульсом и/или передним фронтом основного лазерного импульса. Таким образом, интенсивный лазерный импульс взаимодействует и распространяется в преплазме с некоторым градиентом плотности, достигает критическую поверхность ($N_e \sim 10^{21}$ см⁻³ для $\lambda \sim 1$ мкм) и отражается от нее. В процессе взаимодействия с плазмой энергия лазерного импульса эффективно перекачивается в энергию электронов, которые в дальнейшем ионизуют атомы и частично передают свою энергию ионам, а также электронам, находящимся вне области воздействия излучения. При характерной для описанных далее (см. Главу 3) экспериментальной интенсивности лазерного излучения 2×10^{18} Вт/см² безразмерная амплитуда поля составляет $a = \frac{eE}{mc\omega} \sim 1$. Таким образом характер взаимодействия является переходным между классическим и релятивистским.

1.4.3 Ключевые методы диагностики лазерной плазмы

В экспериментах на PEARL ключевыми диагностиками являются оптические диагностики с фемтосекундным разрешением. В отличие, например, от зондовых диагностик, оптические методы, использованные на PEARL, позволяют делать моментальные снимки всей плазмы, пространственный масштаб которой обычно не превосходит 1 - 2 см. При этом достигается высокое разрешение, лучшее чем 30 мкм, что особенно важно для наблюдения мелкомасштабного структурирования плазмы, связанного, например, с неустойчивостями вейбелеского типа [56] (см. пункт 3.1). Оптический диагностический импульс точно синхронизирован с импульсом накачки, что позволяет детально и точно исследовать временную динамику плазмы. Кроме того, оптические методы диагностики обладают хорошей чувствительностью к резким градиентам,

что критично для наблюдения ударных волн.

1.4.3.1 Интерференционная диагностика

Одной из основных диагностик визуализации лазерной плазмы в лабораторных экспериментах является оптическая интерферометрия [185]. Данная диагностика позволяет исследовать динамику и структуру распространяющегося плазменного потока, исследовать характерные особенности развивающихся плазменных неустойчивостей [63, 170], а также получать количественные оценки скорости распространения плазмы и, при некоторых допущениях, восстанавливать ее распределение концентрации.

Типичная схема диагностики плазмы на базе интерферометра Маха-Цандера, применявшаяся на PEARL, представлена на рисунке 1.4. В качестве зондирующего излучения использовался лазерный импульс с энергией ~ 1 мкДж, длиной волны 910 нм, длительностью ~ 60 фс. В экспериментах, описанных в Главе 3, зондирующий пучок выхватывался из основного мощного фемтосекундного канала небольшим субапертурным зеркалом, введенным в основной мощный пучок на выходе компрессора. В экспериментах, в которых плазма генерировалась наносекундными импульсами (Глава 2), мощный фемтосекундный импульс не использовался, поэтому зондирующее излучение забиралось целиком перед финальным каскадом усиления, компрессировалось и направлялось в мишенную камеру.

В одном из плеч интерферометра в вакуумной камере находился исследуемый объект - поток плазмы (рис. 1.4). Для переноса изображения из области объекта на матрицу регистрирующей ПЗС-камеры (K_1) использовался телескоп, состоящий из двух линз L_1 и L_2 . Для исследования временной динамики плазмы момент прихода и зондирования плазмы диагностическим импульсом варьировался в диапазоне от 0 до ~ 100 нс при помощи линии задержки.

Зондирующий пучок в области исследуемого объекта получает дополнительный набег фазы, связанный с отличным от единицы показателем преломления плазмы. Данные искажения фазы приводят к «смещению» полос на интерференционной картине относительно полос в отсутствии плазмы (см. рис. 1.5). На рисунке 1.5 представлен пример типичного исследуемого плазменного потока и показаны основные шаги обработки для восстановления двумерного профиля набег фазы оптического излучения $\phi(x, y)$ в плазме из интерференционной картины с применением пакета IDEA (Interferometric Data Evaluation Algorithms) [186]. Первым шагом является (рис. 1.5 (а)) Фурье фильтрация, направленная на погашение части пространственного спектра, не соответствующего полезному сигналу. Схематически область предполагаемого полезного сигнала выделена красным овалом на рис. 1.5(б). Затем производится обратное преобразование Фурье по половине Фурье спектра. Данное действие позволяет одновременно получить ступенчатый образ интерференционной картины (рис. 1.5(с)) и отфильтровать значительную часть шумов. Большие градиенты концентрации на границе плазмы приводят к резким и зачастую

неоднозначным искривлениям полос. Чтобы из ступенчатого образа интерферограммы восстановить фазу необходимо наложить маску на все области неоднозначности полос. После выполнения отслеживания, развертка и сшивание каждой из полос. В результате будет получена картина, содержащая набег фазы в плазменном объекте $\phi(x, y)$ и «линейную» паразитную фазу (рис. 1.5(d)). Для получения распределения фазового сдвига $\phi(x, y)$, связанного с плазмой, из полученного результата производится вычитание линейной фазы и/или референсной фазы, полученной при обработке референсной интерферограммы (без плазмы).

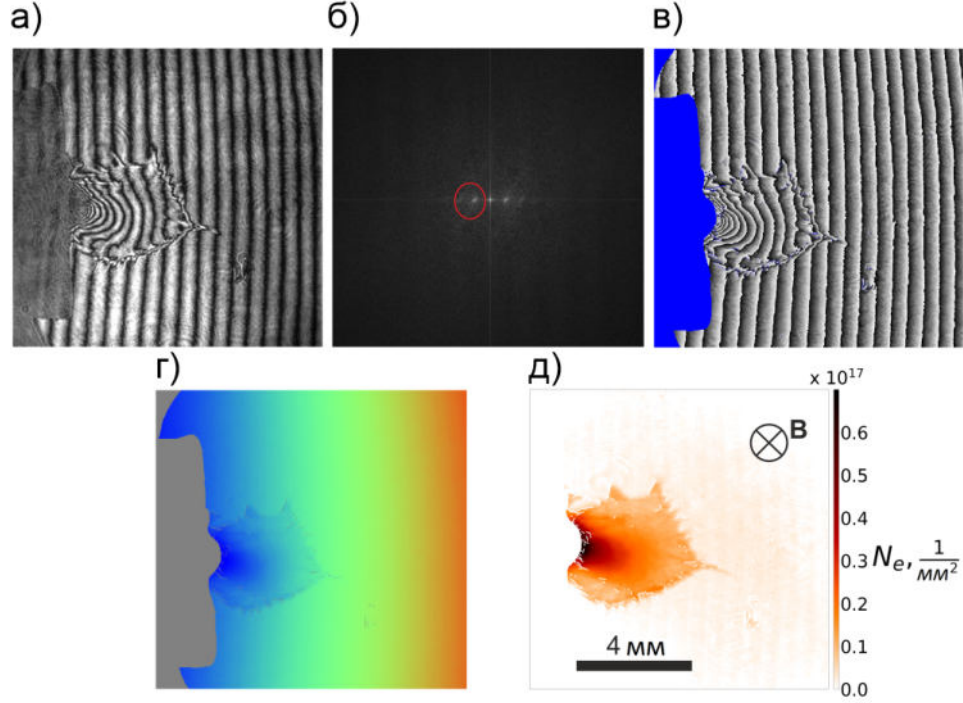


Рис. 1.5: Основные этапы обработки интерферограммы с помощью программного пакета IDEA. (а) Интерферограмма плазмы, разлетающейся во внешнее магнитное поле (см. пункт 2.2). (б) Фурье спектр, (в) ступенчатый образ фазы, полученный последовательным применением Фурье преобразования, (г) набег фазы в плазменном объекте $\phi(x, y)$ и «линейная» фаза (артефакт обработки), (д) двумерная интегральная линейная концентрация плазмы.

Связь набег фазы вдоль направления распространения оптического импульса с линейной, то есть интегральной вдоль направления зондирования z , электронной концентрацией N_l однозначно определяется формулой:

$$N_l(x, y) = \int_0^l N(x, y, z) dz = \frac{2c}{\omega} N_{cr} \phi(x, y) \quad (1.6)$$

где $N_{cr} = \frac{m\omega^2}{4\pi e^2}$ - критическая концентрация, ω - частота зондирующего импульса. Профиль распределения линейной интегральной концентрации плазменного потока представлен на рис.

1.5 (д).

В предположении, что поток распространяющейся плазмы обладает цилиндрической симметрией, например, в случае разлета вдоль направления силовых линий магнитного поля [88, 168, 187], трехмерная концентрация плазмы может быть восстановлена при помощи обратного преобразования Абеля на основании одного профиля линейной концентрации. Для асимметричного распределения концентрации, возникающего, в частности, при разлете плазмы поперек магнитного поля как на рис. 1.5, для наблюдения трехмерной структуры плазмы требуется несколько ортогональных профилей линейной концентрации.

Для параметров, характерных для лазерной установки PEARL, оптическая интерференционная диагностика позволяет обеспечить измерения концентрации лазерной плазмы в диапазоне значений от $\sim 5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ до $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ [185, 188].

1.4.3.2 Теневое фотографирование

Для диагностики резких градиентов и мелкомасштабной структуры плазменного объекта наиболее простым и в то же время показательным методом является теневое фотографирование [185]. Для получения снимка плазмы достаточно просветить ее фемтосекундным зондирующим импульсом, таким же как используется в интерферометрической диагностике. В экспериментах на лазере PEARL описанных, например, в параграфе 3.1, теневые фотографии получали при перекрытии референсного пучка интерферометра. Заметим, что для визуализации мелкомасштабных структур обязательным компонентом теневой диагностики является телескоп, состоящий из линз Л1 и Л2 (рис. 3.14) и производящий перенос изображения из плоскости плазменного объекта на матрицу камеры. В экспериментах направленных на исследования вейбелевской неустойчивости (параграф 3.1) благодаря подбору числовой апертуры линз телескопа было достигнуто разрешение теневого фотографирования порядка 20-30 мкм.

1.4.3.3 Поляриметрическая диагностика

Для диагностики магнитных полей в плазме применяется поляриметрическая диагностика, основанная на эффекте Фарадея. Схема также приведена на рис. 1.4. Однородная по апертуре поляризация зондирующего излучения на входе в плазму обеспечивается лазерным источником и поляризатором P_0 . Перенос изображения из области плазмы осуществляется с помощью оптической системы, состоящей из линз L_3 и L_4 , на матрицы камер K_2 и K_3 . После прохождения области плазмы пробный импульс разделяется делителем пучка БС на два поляриметрических канала. В каждом из которых стоят поляризаторы (P_1 и P_2), повернутые на углы $+\beta$ и $-\beta$ относительно поляризатора P_0 , соответственно. Угол «раскрестки» β подбирается исходя из расчетов чувствительности, необходимой для детектирования ожидаемых магнитных полей. Поворот

плоскости поляризации в плазме при этом приводит к уменьшению интенсивности сигнала в одном из каналов и увеличению ее во втором.

Угол деполяризации восстанавливается алгоритмом, в котором берется отношение снимков плазмы с двух скрещенных каналов поляризметрической диагностики и из него вычитается отношение для референсных снимков без плазмы (подробности см. [185]). Такое устройство диагностики поляризметрических каналов и алгоритма дает возможность найти не только амплитуду, но и направление поворота поляризации [185, 189]. Используемая схема поляризметрических измерений обеспечивает пространственное разрешение порядка 10 мкм и позволяет с высокой точностью измерять поворот плоскости поляризации на углы $\gtrsim 0.1^\circ$.

1.4.4 Импульсная магнитная система

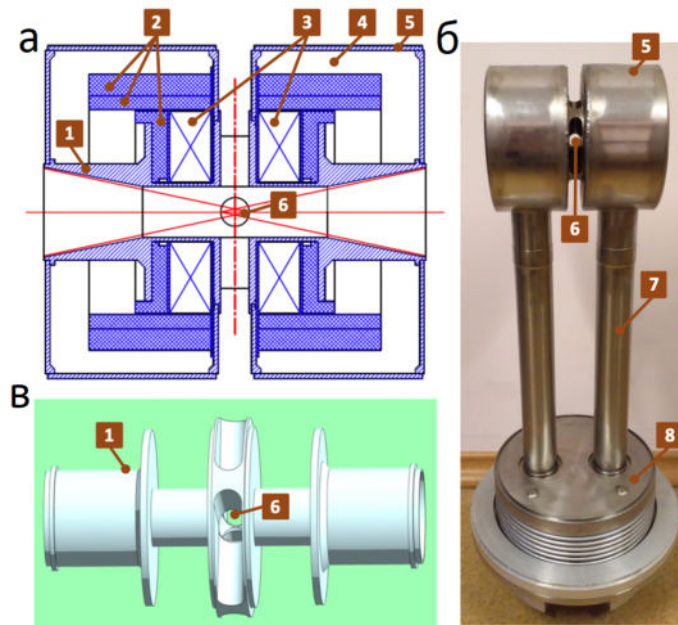


Рис. 1.6: (а) - схематический разрез магнитной системы, (б) - трехмерная модель несущего каркаса и (в) - внешний вид изготовленной магнитной системы. Цифрами обозначены: 1 - металлический несущий каркас, 2 - составные элементы несущего каркаса, 3 - обмотки, 4 - азотная камера, 5 - внешний экран, 6 - конические отверстия для ввода лазерного излучения и потока плазмы, 7 - каналы для подачи жидкого азота и размещения токоподводов, 8 - узел стыковки герметичных сильфонов.

В астрофизических объектах магнитные поля играют ключевую роль для динамики плазмы. Для моделирования астрофизических явлений, связанных с взаимодействием плазмы с магнитными полями, на установке PEARL используется оригинальная магнитная система (см. рис. 1.6) [190]. Она позволяет генерировать импульсные (длительность ~ 5 мс) магнитные поля ин-

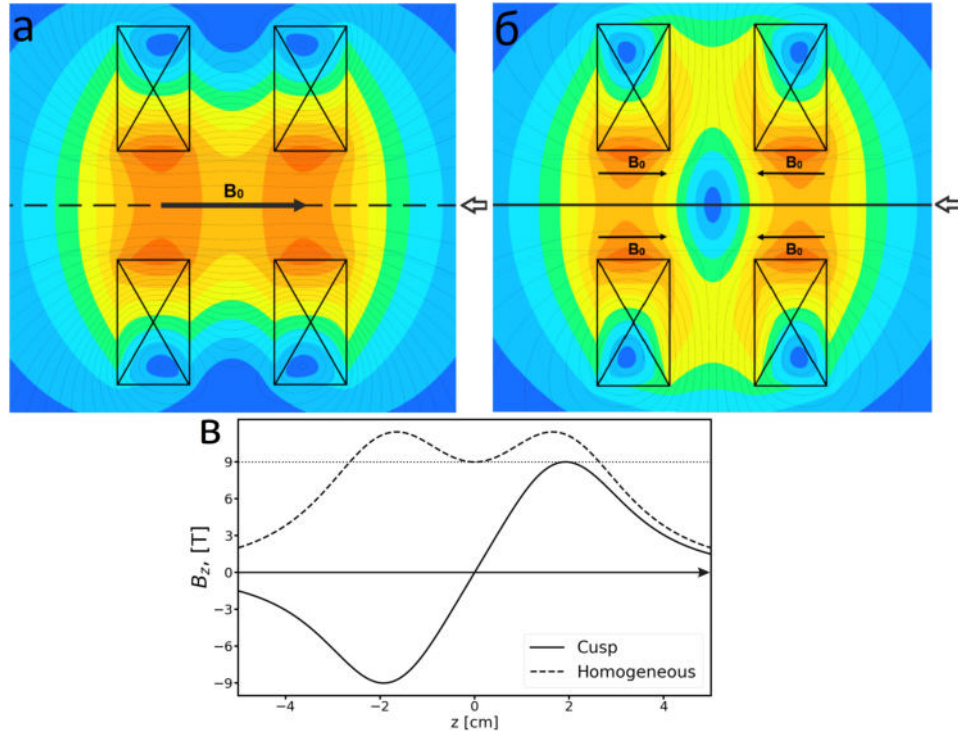


Рис. 1.7: Структура магнитного поля при (а) - сонаправленном подключении катушек, (б) - при противоположнонаправленном подключении. (в) - график зависимости проекции магнитного поля B_z на оси от координаты z . Черными стрелками справа изображены положения срезов, построенных на (в). График (в) построен в одном масштабе и диапазоне значений магнитного поля с картинками (а) и (б).

дукцией до 18 Тл. Магнитная система состоит из двух катушек Гельмгольца (см. рис. 1.6), которые могут быть подключены двумя способами так, чтобы ток в катушках тек сонаправленно или встречно. В первом случае реализуется квазиоднородная конфигурация магнитного поля (рис. 1.7 (а)), во втором случае — конфигурация с нулевым магнитным полем в центре, так называемая касп-конфигурация (рис. 1.7 (б)). На рисунке 1.7 (в) для каждой конфигурации катушек приведены распределения индукции магнитного поля на оси катушек (ось z). Намотки катушек помещены в изолированный резервуар, заполненный жидким азотом для повышения стабильности параметров разряда от импульса к импульсу [190]. Несущий корпус обеспечивает механическую прочность системы, необходимую для противостояния импульсным механическим нагрузкам порядка 100 МПа [190], возникающим при встречном подключении.

Покажем, что в рамках исследования динамики лазерной плазмы в магнитных полях применение такого соленоида, способного генерировать поля ~ 10 Тл, становится необходимым для экспериментального изучения процесса остановки плазменного потока магнитным давлением. Этот этап эволюции плазмы представляет особый интерес, поскольку на границе раздела между диамагнитной плазмой и внешним магнитным полем развиваются желобковые неустойчивости,

подробно рассмотренные в диссертации (см. разделы 2.2 и 3.2.2). Остановка магнитным полем B_0 плазменного облака с радиусом R_b при сферическом разлете описывается уравнением баланса энергии магнитного поля и энергии E_0 , запасенной в плазме [61, 191], которое в СГС записывается:

$$\frac{B_0^2}{8\pi} = \frac{E_0}{4\pi R_b^3/3} \sim M_i n_i V^2/2 \quad (1.7)$$

где M_i - масса иона, n_i - концентрация ионов в плазме, а $M_i n_i v^2/2$ - плотность кинетическая энергия плазмы, которая имеет наибольший вклад в энергию для высокоскоростных потоков плазмы $V \sim 300$ км/с, рассматриваемых в данной диссертации. Для эффективного применения оптических диагностических методов, в частности интерферометрии, необходимо соблюдение двух ключевых условий: пространственное ограничение плазменного образования масштабами $R_b \lesssim 1$ см и превышение электронной плотностью n_e порога чувствительности однопроходного интерферометра ($n_e > 10^{17}$ см $^{-3}$, см. пункт 1.4.3.1). Из уравнения 1.7 следует, что увеличение внешнего поля приводит к увеличению плотности и уменьшению радиуса облака плазмы R_b . Предполагая, что $E_0 \sim E_{laser} \sim 15$ Дж и принимая оптимальные параметры плотности $n_e \sim 10^{18}$ см $^{-3}$ и радиуса $R_b \sim 0.5$ см, можно оценить требуемое значение внешнего магнитного поля значением $B_0 \sim 10$ Тл.

Во время эксперимента мишень помещается внутрь магнитной системы в объеме с размерами порядка $2 \times 2 \times 2$ см, ограниченном стенками корпуса. При сонаправленном подключении токов характерный масштаб однородного магнитного поля составляет ~ 1 см. В то же время размеры исследуемой плазмы обычно не превышают 0,5 см. Конструкция магнитной системы позволяет наблюдать и заводить оптическое излучение одновременно вдоль нескольких (x, y, z) направлений (см. рис. 1.6).

Глава 2

Исследование взаимодействия высокоскоростных потоков наносекундно - индуцированной лазерной плазмы с внешним магнитным полем

2.1 Разлет наносекундной лазерной плазмы в вакуум

Данная глава посвящена исследованию взаимодействия потоков лазерной плазмы, сгенерированных наносекундными импульсами (далее наносекундная плазма), с магнитными полями. Но прежде, чем перейти к основному материалу, опишем хорошо известные свойства плазменного потока, расширяющегося в вакуум.

На рис. 2.1 схематично представлена схема эксперимента с иллюстрацией разлета плазменного потока, сгенерированного лазерным импульсом длительностью 1 нс, длиной волны $\lambda = 527$ нм и энергией порядка 10 Дж при облучении твердотельной мишени из тефлона $(CF_2)_n$. Квази-однородное распределение интенсивности лазерного излучения на мишени имеет вид круглого пятна с диаметром 0.3 мм, что обеспечивает интенсивность порядка 5×10^{12} Вт/см², существенную для ионизации.

Разогрев плазмы наносекундным лазером с такой интенсивностью является существенно столкновительным [192, 193], то есть происходит по аналогичному принципу, как и в газовом разряде [192]: электрон, ускоряемый лазерным полем, сталкивается с другими частицами и передает часть своей кинетической энергии. Рассеяние электрона может быть упругим, например, при кулоновском взаимодействии с другими электронами, или неупругим, то есть приводящим к ионизации или возбуждению некоторых квантовых уровней ионов и нейтральных частиц [192, 193].

Процесс абляции довольно сложный и комплексный процесс, который включает не только ионизацию и рекомбинацию, но также процессы переноса тепла и вторичного излучения, ионизации и плавления материала, напрямую не взаимодействующего с лазерным импульсом (подробности см. в [193, 194]). Электроны нагреваются лазерным импульсом преимущественно в области с критической концентрацией, где $n_e \sim 0.3 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ для $\lambda = 527 \text{ нм}$. Однако электроны быстро термализуются между собой, фононами и ионами за время, значительно меньшее длительности импульса [193]. Это приводит к тому, что лазерная энергия, по существу, переходит в тепловую и эффективно переносится вглубь мишени [195], что вызывает образование потока плазмы из областей, с размерами, существенно превышающими размеры лазерного пятна.

Сразу после окончания лазерного импульса в наших условиях характерная температура электронов плазмы оценивается $\sim 1\text{-}2 \text{ кэВ}$, что согласуется с измерениями, проведенными с помощью FSSR диагностики [88, 184, 196, 197]. Согласно базе данных FLYCHK [198], которая учитывает термодинамические и радиационные потери для плазмы в состоянии, близком к термодинамическому равновесию, при характерной концентрации $n_e \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$ углерод является полностью ионизированным, а значит для оценок можно принять, что зарядовое число $Z \sim 6$. Скорость ионного звука оценивается по формуле $C_s = \gamma Z k T_e / M_i \sim 400 \text{ км/с}$, где γ - показатель адиабаты, M_i - масса иона углерода, и согласована с хорошей точностью с наблюдаемой в эксперименте скоростью фронта плазменного потока $\sim 350 - 450 \text{ км/с}$. Лазерная плазма быстро остывает при расширении в вакуум из-за адиабатического расширения [199] и излучательных потерь [197], которые по мере остывания плазмы становятся доминирующим механизмом потери энергии. Так на десятках наносекунд температура плазмы оценивается $\sim 100 \text{ эВ}$ [88, 196], при этом скорость расширения сохраняется на уровне $\sim 400 \text{ км/с}$. Это, в том числе, подтверждается симуляциями радиационным МГД кодом FLASH [200], который учитывает радиационный перенос и перераспределение тепловой энергии в виде 3-х температур, электронов T_e , ионов T_i и излучения T_{rad} .

На рис. 2.2 представлена двумерное распределение концентрации плазмы, измеренное через 8 нс после облучения и полученное после обработки интерферограмм методом, описанным в 1.4.3.1. Поток наносекундной плазмы, разлетающейся в вакуум, имеет характерную конусную структуру разлета с углом порядка 40° . Предполагая аксиальную симметрию плазменного потока, можно оценить плотность плазмы в центральной области $n_e \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Для проведения дальнейших оценок разумно предполагать, что плазма состоит из отдельных ионизированных частиц C^+ и F^+ . Тогда среднее массовое число можно оценить $A = 17$. При характерных значениях температуры $T_e \sim 100 \text{ эВ}$ и концентрации $n_e \sim 10^{18}$ плазмы используя базу данных FLYCHK [198] можно оценить характерное значение среднего зарядового числа ионов $Z \sim 5\text{-}6$.

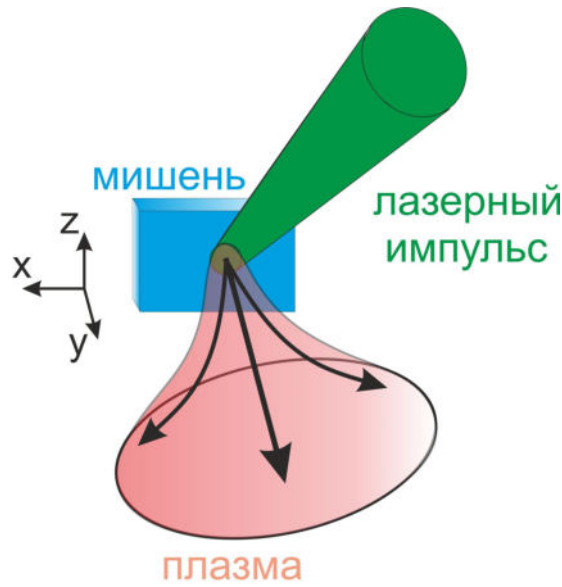


Рис. 2.1: Схематическое изображение морфологии плазмы, которая генерируется после облучения мишени из тефлона (CF_2) и расширяется в вакуум.

2.2 Разлет наносекундной лазерной плазмы в вакуум поперек внешнего магнитного поля

В данном пункте будет обсуждаться взаимодействие наносекундной лазерной плазмы, параметры которой описаны в предыдущем параграфе, с квазиоднородным поперечным магнитным полем индукции 14 Тл. Источник плазмы представляет собой квазиточечный объект с размером менее 1 мм (диаметр лазерного пятна 0.3 мм). Будут рассмотрены этапы образования диамагнитной каверны, развитие желобковой неустойчивости на границе каверны и последующее образование плазменного листа.

2.2.1 Образование диамагнитной каверны и развитие желобковой неустойчивости

Как указывалось ранее в пункте 2.1, плазма при адиабатическом расширении существенно остывает, поэтому через несколько наносекунд после облучения тепловое давление $p = k(n_e T_e + n_i T_i)$ существенно снижается. При этом скорость разлета плазмы сохраняется ~ 400 км/с, поэтому динамическое давление плазменного потока $0.5\rho V^2$ начинает доминировать над тепловым давлением. Тем не менее на всех этапах взаимодействия плазма обладает существенной температурой (~ 100 эВ), следовательно, имеет высокую проводимость и большое значение магнитного числа Рейнольдса $Re_m \gtrsim 100$ (см. оценки в таблице 2.1), поэтому проникновение

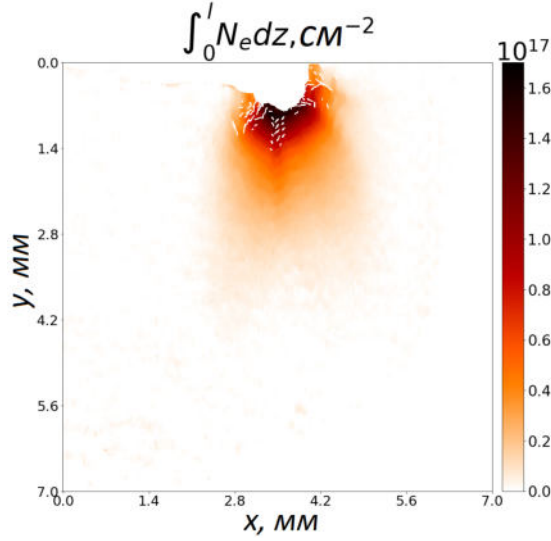


Рис. 2.2: Линейная плотность плазмы, полученной через 8 нс после облучения мишени наносекундным лазерным импульсом.

внешнего магнитного поля в плазму ограничивается тонким скин слоем.

Динамическое давление на начальных временах также существенно превышает магнитное давление магнитного поля 14 Тл. Это демонстрирует значение числа Маха-Альфвена $M_A = V/V_A > 1$ из Таблицы 2.1, где скорость Альфвена посчитана по плотности потока и внешнему магнитному полю $V_A = B/(4\pi n_i M_i)^{1/2}$. Безразмерные параметры, такие как числа Маха $= V/C_s$ и Маха-Альфвена $M_A = V/V_A$, в данной работе оцениваются по характеристикам самого потока, таким как плотность и давление, и по-внешнему магнитному полю. Таким образом данные параметры употреблены не совсем в классическом понимании, когда они характеризуют режим разлета во внешнюю среду. В данной работе все эксперименты по разлету плазмы выполнены в вакууме, следовательно, разлет всегда является суб-Альфвеновским и дозвуковым. В этом случае параметры M и M_A характеризуют важные энергетические соотношения в плазме, например M_A отражает отношение кинетической энергии плазмы и энергии магнитного поля в одном и том же объеме.

На рисунках 2.3 и 2.4 представлены экспериментальные результаты, а именно снимки плазмы, взаимодействующей с поперечным магнитным полем, на разных этапах ее эволюции. На рис. 2.3 (а) представлена экспериментальная интерферограмма плазмы через 8 нс после окончания облучения. На рис. 2.3 (б) представлен результат обработки данной интерферограммы, то есть двумерное интегральное распределение линейной концентрации электронов плазмы. Процесс обработки интерферограмм подробно обсуждался в пункте 1.4.3.1. На рис. 2.4 представлены двумерные распределения линейной концентрации потока лазерной плазмы через 18 нс (а, б), 28 нс (в, г) и 48 нс (д, е) после лазерного воздействия на мишень. Слева на панелях (а, в, д) рис. 2.4 приведены снимки, полученные при зондировании вдоль магнитного поля, справа (б, г,

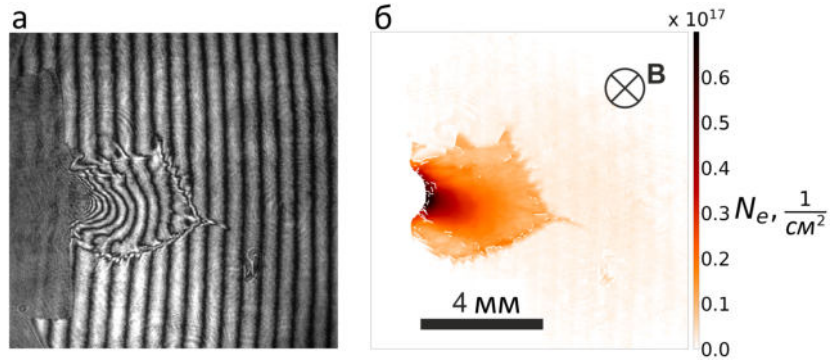


Рис. 2.3: Снимки плазмы, расширяющейся в поперечное магнитное поле. Снимки получены через 8 нс после облучения мишени при зондировании вдоль внешнего магнитного поля. (а) - экспериментальная интерферограмма. (б) - результат обработки данной интерференционной картины - двумерное интегральное распределение электронной концентрации плазмы.

е) поперек внешнего магнитного поля.

Прежде чем описывать основные этапы эволюции плазмы в эксперименте, также укажем, что эксперимент моделировался с помощью трехмерного радиационного МГД кода FLASH [200], результаты которого представлены на рис. 2.5. В моделировании, как и в эксперименте, лазерный импульс с энергией ~ 10 Дж и длительностью 1 нс воздействовал на твердотельную мишень изначально нейтральную и обладающую температурой 270 К. Распространение лазерного излучения описывалось в рамках лучевого приближения, а поглощение излучения мишенью за счет обратного тормозного рассеяния. Для корректного описания термодинамики и процессов переноса энергии в плазме, была применена модель с тремя температурами: электронов, ионов и излучения, а также применялись табуированные уравнения состояния и прозрачности материала мишени для правильного описания свойств плазмы при высоких температурах [201]. Для учета радиационного переноса излучения использовались диффузионные модели [201, 202]. В отличие от эксперимента, где использовалась тефлоновая мишень $(CF_2)_n$, мишень в моделировании состояла из полиэтилена $(C_2H_4)_n$. Пространство вне мишени было заполнено гелием с плотностью, более чем в 10^6 меньшей чем плотность мишени. Внешний газ не имел существенного влияния на динамику плазмы, а требовался для стабилизации численной схемы. Выбор среды и материала мишени обусловлен доступными табуированными уравнениям состояния.

Мишень помещалась в однородное магнитное поле $B_z = 14$ Тл. Для учета влияния диссипативных эффектов на динамику плазмы использовался модуль «Спитцер», самосогласованно вычисляющий компоненты проводимости $\eta_\perp$ и $\eta_\parallel$ по классическим выражениям из Брагинского (1965) [203]. Холловские эффекты не учитывались в данном моделировании.

На рис. 2.5 приведены результаты моделирования, а именно центральные срезы ($z = 0$) плотности и динамического давления плазмы, а также магнитного давления в плоскости, перпен-

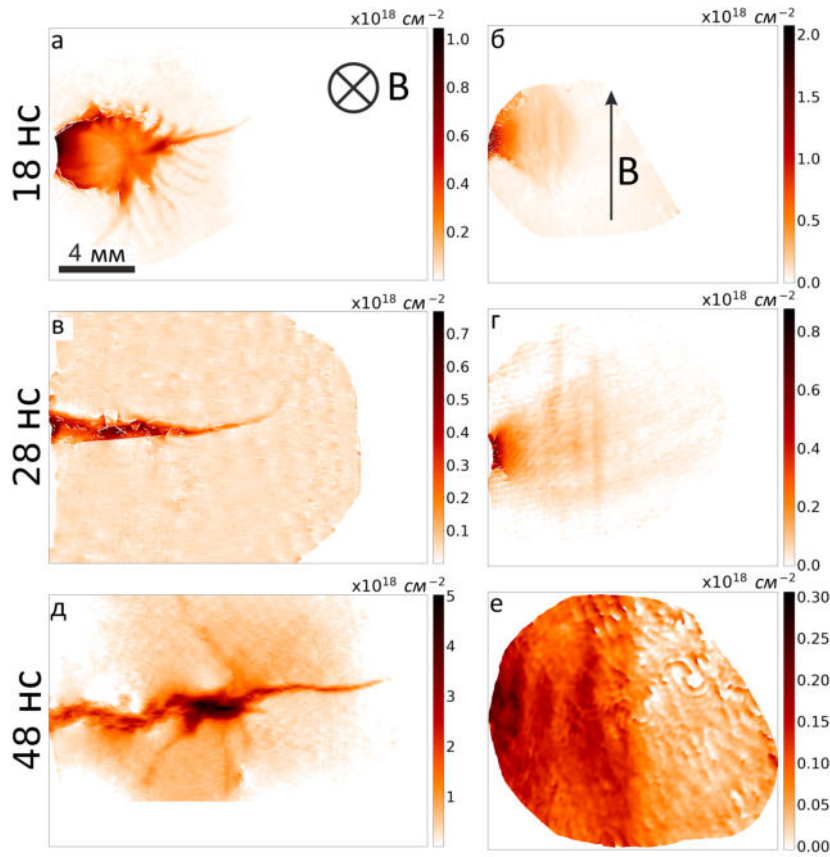


Рис. 2.4: Измеренные двумерные распределения концентрации потока лазерной плазмы при 18 нс (а, б), при 28 нс (в, г) и при 48 нс (д, е) после лазерного воздействия на мишень. Слева (а, в, д) приведены результаты зондирования вдоль магнитного поля, справа (б, г, е) поперек.

дикулярной внешнему магнитному полю. Представлены 3 отдельных этапа, характеризующих динамику плазмы: 20, 40 и 80 нс после начала облучения. Стоит заметить, что такие параметры, как температура, скорость разлета и плотность плазмы, а также ее структура в моделировании хорошо согласуются с экспериментальными.

Основываясь на наших экспериментальных наблюдениях (рис. 2.4 и рис. 2.3), а также на результатах численного моделирования кодом FLASH (рис. 2.5), опишем основные этапы эволюции плазмы, взаимодействующей с поперечным магнитным полем: На начальном этапе ($\sim 1-5$ нс) плазма обладает динамическим давлением значительно превышающим магнитное давление ($M_A \gg 1$) и поэтому почти свободно расширяется и «сгребает» внешнее магнитное поле. Структура потока плазмы в данный момент не имеет существенных отличий от случая разлета в вакуум, приведенного на рис. 2.2. Однако при дальнейшем расширении плазмы магнитное поле на фронте значительно усиливается, а плазма разрезается и тормозится, что приводит к выравниванию динамического давления плазмы и магнитного давления. В результате морфология потока изменяется, образуется т.н. диамагнитная каверна с резкими границами, которая

наблюдается на рис. 2.3 через 8 нс после облучения. Заметно, что на границе каверны начинают развиваться желобки неустойчивости. Согласно поляриметрическим измерениям, угол деполяризации в тонком слое на границе плазменной каверны составляет $\sim 2^\circ$, что при характерной линейной концентрации 10^{18} см^{-2} означает, что там происходит увеличение магнитного поля до значений порядка 30 Тл[185]. Численное МГД моделирование подтверждает данные наблюдение, которое на рис. 2.5 (г) выражается в виде увеличения давления магнитного поля в окрестности границы плазмы.

Характерный размер каверны можно описывать так называемым классическим радиусом остановки плазмы магнитным полем R_b [61]. Параметр R_b был введен как характерный масштаб сферически расширяющегося облака плазмы с энергией E , который остановится однородным магнитным полем B [61, 191] и оценивает выражением в СГС $R_b = (\frac{3E}{B^2})^{1/3}$. Для нашего случая разлет плазменного потока не сферический, а происходит в характерный угол порядка 40° . Оценивая объем, вытесненный плазмой как $V = \frac{2\pi}{e} R_b^3 (1 - \cos(\theta/2))$, можно получить выражение для R_b при разлете в угол θ :

$$R_b = \left(\frac{12E}{B^2 \cdot (1 - \cos(\theta/2))} \right)^{1/3} \quad (2.1)$$

Для наших параметров получаем характерное значение $R_b \sim 5 \text{ мм}$, которое отлично согласуется с наблюдаемыми снимками плазмы (рис. 2.3 и 2.4 (а)) и моделированием (рис. 2.5 (а)).

Следующий этап ($t = 18 \text{ нс}$) эволюции плазменного потока показан на экспериментальных рисунках 2.4 (а, б) и на рис. 2.5 (а), полученного из моделирования. Заметно, что желобки заметно выросли за 10 нс до размера каверны $\sim R_b$. Следовательно, инкремент наблюдаемой неустойчивости составляет не менее $\gamma \sim 1.2 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$. Чтобы понять природу наблюдаемой неустойчивости, рассмотрим возможные механизмы возникновения и оценим линейные инкременты.

2.2.1.1 Линейный анализ наблюдаемых неустойчивостей

Можно выделить несколько возможных кандидатов на роль наблюдаемой желобковой неустойчивости: нижняя гибридная дрейфовая неустойчивость (LHDI) [204, 205], электрон-ионная гибридная неустойчивость (ЕИН) [206], магнитная неустойчивость Рэлея-Тейлора (RTI) [63, 207–209] и вариации последней: неустойчивость большого ларморовского радиуса иона (в английской литературе Large Larmor Radius Instability (LLRI)) [61, 62, 210–214] и близкая к предыдущей по природе возникновения холловская неустойчивость Рэлея-Тейлора (на английском Hall-modified Rayleigh-Taylor Instability (HRTI) [212, 215]. Неустойчивости типа (LHDI) и (ЕИН) можно исключить из рассмотрения, поскольку время роста данных неустойчивостей совпадают по порядку величины с $\omega_{LH}^{-1} \sim \sqrt{\frac{m_e Z}{M_i}} \Omega_{ci}^{-1} < 0.1 \text{ нс}$, а длины волн оказываются на порядки меньше

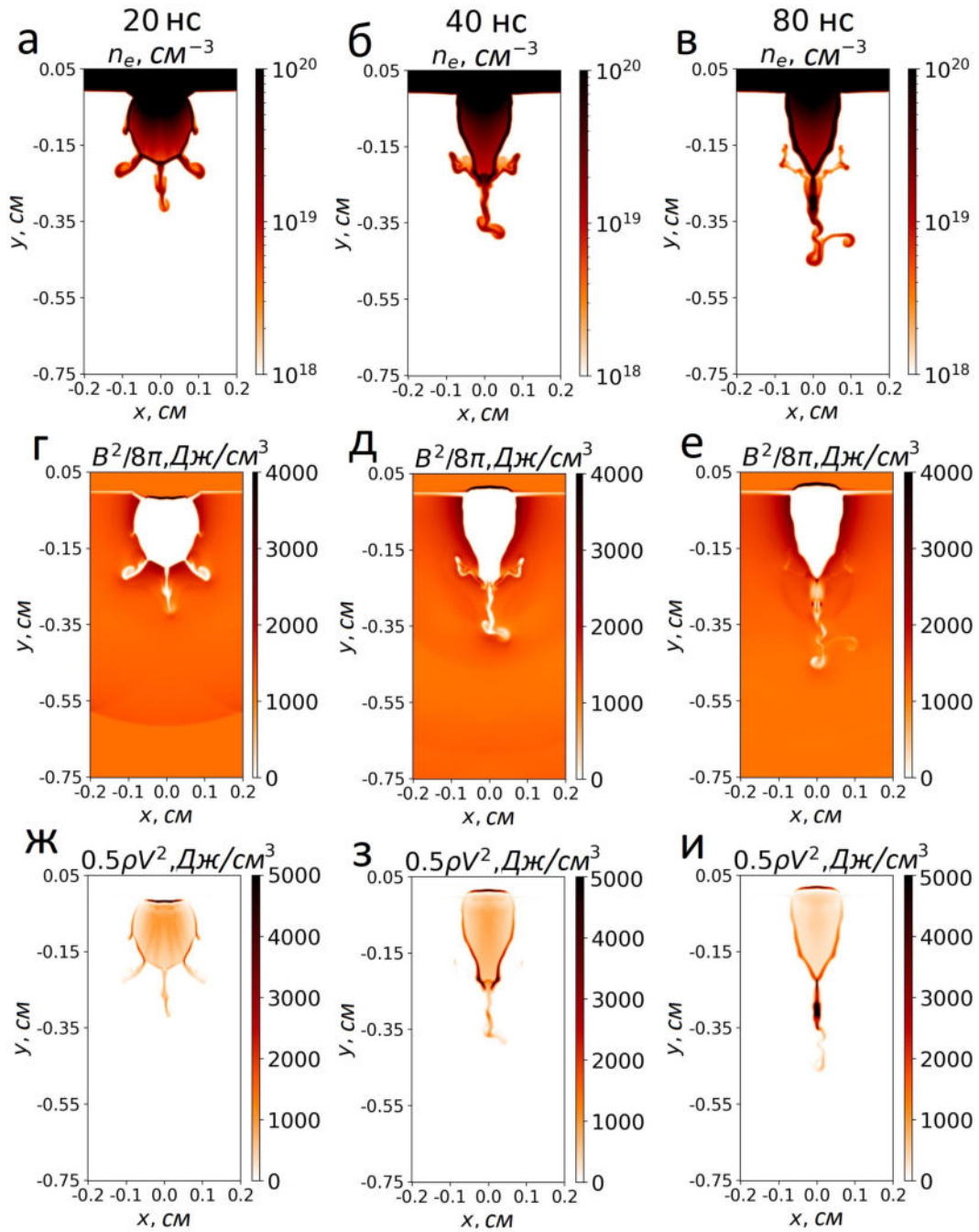


Рис. 2.5: Симуляции трехмерным МГД кодом FLASH. На всех рисунках представлены срезы $z = 0$: (а - в) плотности плазмы, (д-ф) давления магнитного поля и (г-и) динамического давления плазмы для 20, 40 и 80 нс после начала облучения.

детектируемых в наших условиях [63]. Однако микротурбулентности связанные с неустойчивостями, такими как (LHDI), могут приводить к аномально пониженной проводимости и, таким образом, влиять на эволюцию крупномасштабной неустойчивости [63, 204].

Желобковые неустойчивости RTI, LLRI и HRTI могут возникать в том случае, когда относительно границы раздела сред приложено ускорение, противоположенное градиенту плотности. В данном случае плазма тормозится внешним магнитным полем, поэтому, рассматривая динамику системы относительно границы раздела плазмы и магнитного поля, можно показать, что эффективное ускорение $\mathbf{g}_{\text{eff}}$ направлено против ∇n_e , что соответствует условиям развития перечисленных неустойчивостей.

Неустойчивости LLRI и HRTI связаны с эффектами разделения заряда ионов и электронов на резких градиентах плазмы. Такие эффекты могут возникать, если ионы являются слабо замагниченными, то есть если ларморовский радиус иона оказывается больше остальных масштабов, например, масштаба неоднородности плазмы $L_n = n_e / \left| \frac{\partial n_e}{\partial r} \right|$. Моделирование МГД-кодом и экспериментальные данные демонстрируют, что характерный масштаб неоднородности на границе плазменной каверны составляет $L_n \sim 0,2\text{--}0,3$ мм. Ларморовский радиус иона, вычисленный по направленной скорости $V \sim 400$ км/с, оценивается как $R_{Li} \sim 1$ мм (см. таблицу 2.1). Таким образом, наши экспериментальные условия с $R_{Li} > L_n$ благоприятствуют развитию неустойчивости большого ларморовского радиуса (LLRI).

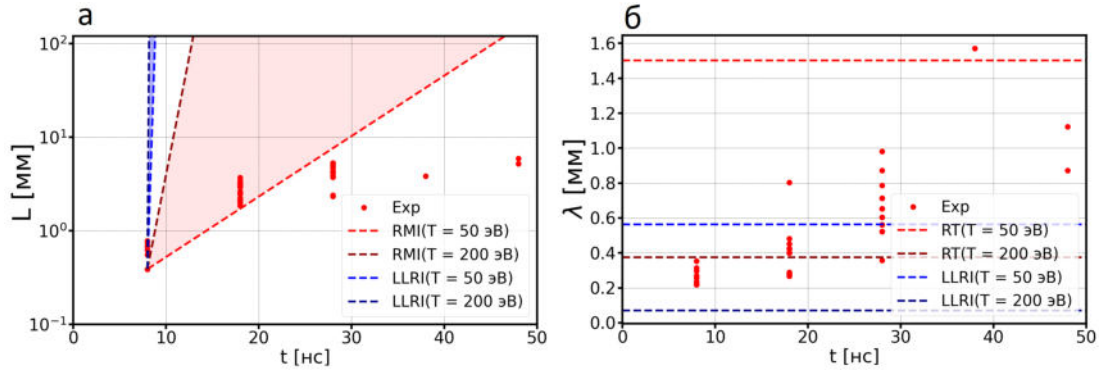


Рис. 2.6: Сравнение результатов экспериментов с линейной теорией. (а) Длины желобков для эксперимента в поперечном магнитном поле (красные точки) и в линейном приближении для RTI (красные прямые) и LLRI (синие прямые) для двух характерных температур $T_1 = 50$ и $T_2 = 200$ эВ. (б) Точками показана эволюция средней длины волны неустойчивости в эксперименте в поперечном магнитном поле. Горизонтальными линиями показан диапазон длин волн, полученных в линейном приближении для диапазона температур от 50 до 200 эВ, красным для RTI и синим для LLRI.

Согласно линейной теории [63, 207–209] скорость роста неустойчивости RTI оценивается по формуле:

$$\gamma_{RTI} = (kg_{eff})^{0.5} \quad (2.2)$$

где k - волновой вектор. При этом инкремент неустойчивости большого ларморовского радиуса (LLRI) и Холловской неустойчивости Рэлея-Тейлора (HRTI) определяются по одной формуле [212, 212–215]:

$$\gamma_{LLRI, HRTI} = kL_n(g_{eff}/L_n)^{0.5} \quad (2.3)$$

В силу того, что оценка инкремента неустойчивости для LLRI и HRTI дается одной формулой, далее опустим обозначение HRTI и будем рассматривать только LLRI. Простую, но удовлетворительно точную оценку эффективного ускорения торможения можно получить [63], если учесть два основных вклада в эффективное торможение каверны, связанные с силой Лоренца $g_{eff,L} \sim jB\rho^{-1}$ и центростремительным ускорением при перенаправлении плазменного потока $g_{eff,c} \sim v_{\parallel}^2 R_c^{-1}$, где $v_{\parallel}$ - скорость потока вдоль магнитного поля, R_c - радиус кривизны траектории, по порядку величины совпадающем с $R_b = 5$ мм. Учитывая, что ток отличен от нуля только в приповерхностном слое каверны, его можно оценить $j \sim \frac{\rho v_{\perp}}{Bl_{sl}}$, где $v_{\perp}$ - скорость потока поперек магнитному полю, l_{sl} - толщина скин (токового) слоя, приближенно равная 200 мкм. Для описанных нами параметров плазмы, оба члена $g_{eff,c}$ и $g_{eff,L}$ вносят один и тот же порядок в замедление каверны магнитным полем и дают оценку эффективного ускорения $g_{eff} = 5 \cdot 10^{14}$ м/с². Оценка инкрементов неустойчивости дает значения $\gamma_{idealRTI} = 7.2$ нс⁻¹ и $\gamma_{idealLLRI} = 49.5$ нс⁻¹.

Стоит заметить, что длина свободного пробега иона составляет 15 мкм, что значительно меньше ионного ларморовского радиуса ~ 1 мм. Поэтому рассматривая линейный анализ нельзя пренебрегать диссипативными членами, которые, например, могут приводить к стабилизации коротковолновых возмущений. Проведенные численные МГД расчеты также показали наилучшее согласование с экспериментом при учете столкновительной диссипации, то есть вязкости и магнитной диффузии. Чтобы учесть влияние диссипативных эффектов на оценки линейной теории желобковой неустойчивости, связанных с конечной проводимостью и изотропной вязкости, дисперсионное уравнение можно записать следующим образом [216]:

$$\omega^2 + ik^2(D_m + \nu)\omega + \gamma_{ideal}^2 - k^4 D_m \nu = 0 \quad (2.4)$$

где k - волновое вектор неустойчивости, D_m - коэффициент магнитной диффузии, ν - коэффициент кинематической вязкости, γ_{ideal} - инкремент без учета диссипации, отличающийся для RTI и LLRI. Согласно экспериментальным снимкам, линейная стадия эволюции неустойчивости происходит на временах от 5 до 15 нс. Предположим, что плазма на данном этапе характеризуется диапазоном температур от 200 до 50 эВ. Используя классические выражения Спитцера для

проводимости плазмы (например, из [44]) и классическое выражение Брагинского для динамической вязкости ионов (например, стр. 825 [43]) можно определить, что коэффициент магнитной диффузии $D_m \approx 56 \text{ м}^2/\text{с}$ для $T1 = 50 \text{ эВ}$ и $7 \text{ м}^2/\text{с}$ для $T2 = 200 \text{ эВ}$, при этом коэффициент кинематической вязкости имеет значение на несколько порядков меньше и им можно пренебречь, как и членом $k^4 D_m \nu$ в формуле (1). Будем рассматривать абсолютно неустойчивые моды $\omega = i\gamma$, тогда получим выражение для инкремента:

$$\gamma \approx 0.5 \left(-k^2 D_m + \sqrt{k^4 D_m^2 + 4\gamma_{ideal}^2} \right) \quad (2.5)$$

Диссипативный член $\gamma_{diss} = k^2 D_m$ в инкременте (2) оценивается значением 174 нс^{-1} для $T1 = 50 \text{ эВ}$ и 22 нс^{-1} для $T2 = 200 \text{ эВ}$. Сравнимые оценки инкрементов $\gamma_{idealRTI} = 7.2 \text{ нс}^{-1}$ и $\gamma_{idealLLRI} = 49.5 \text{ нс}^{-1}$ свидетельствуют о важнейшей роли диссипации для наблюдаемой желобковой неустойчивости.

На рисунке 2.6 (а) точками представлена характерная длина желобков неустойчивости, наблюдаемой экспериментально при разлете плазмы поперек магнитному полю (рис. 2.3), а также предсказание формулы (2.5) линейной теории для неустойчивостей Рэлея - Тейлора (синие прямые) и неустойчивости большого ларморовского радиуса (LLRI) (красные прямые) для двух характерных температур 50 и 200 эВ. Нетрудно получить выражения для длин волн наиболее быстро растущих мод для RTI:

$$\lambda_{RTI} = 2^{5/2} \pi g_{eff}^{-1/3} (D_m + \nu)^{2/3} \quad (2.6)$$

и для LLRI:

$$\lambda_{LLRI} = 2\pi g_{eff}^{-1/2} \frac{(D_m + \nu)}{\sqrt{L_n}} \quad (2.7)$$

аналогичные формуле (1) из работы [63]. На рисунке 2.6 (б) точками представлена эволюция средней длины волны неустойчивости, наблюдаемой экспериментально при разлете поперек магнитному полю, а горизонтальными прямыми диапазон наиболее быстро растущих длин волн, полученных в линейном приближении для RT (красные) и LLRI (синие). Графики на рис. 2.6 демонстрируют, что неустойчивость Рэлея - Тейлора лучше согласуется с наблюдаемой в эксперименте желобковой неустойчивостью. Расхождение эксперимента и линейной теории RTI для времен более 30 нс естественно объясняется нелинейным характером неустойчивости на более поздних временах. Приведенный в данном пункте анализ демонстрирует, что механизм неустойчивости, возникающей на границе взаимодействия плазмы и магнитного поля, наилучшим образом согласуется с неустойчивостью Релей-Тейлора. Отличие механизма желобковой неустойчивости (RTI) в наших экспериментах от экспериментов с более слабым магнитным

полем и более крупномасштабной и менее плотной плазмой [61, 68], где наблюдается неустойчивость LLRI, по-видимому, связано с более сильными столкновениями в плазме, что приводит к возникновению более медленных и крупномасштабных желобков. Действительно, в столкновительной плазме, в которой длина свободного пробега иона $l_{ii} \ll$ масштаба неоднородности L_n , эффекты конечного ларморовского радиуса минимизируются столкновениями.

2.2.2 Формирование и динамика плазменного листа.

Экспериментальные снимки плазменного потока через 28 нс и 48 нс после облучения представлены на рис. 2.4 (в, г) и (д, е), соответственно. Плазменная каверна, наблюдаемая в момент 18 нс, сжимается узкий плазменный поток (рис. 2.4(с, е)). Поскольку вдоль магнитного поля движение плазмы никак не ограничено, поток представляет собой плазменный «лист» (рис. 2.4(в,е)). Сжатие каверны магнитным полем в плазменный лист происходит в результате импульсного характера источника плазмы. Узкий плазменный лист свободно распространяется поперек магнитного поля почти постоянной скоростью. Подобная динамика наблюдается и в МГД моделировании (рис. 2.5(б,в)), однако с более продолжительным коллапсом каверны. Более долгий коллапс в моделировании можно объяснить тем, что перенос энергии из каверны во внешнюю среду через радиационные или тепловые каналы занижены относительно эксперимента.

МГД моделирование позволяет описать подробно процесс образования и проникновения плазменного листа поперек магнитного поля. В процессе сжатия каверны магнитным полем плазма внутри начинает перенаправляться вдоль границ каверны и сходиться в вершине каверны, в результате чего на вершине образуется сходящаяся двумерная ударная волна. Ее возникновение приводит к локальному разогреву плазмы более чем в 3 раза и, следовательно, локальному увеличению термического давления до значений, превышающих давление магнитного поля. Данный градиент давления начинает ускорять плазму в виде тонкого узконаправленного листа, что в результате приводит к увеличению динамического давления $0.5\rho V^2$. Данный эффект ускорения плазмы в структуре типа листа замечен при сравнении рис. 2.5 (з) и (и).

Также МГД моделирование позволяет определять важные параметры внутри плазменного листа, например магнитное поле, которое не удалось измерить в эксперименте. На рис. 2.5 (г, д, е) демонстрируется, что в МГД приближении с учетом диссипативности (конечной проводимости) наблюдается существенный диамагнетизм в области плазменного листа. Например, на рис. 2.5 (д) в области плазменного листа магнитное поле близко к нулевому. Данное наблюдение подтверждает, что распространение листа поперек внешнего магнитного поля представляет не просто дрейф плазмы, а направленное струйной МГД течение проводящей плазмы. Сравнивая рис. 2.5(и) и 2.4 (д) можно заметить, что плазменный лист в моделировании, как в эксперименте, подвержен некоторым неустойчивым (случайным) искривлениям.

2.2.3 Интерпретация всплесков светимости в молодых звездных объектах типа EXor/FUor

Как было замечено в пункте 1.1, молодые звездные объекты, характеризуются весьма нерегулярной светимостью, которую исследователи связывают с нерегулярной аккрецией [101–103]. Однако причина такой нерегулярной аккреции до сих пор до конца не известна, в первую очередь из-за того, что весь процесс аккреции происходит в сравнительно малых пространственных масштабах порядка 1 а.е., что существенно меньше разрешения современных наблюдательных инструментов для удаленных МЗО (подробности см. в пункте 1.1 и рис. 1.1). Усложняют прямые наблюдения аккреции пылевые облака, которые часто окружают молодые звезды [217]. Поэтому аккреция исследуется преимущественно численно.

Чтобы понять, какие механизмы аккреции в МЗО рассматриваются, обратимся, например, к трехмерным МГД расчетам аккреции из однородного диска [9]. Выделяют два основных сценария аккреции: в первом варианте аккреция происходит воронкообразными потоками, т.н. аккреционными колонками. В данном случае потоки плазмы следуют за линиями магнитного поля (см. рис. 2.7 (а)) [11, 218, 219] и сталкиваются с поверхностью звезды в полярных регионах. Во втором случае длинные тонкие «языки» плазмы, возникающие в результате развития неустойчивости Рэлея-Тейлора, проникают в звездную магнитосферу в экваториальной плоскости (см. рис. 2.7 (б)) [9]. Авторы работы [9] из своей численной модели восстановили зависимость блеска звезды от времени. Утверждается, что численно наблюдаемая аккреция в экваториальной области через языки, которая возникает в результате развития неустойчивости Рэлея - Тейлора, может объяснить нерегулярное изменение темпов светимости, наблюдаемую у многих МЗО.

Однако, на данный момент в научном сообществе нет консолидированного мнения о механизме аккреции и происхождении нерегулярной светимости в МЗО, в первую очередь по той причине, что не существует наблюдений, подтверждающих какую-то из моделей. Более того, более подробный анализ [105] показал, что возникновение неустойчивости зависит от неизвестных параметров вязкости в аккреционном диске, темпов аккреции и прочих параметров, которые в численной МГД модели из работы [9], по существу, являются подгоночными.

Дополнительно, существует класс молодых звезд, т.н. звезды типа EXor/FUor, у которых наблюдаются эпизодические всплески светимости с большой амплитудой и большими временными масштабами. Обсуждаемая ранее модель экваториальной аккреции из однородного аккреционного диска [9] не может объяснить эпизодические всплески, наблюдаемые в системах EXor/FUor. Физическая причина внезапного большого увеличения темпов аккреции массы в таких объектах широко обсуждается в литературе, в основном из-за небольшого количества наблюдаемых событий и их редкости.

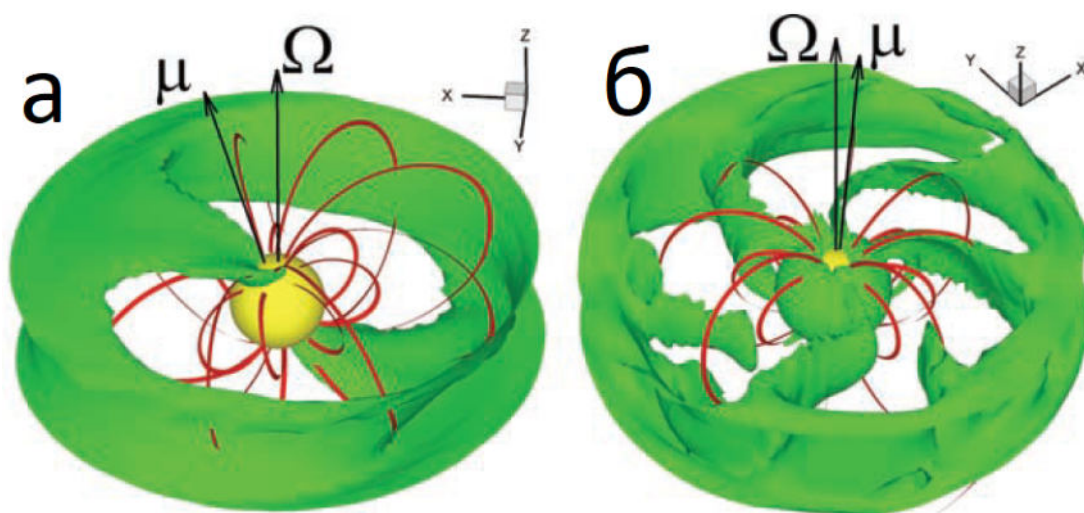


Рис. 2.7: Результаты 3D МГД моделирования взаимодействия однородного аккреционного диска с магнитосферой в М30 из работы [9]. Представлены два механизма аккреции. На панели (а) приведен классический механизм аккреции, в котором потоки, т.н. аккреционные колонки, преимущественно движутся вдоль магнитных силовых линий и падают на звезду в полярных высотах. На панели (б) приведен процесс аккреции в результате развития на краю диска неустойчивости Релея-Тейлора, позволяющей потокам, т.н. «языкам» проникать поперек магнитных линий в экваториальной плоскости. Красные линии представляют собой силовые линии магнитного поля звезды. Буквами Ω и μ обозначены ось вращения и магнитная ось звезды.

Возможные модели аккреции в EXor/FUor, объясняющие эпизодические всплески светимости, обсуждались в работе [220]. Все модели построены на предположении, что в области взаимодействия аккреционного диска с магнитосферой (в окрестности радиуса усечения) возникает некоторое локальное возмущение аккреционного диска. Оно может вызвано тепловой неустойчивостью [221–223], гравитационным возмущением внешними объектами, например звездой-компаньоном [224] или планетой-гигантом [225, 226], а также наблюдаемыми внезапными изменениями магнитной активности звезды [227–229]. Однако, несмотря на значительные усилия исследователей, на сегодняшний день ни одна из предложенных моделей не способна дать полностью убедительное описание феномена EXor.

Лабораторные исследования, обсуждаемые в пункте 2.2.1, могут помочь выяснить возможный сценарий аккреции в результате локального возмущения аккреционного диска. Приведенные эксперименты с лазерной плазмой, безусловно, не способны доказать или опровергнуть какую-либо из предложенных выше моделей локального возмущения аккреционного диска [220]. Однако, если допустить, что из-за какого-то описанного выше механизма, будь это тепловая неустойчивость или гравитационное возмущение, произошло локальное скопление вещества на

границе диска, тогда результаты приведенных экспериментов могут использоваться для интерпретации сценария дальнейшей аккреции и ответить на вопрос, будут ли аккреционные потоки двигаться только вдоль магнитных силовых линий или же плазма способна проникать поперек магнитным силовым линиям в области экватора.

На данные вопросы можно попробовать ответить с помощью масштабирования лабораторной плазмы и астрофизических аккреционных потоков в объектах типа EXor. К сожалению, для объектов типа EXor/FUor известны не все параметры, необходимые для сравнения с лабораторными системами. Анализ астрономических наблюдений позволяет оценить плотность плазмы, температуру и характерные скорости потоков. Однако магнитное поле подобных объектов неизвестно. В некоторых работах сообщается об оценках значения магнитного поля для объектов FUor на уровне кГс [230, 231], в то время как для объектов EXors магнитное поле предполагается более слабым [104] порядка сотни Гс.

В статье [232] были представлены параметры наблюдаемого эпизодического события аккреции объекта EXor V1118 Ori. Типичные плотности аккреционного потока в фазе нарастания колеблются от $4 \times 10^{11} \text{ мм}^{-3}$ до $6 \times 10^{11} \text{ мм}^{-3}$, температура изменяется от 10 кК до 50 кК, а скорости потока - от десятков до сотен км/с.

В сравнительной таблице 2.1 приведены параметры рассматриваемого аккреционного потока объекта EXor и лабораторного плазменного потока, с которым он сравнивается. Для данных объектов параметры рассчитаны для плазмы внутри распространяющегося потока. Потоки лабораторной плазмы характеризуются тремя различными масштабами по осям x , y и z , которые составляют 0.3, 0.1 и 1 см для лабораторного потока. В таблице 2.1 и масштабировании использовался средний пространственный масштаб $L = 0.5 \text{ см}$. Как видно из таблицы 2.1, число Рейнольдса и магнитное число Рейнольдса намного больше 1 как для лабораторных, так и для случая аккреционных потоков EXor, что свидетельствует о возможности применения скейлинга, основанного на идеальных МГД уравнениях.

Масштабируемость двух систем в рамках классической гидродинамики (то есть, когда магнитными эффектами можно пренебречь) обеспечивает число Эйлера Eu , которое в данном случае хорошо совпадает (см. последние колонки таблицы 2.1). Высокие значения плазменного β для лабораторной плазмы свидетельствуют о важности магнитного поля для динамики плазмы, следовательно, пренебрегать магнитогидродинамическими эффектами нельзя. Поскольку на данный момент нет никакой надежной наблюдательной информации о магнитных полях, которые реализуются при эпизодической аккреции объектов EXor на границе аккреционного диска, нельзя полностью доказать масштабируемость данных аккреционных потоков и лабораторных плазменных потоков. Однако предположение о выполнении масштабирования позволяет нам оценить характерные магнитные поля на границе аккреционного диска для объектов EXor значениями $\sim 20 \text{ Гс}$. Данная оценка хорошо согласуется с теоретическими представлениями

Таблица 2.1: Сравнение экспериментальных плазменных потоков с аккреционными потоками объектов типа EXor.

Параметр	« <i>Листы</i> »	<i>EXor</i>	Параметр	« <i>Листы</i> »	<i>EXor</i> ^{<i>i</i>}
Материал	<i>CF</i> ₂ (Тефлон)	<i>H</i>	<i>R</i> _{<i>Le</i>} [см]	1.7×10^{-4}	0.2
Z	5	1	<i>f</i> _{<i>ce</i>} [Гц]	4×10^{11}	6×10^7
A	17	1.3	<i>l</i> _{<i>i</i>} [см]	3×10^{-3}	3.8×10^2
B [Гс]	1.4×10^5	22 •	$\tau_{col\ i}$ [нс]	7.5×10^{-2}	2×10^4
L [см]	0.5	10 ¹⁰	<i>R</i> _{<i>Li</i>} (<i>V</i> _{<i>flow</i>}) [см]	0.1	109
<i>n</i> _{<i>e</i>} [см ⁻³]	10 ¹⁸	5×10^{11} ★	<i>f</i> _{<i>ci</i>} [Гц]	6.2×10^7	2.6×10^4
ρ [г/см ³]	5.7×10^{-6}	1.1×10^{-12}	<i>M</i>	5.3	6.6
<i>T</i> _{<i>e</i>} [эВ]	100	3 ★	<i>M</i> _{<i>A</i>}	5	2.5
<i>T</i> _{<i>i</i>} [эВ]	100	3	η [см ² /с]	3.7×10^4	1.8×10^6
<i>V</i> _{<i>flow</i>} [км/с]	400	180 ★	<i>Re</i> _{<i>M</i>}	5.4×10^2	10 ¹¹
<i>C</i> _{<i>S</i>} [км/с]	75	27	<i>Re</i>	700	7×10^9
<i>V</i> _{<i>A</i>} [км/с]	165	60	<i>Pe</i>	4	2×10^8
<i>l</i> _{<i>e</i>} [см]	2×10^{-3}	23	<i>Eu</i>	7	8.5
$\tau_{col\ e}$ [нс]	2×10^{-2}	74	β	0.25	0.25

^{*i*} Исходные параметры выделены жирным шрифтом. Для объекта EXor значение магнитного поля является предполагаемым и обозначается символом •, а параметры, взятые из [232], обозначаются символом ★. Z - состояние заряда; A - массовое число; B - магнитное поле; L - пространственный масштаб; *n*_{*e*} - электронная плотность; ρ - плотность массы; *T*_{*e*} - температура электронов; *T*_{*i*} - температура иона; *V*_{*flow*} - скорость потока; *C*_{*S*} - скорость звука ($C_s = (\gamma k_B (n_i T_i + n_e T_e) / \rho)^{1/2}$, где $\gamma = 5/3$ - показатель адиабаты); *V*_{*A*} - альфвеновская скорость ($V_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi n_i m_i}}$, где *n*_{*i*} - плотность ионов, а *m*_{*i*} - масса иона); $\tau_{col\ e}$ - время столкновения электронов [87]; *l*_{*e*} - длина свободного пробега электрона при столкновении; *R*_{*Le*} - ларморовский радиус электрона, *f*_{*ce*} - гирочастота электрона; $\tau_{col\ i}$ - время столкновения ионов [87]; *l*_{*i*} - длина свободного пробега иона при столкновении; *R*_{*Li*} - ларморовский радиус иона, *f*_{*ci*} - гирочастота иона; *M* = *V*/*C*_{*s*} - число Маха; *M*_{*alf*} = *V*/*V*_{*A*} - число Маха Альфвена; τ_η - время магнитной диффузии ($\tau_\eta = L^2/\eta$, где η - коэффициент магнитной диффузии [44]); *Re*_{*M*} - магнитное число Рейнольдса ($Re_M = LV/\eta$); *Re* - число Рейнольдса ($Re = LV/\nu$, где ν - кинематическая вязкость [43]); *Pe* - число Пекле ($Pe = LV / \chi$, где χ - коэффициент теплопроводности [43]); *Eu* - число Эйлера; β - бета плазмы.

[104], таким образом данная модель может быть использована для интерпретации механизма нерегулярной светимости в результате неустойчивой аккреции поперек магнитного поля.

2.3 Лабораторное моделирование коллимации джетов молодых звездных объектов

Джеты - это сверхзвуковые узконаправленные осесимметричные истечения, которые наиболее часто наблюдаются в аккрецирующих звездных объектах, таких как молодые звездные объекты. Джеты распространяются вдоль оси вращения родительского объекта, состоящего из звезды и аккреционного диска, на расстояния, значительно превосходящие размеры самого источника. Считается, что джеты существенно влияют на процесс звездообразования, поскольку, предполагается, что именно джеты ответственны за вынос избыточного углового момента от аккреционного диска [233].

На данный момент в научном сообществе нет единого мнения по поводу процессов, определяющих коллимацию протозвездных истечений в джеты. Существует множество теоретических моделей коллимации, которые, довольно часто противоречат друг другу (см. ссылки [234–242]). Однако общепринято считать, что джеты формируются в результате коллимации истечений, в некоторых случаях называемых ветрами, которые генерируются с поверхности самой звезды или внутренней части аккреционного диска. Модели, описывающие генерацию звездных ветров [243–247] и ветров с центральной части аккреционного диска [235, 239, 240], называют моделями «центрального ветра». В данной работе будет моделироваться механизм коллимации центрального ветра в МЗО с помощью расходящегося потока лазерной плазмы.

Некоторые модели [235, 248] показывают, что центральные истечения могут самоколлимироваться за счет тороидального самогенерированного магнитного поля на стадии запуска; однако эти модели часто демонстрируют джеты, подверженные магнитногидродинамическим (МГД) неустойчивостям, например типа «сосисочных» и кинк-неустойчивостей [72, 241, 249–251]. Дифференциальное вращение ветров, происходящих из Кеплеровского диска, оказывает стабилизирующий эффект, но не исключает полностью развитие неустойчивости [249, 250]. Однако как следует из ряда теоретических работ [241, 252], стабильный джет может существовать, если существует смешанное полоидально-тороидальное магнитное поле. Стабильные крупномасштабные джеты могут быть успешно воспроизведены в МГД симуляциях, основанных на коллимации полоидальным магнитным полем [70, 242, 253]. При этом джеты в таком моделировании хорошо согласуются с наблюдениями по ряду характеристик, таких как угол коллимации, скорость, отношение мощности источника к светимости МЗО. Лабораторное моделирование такого механизма коллимации в однородном полоидальном магнитном поле было выполнено в рабо-

тах [70, 88, 254, 255]. Для проведения таких экспериментов формировался лазерно-генерируемый высокоскоростной плазменный поток внутри импульсных катушек Гельмгольца с магнитным полем $\sim 10\text{--}30$ Тл. Было показано как экспериментально, так и численно [71], что стабильный и узкий джет может формироваться полностью благодаря эффекту однородного полоидального магнитного поля в результате коллимации изначально широкоугольного плазменного потока [88, 254].

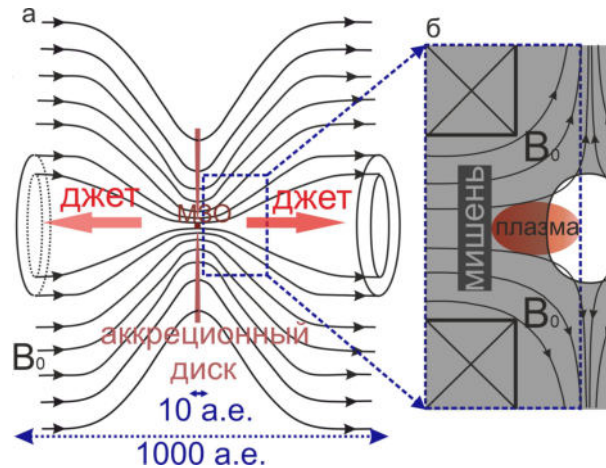


Рис. 2.8: Постановка моделирования коллимации джетов. (Слева) Схематическое представление крупномасштабной структуры межзвездного магнитного поля, нарушенного аккреционным диском молодого звездного объекта (МЗО), принимающего форму песочных часов. Структура магнитных полей на рисунке является примером и не претендует на полное соответствие. Красные стрелки указывают на осесимметричные джеты. Синий прямоугольник показывает область моделирования в эксперименте. (Справа) Схема эксперимента, указывающая на структуру магнитного поля с плазменным истечением. Заштрихованные области недоступны для диагностики; белая область иллюстрирует диагностическое окно.

Однако реальная структура крупномасштабного магнитного поля вблизи МЗО значительно отличается от однородного полоидального магнитного поля в идеализированном моделировании. Астрономические наблюдения, основанные на измерениях поляризации молекулярного и пылевого излучения [89–94], указывают на то, что структура магнитного поля вблизи МЗО имеет форму песочных часов, сжатую аккреционным диском в направлении протозвезды (схематически показано на левой панели рис. 2.8 (слева)). Кроме того, такая структура часто наблюдается в полномасштабных магнитногидродинамических расчетах коллапса пылевых облаков и формирования аккреционного диска [256–259]. Другими словами, магнитное поле в окрестностях аккреционного диска является расходящимся с характерным масштабом неоднородности порядка 100 а.е. (см. рис. 2.8). Соответственно, плазменные потоки (ветра) коллимируются в области, где они распространяются от источника (звезда и/или аккреционный диск) из области

сильного магнитного поля в область сильно неоднородных расходящихся магнитных линий.

Далее будут приведены результаты экспериментов на комплексе PEARL, в которых для моделирования коллимации астрофизических джетов в расходящемся полоидальном магнитном поле исследовалась коллимация потоков лазерной плазмы в сильно неоднородном расходящемся магнитном поле со структурой типа касп (см. рис. 1.7 (б)). Схема эксперимента приведена на рис. 2.9. Свойства плазменного потока, генерированного в результате облучения наносекундным импульсом твердотельной мишени из тефлона, были описаны в пункте 2.1. Структура потока плазмы регистрировалась интерферометрически (см. пункт 1.4.3.1). Прежде чем обсуждать коллимацию неоднородным магнитным полем с топологией типа песочных часов, подробно обсудим механизм коллимации в однородном полоидальном магнитном поле.

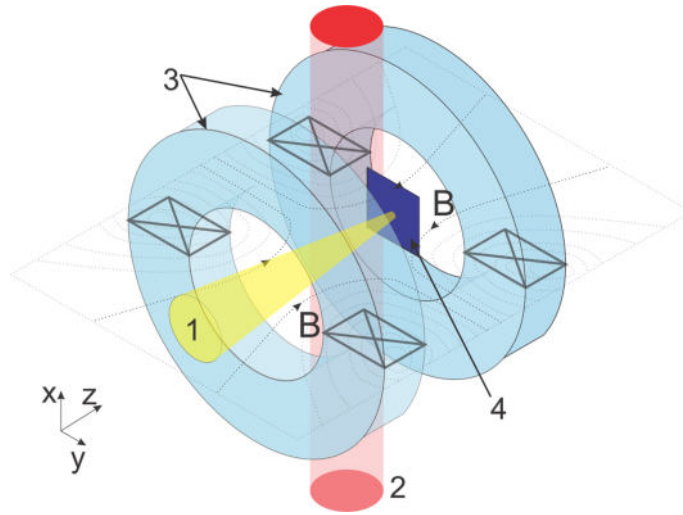


Рис. 2.9: Схема эксперимента. 1 - наносекундный лазерный импульс накачки, 2 - фемтосекундный лазерный зондирующий импульс, 3 - соленоиды, 4 - мишень из тефлона.

2.3.1 Исследование механизма коллимации джетов в однородном продольном магнитном поле

В данном разделе приведены результаты эксперимента по коллимации джета однородным полоидальным (продольным) магнитным полем. Для этого плазма инжектировалась вдоль квазиоднородного (структура на рис.1.7(а)) магнитного поля $B_0 = 9$ Тл. Такое значение поля было выбрано, чтобы соответствовать максимальному магнитному полю в конфигурации типа касп (рис. 1.7 (б)). Экспериментальные профили линейной концентрации (рис. 2.10), полученные с помощью интерферометрической диагностики, демонстрируют все типичные этапы разлета лазерной плазмы в квазиоднородное магнитное поле, исследованный ранее в [70,71,88,254]. Первый зафиксированный этап разлета (8 нс), представленный на рис. 2.10(а), демонстрирует начало

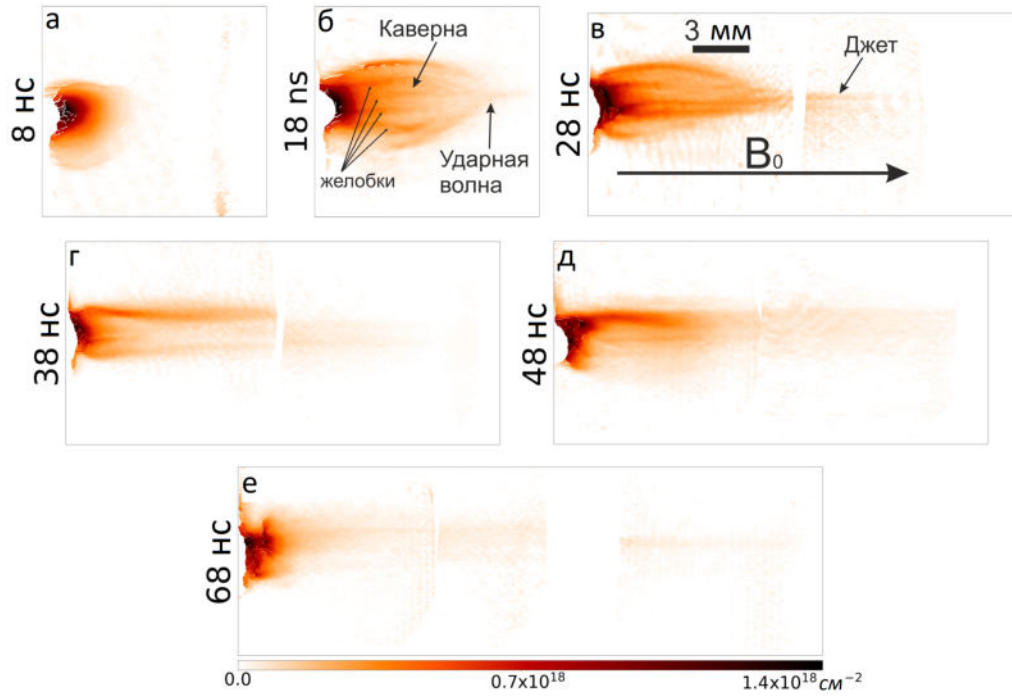


Рис. 2.10: Экспериментальные профили концентрации для разлета плазмы вдоль квазиоднородного магнитного поля, полученные с помощью интерферометрической диагностики.

формирования плазменной каверны и признаки перенаправления потока плазмы к оси вдоль магнитного поля. Для сравнения см. структуру потока при разлете в вакуум без поля (рис. 2.2).

Дальнейшие этапы соответствуют стадии образования на краю каверны ударной волны и коллимации потока плазмы в вершине каверны (рис 2.10. (б, в)). Ударная волна возникает из-за компрессии силовых линий магнитного поля плазменным потоком. В моделировании [71] было продемонстрировано, что сходящаяся стоячая коническая ударная волна формирует узловую точку в вершине каверны, в которой плазма сильно разогревается. На следующих этапах наблюдается схлопывание каверны под действием сил магнитного давления (2.10 (г)) и выталкивание плазмы из каверны в виде коллимированного потока (2.10 (д, е)). Характерный размер плазменной каверны оказывается того же порядка, что и так называемый классический радиус торможения плазмы магнитным полем $R_b \sim 8$ мм (см. формулу 2.1).

Обращает на себя внимание новый результат, ранее не наблюдавшийся в других экспериментах, который связан с формированием продольных структур на поверхности плазменной каверны (рис. 2.10. б - в). Обнаруженные продольные структуры, представляют собой неоднородности плазмы, вытянутые вдоль вытесненного плазменной каверной магнитного поля. Согласно численному моделированию из [71] наблюдаемые неоднородности могут быть желобками, возникающими в результате развития неустойчивости Релея-Тейлора на границе плазменной каверны.

Характерный пространственный период желобков, наблюдаемых на рис. 2.10 (b - e) составляет около 1 мм. Оценку длины волны $\lambda_{RTI} \sim 0.8$ мм для наиболее быстрорастущей моды неустойчивости Рэля-Тейлора дает формула 2.6 (см. подробности в пункте 2.2.1.1), что хорошо согласуется с экспериментальными результатами.

2.3.2 Лабораторное моделирование коллимации джетов в сильно неоднородном полоидальном магнитном поле со структурой типа «песочных часов»

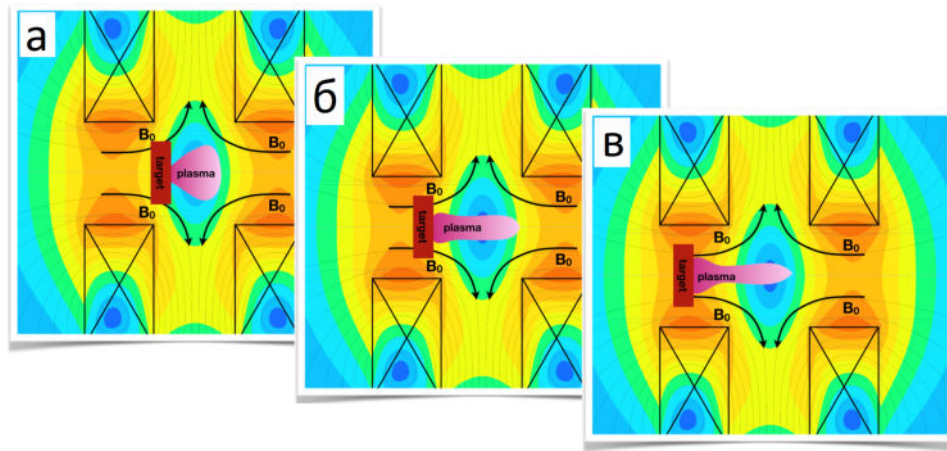


Рис. 2.11: Схематически изображенные структура магнитного поля и положения мишени, которые использовались в экспериментах. (а) - положение в непосредственной близости к нулевой точке, (б) - смещение на 4.5 мм, (в) - смещение на 14 мм.

Далее представлены результаты исследования коллимации плазменного потока в магнитном поле со структурой типа «песочные часы» (см. рис. 2.8 (слева)). Для имитации подобной геометрии магнитного поля создавалась касп конфигурация магнитного поля (см. рис. 2.8 (справа) и 1.7 (б)). Как описано ранее, для создания конфигурации магнитного поля типа касп магнитная система подключалась в режиме противоположных токов в катушках (см. рис. 1.7 (б, в)). Плазменный поток инжектировался и распространялся из области сильного магнитного поля через расходящиеся магнитные линии к нулевой точке (см. рис. 2.8 (справа) и 2.11). Для исследования коллимации плазменного потока в таком поле мишень помещалась на разном расстоянии от нулевой точки, как схематически показано на рисунке 2.11. Таким образом можно было контролировать расходимость и характерный пространственный масштаб сильного магнитного поля, взаимодействующего с плазмой. При смещении мишени вглубь одной из катушек (рис. 2.11(б, в)) поток лазерной плазмы, вылетающий с поверхности мишени, на начальной стадии своего распространения взаимодействовал с участком сильного магнитного поля, что значительно влияло

на характер разлета плазмы. Особенности конструкции наблюдательных окон магнитной системы позволяли делать снимки плазменного потока только в центре магнитной системы, то есть вблизи нулевой точки магнитного поля (см. пункт 1.4.4 и рис. 2.8 (справа)).

На рисунках 2.12 и 2.13 приведены экспериментальные распределения концентрации для различных смещений мишени и для различных моментов зондирования, 28 нс и 48 нс на рис. 2.12, и 68 нс на рис. 2.13. В случае, когда мишень находилась в непосредственной близости от нулевой точки (рис. 2.12 (а, в) и 2.13 (а)), магнитное поле фактически не влияло на разлет плазмы и наблюдалась картина разлета, аналогичная разлету без магнитного поля, то есть формировался квазиоднородный расходящийся конический поток плазмы с углом раскрытия порядка 40 градусов. Однако, даже небольшое смещение мишени на 4.5 мм от нулевой точки (рис. 2.13 (б) и 2.12 (б)) приводит к заметно более узкой диаграмме направленности распространения потока.

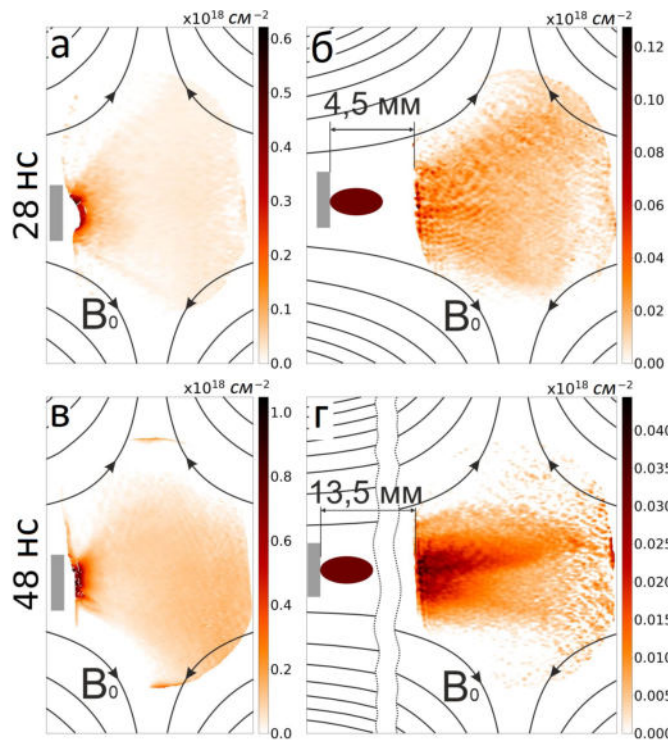


Рис. 2.12: Экспериментальные профили концентрации для плазмы, разлетающейся в расходящееся магнитное поле. Профили концентрации получены с помощью интерферометрической диагностики через 28 (сверху) и 48 (снизу) нс после облучения мишени. Рисунки (а), (в) соответствуют положению мишени, изображенной на рис. 2.11 (а), рисунок (б) - для мишени с относительным смещением на 4.5 мм относительно (а,в), (г) - смещение на 13,5 мм. Серым прямоугольником обозначено положение мишени.

Дальнейшие смещения на расстояния более 9 мм от начального положения, как схематически изображено на рисунке 2.11 (в), приводят к хорошо коллимированным потокам (рис. 2.12 (г) и 2.13 (в, г, д, е)). Такое сильное изменение морфологии плазменного потока, очевидно, вызвано

тем, что на начальной стадии его расширения плазменный поток взаимодействует с сильным полоидальным магнитным полем. Однако, наиболее важная информация, полученная из экспериментальных наблюдений, состоит в том, что масштаб (обозначим его H) сильного поля ~ 9 Тл, достаточного для наблюдения коллимации, составляет значение $H \sim 9$ мм.

Чтобы понять, чем обусловлен данный масштаб H , вернемся к механизму коллимации потока однородным магнитным полем, рассмотренный в пункте 2.3.1 и в других работах [71]. Как было подчеркнуто, коллимация плазменного потока однородным магнитным полем происходит из-за перенаправления плазменных потоков стенками плазменной каверны и образования магнитного сопла [70, 71, 88] (конической стоячей ударной волны) в ее вершине (рис. 2.10 (б,в)). Таким образом, для эффективного перенаправления и коллимации плазменного потока в узконаправленный джет, необходимо образование плазменной каверны. Известно, что плазменная каверна образуется при условии выравнивания динамического давления плазмы и магнитного давления, а масштаб плазменной каверны описывается классическим радиусом остановки R_b [61], который для наших экспериментальных параметров ($E = 10$ Дж, $B = 9$ Тл) оценивается по формуле 2.1 значением $R_b \approx 8$ мм. Данное значение по порядку величины совпадает с экспериментально определенной величиной (9 мм) смещения мишени вглубь квазиоднородного магнитного поля, при котором начинается коллимирование потока. Следовательно, можно сформулировать утверждение, что для образования плазменной каверны и коллимации плазменного потока достаточно сильного и квазиоднородного магнитного поля с масштабом порядка R_b . При этом второй важный экспериментальный результат (см. рис. 2.13 (в-е)) заключается в том, что предварительно коллимированный плазменный поток не следует за расходящимися магнитными линиями, а остается стабильным и коллимированным, то есть баллистически распространяется через область нулевого магнитного поля касп конфигурации.

2.3.2.1 Сравнение лабораторных потоков с джетами молодых звездных объектов

Плотность и температура плазмы, а также величина полоидального магнитного поля значительно варьируются от области источника джета до его фронта. Независимо от типа источника (звезда или диск) истечения изначально являются магнитно доминированными, то есть их динамика определяется магнитным полем ($\frac{B^2}{8\pi} \gg \frac{\rho V^2}{2}; p$). Далее истечения существенно ускоряются: в случае дисковых ветров [235, 239] в результате действия магнито-центростремительных сил, а в случае звездных ветров в результате действия альфвеновских волн или градиентов давления в звездной короне [260, 261]. В процессе ускорения динамическое давление ветров увеличивается и становится равным магнитному давлению на поверхности Альфвена, где скорость ветра достигает скорости Альфвена $V_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$. Считается, что ветры начинают коллимироваться в джеты за пределами поверхности Альфвена [262], и именно эта область с доминирующим динамическим давлением плазменного потока воспроизводится в нашем лабораторном эксперименте.

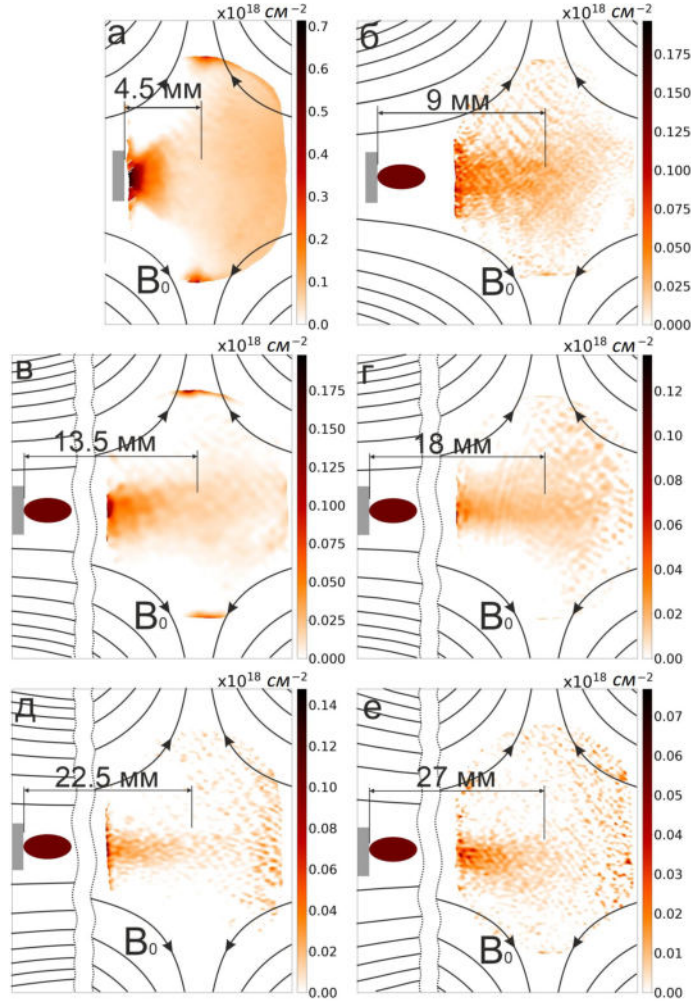


Рис. 2.13: Экспериментальные профили концентрации плазмы при разлете в расходящееся магнитное поле. Профили концентрации получены с помощью интерферометрической диагностики через 68 нс после облучения мишени. Рисунок (а) соответствуют ближайшему к нулевой точке положению мишени, изображенной на рис. 2.11 (а), рисунок (б) - смещению на 4.5 мм, (в) - 9 мм, (г) - 13.5 мм, (д) - 18 мм, (е) - 22.5 мм. Серым прямоугольником обозначено положение мишени.

Данное моделирование посвящено коллимации джетов полоидальными магнитными полями с большой расходимостью, поэтому для построения масштабирования между астрофизическими и лабораторными джетами рассматриваются области, лежащие в десятках астрономических единиц от поверхности Альфвена. Типичное магнитное поле в этой области варьируется от 0.03 до 0.08 Гс; типичная плотность истечения n_e варьируется от 4×10^4 до 10^6 см^{-3} [263, 264].

Типичное значение температуры плазмы в области коллимации предполагается равным 20 - 50 кК [264, 265]. Поскольку скорость потока слабо варьируется по всему джету, реалистичное значение, которое следует учитывать для джетов МЗО, составляет 250 км/с [263, 265]. Ссылаясь на тех же авторов, предполагается, что характерный масштаб L (ширина) джета вблизи источника составляет около 30 а.е. Соответствующий масштаб L в лабораторных экспериментах, как видно на рис. 2.13 и рис. 2.10, составляет около 1 см.

Для построения скейлинга между лабораторными плазменными потоками и астрофизическими джетами воспользуемся Эйлеровым подобием [43, 44], описанным в пункте 1.2. Для выполнения условий масштабирования необходимо, чтобы число Эйлера Eu и плазменная бета β совпадали для лабораторной и астрофизической систем, а также параметры, характеризующие диссипативные эффекты, число Рейнольдса Re и магнитное число Рейнольдса Re_m , существенно превышали единицу. Как следует из Таблицы 2.2, данные условия выполняются, что подтверждает возможность масштабирования и схожесть эволюции лабораторных плазменных потоков и джетов.

В Таблице 2.2 также приведены другие важные параметры лабораторного плазменного потока, а также джетов в МЗО, такие как радиус остановки R_b , который определяет радиальный масштаб плазменной полости. Самая простая оценка для R_b может быть получена в сферической симметрии, рассматривая момент, когда магнитное давление находится в равновесии с давлением плазмы. Оценка $R_b = 30$ а.е. для МЗО в Таблице 2.2 была выполнена с предположением о квази-однородном магнитном поле, используя формулу в единицах СГС [242, 266]:

$$R_b \approx \sqrt{\frac{3.9 \dot{M} V}{B^2}}$$

где скорость истечения от звезды $\dot{M} = 10^{-8} M_\odot / \text{год}$ взята из [264]. Оценка R_b указывает на то, что при разумном для МЗО магнитном поле и скоростях потоков коллимация может быть достигнута на длинах, согласующихся с наблюдениями и численными моделями [253, 266].

Для более реалистичных оценок необходимо учитывать неоднородность магнитного поля и его закон спада с увеличением расстояния от источника. Современные наблюдения разрешают структуру магнитных полей для протозвёзд классов 0 и I только на масштабах 300 а.е. и более [92–94]. Структура поля на меньших масштабах (10 - 100 а.е.) может быть восстановлена с использованием численных и аналитических расчетов, при этом сравнивая асимптотическое

Таблица 2.2: Сравнение и масштабируемость между плазменным потоком, создаваемым лазером, и джетом МЗО.

<i>Параметр</i>	<i>PEARL</i>	<i>jet</i>	<i>Параметр</i>	<i>PEARL</i>	<i>jet</i>
Материал	CF_2 (Тефлон)	H	R_{Le} [см]	1.2×10^{-4}	75
Z	1.5	1	f_{ce} [Гц]	2.52×10^{11}	1.4×10^5
A	17.3	1.3	l_i [см]	1.5×10^{-3}	1.7×10^7
B [Гс]	9×10^4	0.05	$\tau_{col\ i}$ [нс]	1.5	1.3×10^{10}
L [см]	1	4×10^{14}	R_{Li} [см]*	1.4×10^{-2}	3.7×10^3
n_e [см $^{-3}$]	2×10^{17}	4×10^5	f_{ci} [Гц]	1.2×10^7	5.9×10^1
ρ [г/см $^{-3}$]	4×10^{-6}	8.7×10^{-19}	M	9.3	10
T_e [эВ]	20	2.5	M_{alf}	1.5	1.6
T_i [эВ]	20	2.5	Re_M	180	3×10^{15}
V_{flow} [км/с]	200	250	Re	680	1.1×10^{12}
C_S [км/с]	21.5	24.8	Pe	5	2.3×10^{10}
V_A [км/с]	129	151	Eu	12	13
l_e [см]	2.5×10^{-3}	1.3×10^7	β	3.3×10^{-2}	3.2×10^{-2}
$\tau_{col\ e}$ [нс]	1.3×10^{-2}	1.9×10^8	R_b [см]	0.4	1.6×10^{14}

ⁱ Основные параметры выделены жирным шрифтом, а остальные значения выведены из них. Символы обозначают следующее: Z — зарядовое состояние, A — массовое число, B — магнитное поле, L — пространственный масштаб, n_e — плотность электронов, ρ — массовая плотность, T_e — температура электронов, T_i — температура ионов, V_{flow} — скорость потока, C_S — скорость звука, V_A — скорость Альфвена ($V_A = B/\sqrt{4\pi n_i m_i}$, где n_i — плотность ионов, а m_i — масса ионов), l_e — средний свободный путь электронов при столкновениях, $\tau_{col\ e}$ — время столкновения электронов, R_{Le} — радиус Лармора электронов, f_{ce} — гирочастота электронов, l_i — средний свободный путь ионов при столкновениях, $\tau_{col\ i}$ — время столкновения ионов, R_{Li} — радиус Лармора ионов, f_{ci} — гирочастота ионов, M — число Маха, M_{alf} — число Маха Альфвена ($M_{alf} = V/V_A$), τ_η — время магнитной диффузии ($\tau_\eta = L^2/\eta$, где η — магнитная диффузивность), Re_M — магнитное число Рейнольдса ($Re_M = LV/\eta$), Re — число Рейнольдса ($Re = LV/\nu$, где ν — кинематическая вязкость), Pe — число Пекле ($Pe = LV/\chi$, где χ — тепловая диффузивность), Eu — число Эйлера, а β — бета плазмы.

поведение с наблюдениями [267]. Точность такого восстановления не высока и всё ещё требует дальнейших уточнений.

Попробуем оценить [242, 268] какой закон спадания магнитного поля необходим, чтобы коллимация была возможна. Предположим, что динамическое давление уменьшается с радиусом как $P_{ram} = 0.5\rho V^2 \sim r^{-2}$, а магнитное поле уменьшается по некоторому неизвестному, но степенному закону как $B \sim r^{-n}$, то есть магнитное давление ведет себя как $P_{mag} \sim r^{-2n}$. Таким образом, для $n > 1$ магнитное давление уменьшается слишком быстро, и равновесие не может быть достигнуто, следовательно, каверна не формируется, и коллимация не происходит. С другой стороны, такие простые соображения могут быть далеки от реальности, поскольку они не учитывают влияние самих плазменных истечений на магнитное поле. Действительно, в результате высокой проводимости плазмы и ее расширения с сверхальфвеновской скоростью, плазма способна смещать и сжимать магнитное поле, формируя ударные волны на границе. Следовательно, даже слабого и убывающего магнитного поля может быть достаточно, чтобы перенаправить поток плазмы [269].

2.4 Заключение к главе 2

Можно заключить, что лабораторное моделирование коллимации джетов, обсуждаемое в данной главе, является безусловно комплементарным. Структура магнитного поля вблизи МЗО (на масштабах десятков астрономических единиц) еще не известна, поэтому сравнение топологии магнитных полей в эксперименте и в окрестности МЗО может быть спекулятивным. Тем не менее в лабораторном моделировании были продемонстрированы основные требования к расходимости магнитных полей, способных влиять на коллимацию. Наконец, подчеркивается, что модель коллимации, обсуждаемая здесь, не противоречит моделям самоколлимирования с помощью тороидального магнитного поля [235, 239], но может быть дополнительным, например, как в численном моделировании в работе [270]. Наши эксперименты, тем временем, могут послужить важным инструментом для проверки аналитических моделей и численных расчетов.

Экспериментально и численно исследована эволюция лазерной плазмы, разлетающейся поперек внешнего магнитного поля 14 Тл. Продemonстрированы основные стадии динамики: перенаправление потока, образование диамагнитной каверны, образование МГД неустойчивости с размерами желобков порядка размера каверны, а также коллапс каверны и образование тонкого плазменного листа, распространяющегося поперек внешнего магнитного поля с квази постоянной скоростью. С помощью оценок линейной теории некоторых желобковых неустойчивостей продемонстрировано, что в эксперименте на границе диамагнитной каверны развивается неустойчивость Рэлея-Тейлора. На основе радиационного МГД моделирования экспериментальной плазмы продемонстрировано, что плазма проникает в поперечное магнитное поле в виде

неустойчивого диамагнитного листа.

Лабораторное моделирование аккреции в данной главе демонстрирует, что возможно эффективное распространение плазмы поперек внешнего магнитного поля, что может послужить дополнительным аргументом в пользу экваториального сценария аккреции поперек силовых линий, индуцированный в результате локального возмущения аккреционного диска. Экспериментально продемонстрированный эффект проникновения плазменного потока в виде тонкого и длинного плазменного листа может быть кандидатом на объяснение происхождения высоких темпов аккреции объектов EXoG по сравнению со стандартной аккрецией в молодых звездах. В предположении выполнения масштабирования лабораторных и аккреционных потоков впервые экспериментально было оценено значение магнитного поля в объектах типа EXoG на уровне 20 Гс.

Глава 3

Динамика потоков лазерной плазмы, созданной сверхмощным фемтосекундным лазерным импульсом

Фемтосекундное лазерное воздействие на твердотельные мишени принципиально отличается от наносекундного режима генерацией высокоэнергетичных частиц - электронов с энергиями до сотен МэВ [17, 33, 34, 47] и ионов с энергиями до десятков МэВ [49, 50]. Эти процессы сопровождаются образованием сильных самогенерированных магнитных полей различной природы: от крупномасштабных «фонтанных» полей [51–55] до мелкомасштабных филаментационных структур, возникающих вследствие развития кинетических неустойчивостей [56–59]. Особый научный интерес представляет исследование влияния этих коллективных кинетических эффектов на долговременную (десятки нс) динамику плазмы, что может ставить под сомнение применимость классических МГД подходов для описания крупномасштабного поведения плазменных образований.

В данной главе представлены результаты исследования крупномасштабной ($L \sim 1$ мм) и долговременной (от 0.5 до 100 нс) динамики плазмы, индуцированной сверхмощным фемтосекундным (60 фс) лазерным импульсом с энергией ~ 10 Дж и интенсивностью до 2×10^{18} Вт/см², включая особенности ее взаимодействия с внешними магнитными полями $B \gtrsim 14$ Тл. Особую ценность материалу придает сравнительный анализ с результатами предыдущей Главы 2, посвященной разлету лазерной плазмы, генерируемой наносекундными лазерными импульсами со схожим флюенсом (энергией приходящейся на единицу площади). Такой подход позволяет не только выявить универсальные закономерности плазменной динамики, но и установить принципиальные различия между двумя режимами генерации, что имеет важное значение как для фундаментальной физики плазмы, так и для приложений.

3.1 Исследование вейбелевской неустойчивости в фемтосекундной лазерной плазме

Особенности формирования различных структур магнитного поля в лабораторной и космической плазме во многом остаются открытыми [73, 271]. Известно, что без какой-либо затравки магнитное поле может генерироваться благодаря нескольким механизмам, например бирманновской батареей [60, 272] или в результате развития в плазме неустойчивости вейбелевского типа [56, 73]. Последние возникают в плазме с неравновесным анизотропным распределением заряженных частиц по скоростям. В этом случае любая флуктуация магнитного поля может приводить к пинчеванию или филаментированию тока частиц, а следовательно, к образованию квазимагнитостатических структур. Неустойчивость вейбелевского типа наблюдается в лазерной [57–59, 114–119] и астрофизической плазме [73, 113], однако конкретную роль филаментации токов в формировании магнитных полей в солнечной короне, корональных арках звезд, звездном ветре, межзвездной и межгалактической плазме еще предстоит выяснить.

Магнитная турбулентность, возникающая в космических и лабораторных плазменных объектах вследствие развития неустойчивости вейбелевского типа, существенно влияет на дальнейшую кинетику частиц и макроскопическую динамику плазмы в целом. Общность физических процессов формирования магнитных структур в результате развития вейбелевской неустойчивости для всех перечисленных объектов позволяет одновременно исследовать поведение лабораторной плазмы и делать заключения об астрофизических явлениях, пользуясь подходами к масштабированию. Подходы скейлинга кинетических процессов (см. пункт 1.2.2) упрощают сравнительный анализ филаментационных процессов в лабораторной и космической плазме [74].

Филаментационная вейбелевская неустойчивость проявляется в экспериментах с быстрым зажиганием (Fast Ignition (FI)) [273], в которых сферически сжатое дейтерий-третиевое топливо облучается пучком релятивистских электронов, ускоренных лазерными импульсами обычно пикосекундной длительностью с интенсивностью $10^{18} - 10^{20}$ Вт/см². Филаментация возникает в корональной области топливной мишени в результате возбуждения в фоновой плазме обратных токов, стремящихся компенсировать ток пучка релятивистских электронов [274, 275]. Возникающая филаментация тока и магнитных полей может пагубно влиять на распространение ускоренных частиц внутрь сжатого топливного ядра и на энерговыделение в активной зоне. Таким образом, лабораторные исследования вейбелевской неустойчивости и связанной с ней магнитной турбулентности обладают прикладной ценностью, в том числе для задач быстрого термоядерного зажигания.

Вейбелевская неустойчивость активно исследуется, в частности, на лазерных установках ориентированных на исследования по классическому лазерному инерциальному термоядерно-

му синтезу, где плазма создается с помощью мультикилоджоульных наносекундных лазерных импульсов [115, 116, 124]. В указанных экспериментах наблюдали ионную вейбелевскую неустойчивость, которая была обусловлена столкновением встречных высокоскоростных (более 800 км/с) потоков лазерной плазмы, сгенерированных двумя мультикилоджоульными лазерными импульсами наносекундной длительности. Характерный поперечный масштаб филаментов составлял 150 мкм и время их существования было порядка нескольких наносекунд. Длина волны наблюдаемой неустойчивости вейбелевского типа совпадала с инерционной длиной ионов $d_i = \frac{c}{\omega_{pi}} \sim 150$ мкм, что позволило авторам сделать вывод об ионной природе наблюдаемой неустойчивости.

Вейбелевская неустойчивость исследовалась и на лазерных установках с высокой пиковой мощностью с длительностью импульса менее 1 пикосекунды и интенсивностью $I \sim 10^{17} - 10^{20}$ Вт/см² [57–59, 117–119, 276]. Магнитная филаментация, сгенерированная в результате облучения твердотельной мишени сверхмощными лазерными импульсами, имела характерные пространственные масштабы 10 - 100 мкм и существовала не более нескольких десятков пикосекунд. В работах [58, 118] исследовалось влияние магнитной филаментации, возникающей на задней поверхности тонкой фольги толщиной ~ 1 мкм облученной сверхмощным лазером, на процесс ускорения протонов. Динамика и масштабы филаментационной неустойчивости в описанных случаях определяются неравновесной фракцией «горячих» электронов с температурами порядка и более 100 кэВ, возникающих в результате пондеромоторного ускорения электронов интенсивным лазерным излучением [277]. До сих пор все известные эксперименты со сверхмощными импульсами [57–59, 117–119, 276] демонстрировали, что время жизни филаментов тока электронной вейбелевской неустойчивости ограничено несколькими десятками пикосекунд. Далее представлены уникальные экспериментальные результаты, полученные на PEARL, демонстрирующие долгоживущую (порядка 20 нс) токовую филаментацию в плазме, сгенерированной в результате облучения твердотельных мишеней импульсом с интенсивностью порядка 2×10^{18} Вт/см².

Схема эксперимента представлена на рис. 3.1. В эксперименте плоские мишени толщиной ~ 2 мм и состоящие из полиметилметакрилата $((C_5O_2H_8)_n)$ облучались сверхмощными фемтосекундными лазерными импульсами (далее накачка) с энергией 8 - 12 Дж и длительностью 60 фс. Интенсивность лазерного излучения на мишени достигала значения 2×10^{18} Вт/см² при диаметре пятна фокусировки порядка 100 мкм. При такой интенсивности лазерного излучения безразмерная амплитуда поля $a = \frac{eE}{mc\omega} \sim 1$, следовательно, характер взаимодействия является переходным между классическим и релятивистским. Угол между поверхностью мишени и направлением падения лазерного пучка не превышал 10 градусов (квази-нормальное падение), при этом вектор электрического поля лежал в плоскости мишени (s-поляризация). Гарантированный уровень предимпульса не превосходил 10^{-7} от интенсивности основного импульса. Плазма,

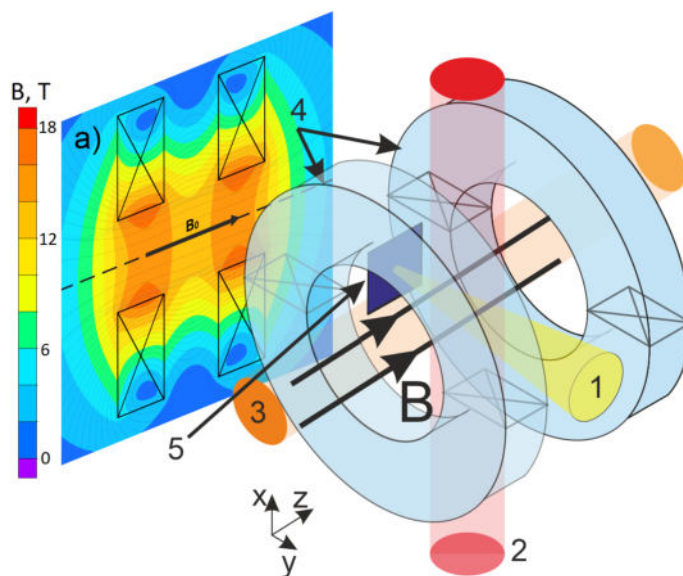


Рис. 3.1: Схема эксперимента, направленного на исследование вейбелевской неустойчивости в лазерной плазме. Для исследования влияния внешнего магнитного поля 18 Тл на эволюцию вейбелевской неустойчивости плазма помещалась в катушку магнитную систему (см. пункт 1.4.4). (1) - фемтосекундный импульс накачки, (2) - диагностический фемтосекундный лазерный импульс, зондирующий плазму поперек магнитного поля, (3) - диагностический фемтосекундный лазерный импульс, зондирующий плазму вдоль магнитного поля, (4) - катушки, (5) - мишень из полиметилметакрилата, помещенная внутри магнитной системы. Поляриметрические измерения производились в диагностическом канале (2). Интерферометрические измерения выполнены в обоих каналах (2-3).

полученная при облучении лазерным импульсом, диагностировалась оптическими методами, такими как интерферометрия, теневое фотографирование и поляриметрия, которые обсуждались ранее в пункте 1.4.3.

В экспериментах, направленных на исследование влияния внешнего магнитного поля на эволюцию вейбелевской неустойчивости, мишень была помещена в квазиоднородное магнитное поле с индукцией порядка 18 Тл, создаваемое импульсной магнитной системой (см. рис. 3.1). Магнитное поле было направлено параллельно плоскости поверхности мишени.

3.1.1 Структура вейбелевской неустойчивости при разлете плазменного потока в вакуум

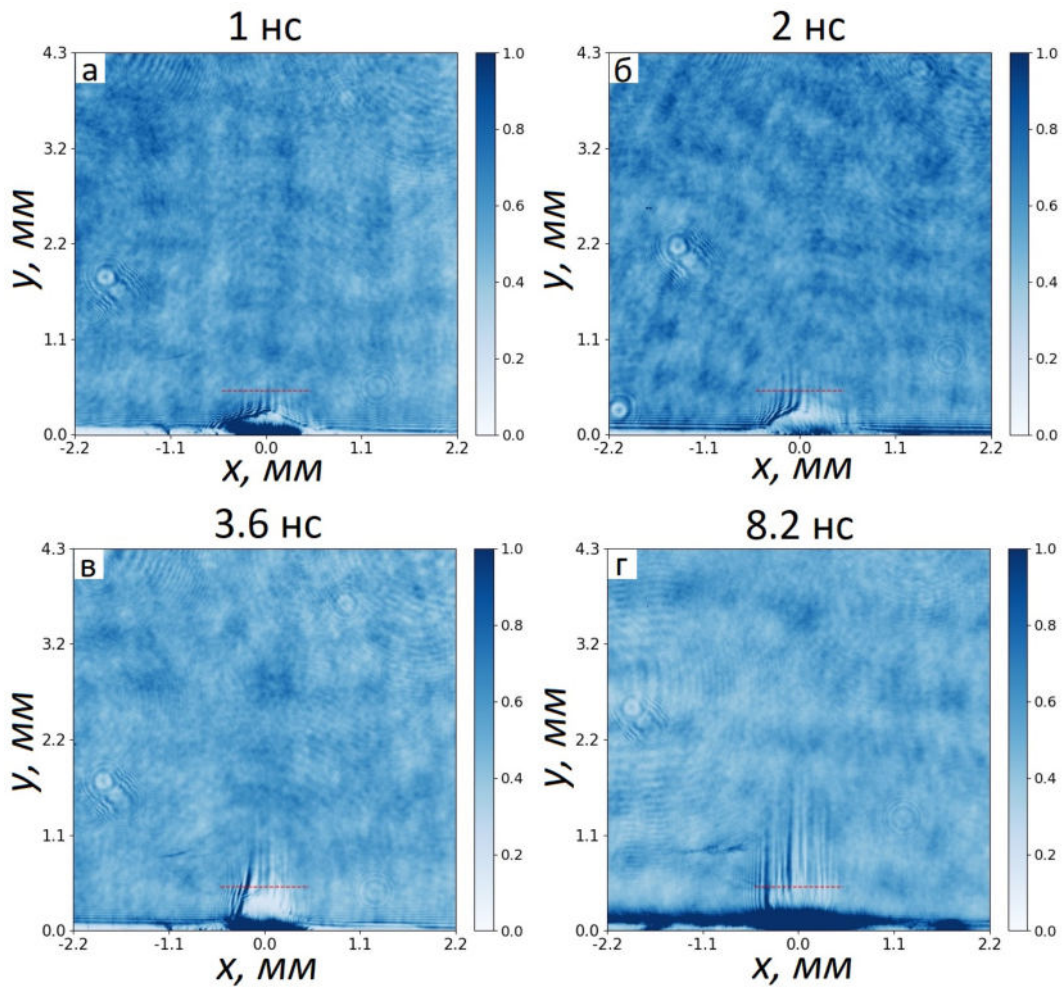


Рис. 3.2: Теневые снимки плазмы (а), (б), (в) и (г), полученные через 1, 2, 3.6 и 8.2 нс после облучения мишени лазерным импульсом с интенсивностью $2 \times 10^{18} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$, соответственно. Красные штриховые линии указывают на расположение срезов сигнала, изображенных на рисунке 3.5.

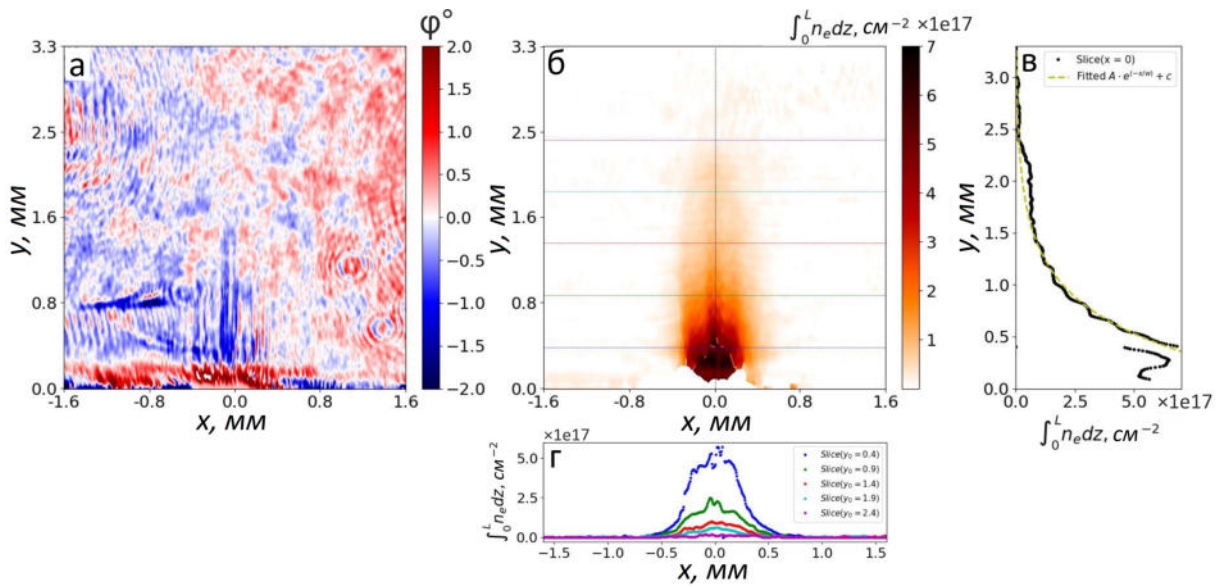


Рис. 3.3: Снимки плазмы, полученной через 8.2 нс после облучения мишени. (а) Угол деполяризации лазерного пучка, зондирующего плазму. На панели (б) представлена двумерная картина линейной концентрации плазмы. Вертикальной линией изображен срез, представленный на панели (в), а горизонтальными линиями изображены срезы, представленные на панели (г). На панели (в) представлен срез распределения концентрации (б) плазмы вдоль оси $x=0$ и аппроксимация зависимостью $N_e = A * e^{-x/(C_s * t)}$ [278], где $t = 8$ нс, $C_s = 60$ км/с - скорость ионного звука, соответствующая температуре $T_e \sim 50$ эВ.

На рисунке 3.2 представлены теневые фотографии плазменного потока лазерной плазмы, разлетающейся в вакуум без магнитного поля. На теневой фотографии (рис. 3.2 (а)), полученной менее чем через наносекунду после облучения, характерный поперечный (вдоль мишени) масштаб плотной плазмы значительно превосходит диаметр перетяжки порядка 100 мкм и равен 800-1000 мкм. Увеличение области нагрева может быть связано с неидеальностью пучка в перетяжке, а также с тем, что ponderomotorная сила ускоряет электроны не строго перпендикулярно мишени, но также и поперек распространения лазерного импульса, в результате ускоренные электроны проникают не только вглубь мишени, но и ионизируют и нагревают вещество вблизи поверхности мишени вне области облучения лазерным пучком. Это подтверждается численным релятивистским PIC моделированием, описанным далее в пункте 3.1.2.

Теневые фотографии на рис. 3.2, демонстрируют модуляцию плотности филаментов в плазменном потоке с начального исследуемого времени 0.5 нс и до 8 нс после облучения мишени. Филаменты направлены перпендикулярно поверхности мишени и имеют максимальную модуляцию плотности порядка 30%. Характерный масштаб модуляции плотности плазмы варьируется от 50 до 90 мкм. На начальных временах до 4 нс (рис. 3.2 (а-в)) филаментационные структуры детектируются на некотором удалении от мишени по той причине, что плотность плазмы около

мишени является близкой к критической $n_{cr} \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$ для зондирующего излучения с $\lambda = 910$ нм, что препятствует наблюдениям из-за существенного рассеяния. Однако ко времени порядка 8 нс плазма разрежается, филаментационная структура наблюдается во всем плазменном потоке от поверхности мишени (рис. 3.2 (г)).

На рисунке 3.3 (б) изображено двумерное распределение линейной (интегральной) концентрации плазмы, полученной через 8.2 нс после облучения мишени. Заметно, что плазменный поток имеет коллимированную структуру с углом разлета не превышающим нескольких градусов. На рис. 3.3(в) представлен срез концентрации в плоскости $x = 0$, положение среза отмечено черной штрих линией на рис. 3.3(б). Одномерный профиль концентрации плазмы (рис. 3.3 (в)) вдоль нормали к мишени (вдоль оси y) с хорошей точностью аппроксимируется зависимостью $n_e = A * e^{-y/w}$, где $w = 0,5$ мм, $A = 7 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$. Данный профиль отлично согласуется с классическим скейлингом $n_e = A * e^{-x/(C_s \cdot t)}$ разлета в вакуум из [278], где $t = 8$ нс, $C_s = 60$ км/с - скорость ионного звука, соответствующая температуре $T_e \sim 50$ эВ при $Z = 3$.

Обозначим характерные параметры такого плазменного потока: концентрация $n_e \sim 4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (см. рис. 3.3(б)), скорость потока плазмы $V \sim 100$ км/с и температура электронов $T_e \sim 20 - 30$ эВ. Такая температура согласуется с прямыми измерениями в похожих условиях [47], а также со скоростью разлета потока 100 км/с, которая обычно в несколько раз превышает скорость ионного звука C_s ($T_e \sim 20$ эВ) ~ 40 км/с. Предполагая, что плазма, полученная при облучении полиметилметакрилата $((C_5O_2H_8)_n)$, состоит из смеси ионов H^+ , C^+ , O^+ , значение среднего массового числа $\langle A \rangle = 7$. Среднее зарядовое число иона $\langle Z \rangle = 3$ может быть получено из интерполирования базы данных FLYCHK с учетом плотности плазмы $n_e = 4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и температуры электронов порядка 20-30 эВ [198]. Данные численные характеристики плазмы можно найти в Таблице 3.1.

На рис. 3.3(г) представлены срезы $y = y_0$ распределения плотности. Каждый срез отмечен на рис. 3.3(б) штрих-линией с соответствующим цветом. Профиль концентрации (рис. 3.3), полученный при обработке интерферограмм, а также его срезы (рис. 3.3 (г)) не демонстрируют мелкомасштабную филаментацию, за исключением центральной филаменты около $x=0$. Причиной является более низкая разрешающая способность интерферометрии по сравнению с теньвым фотографированием, а также процесс обработки экспериментальных интерферограмм, где требуется фильтровать резкие и мелкомасштабные градиенты.

На рис. 3.3(а) представлено распределение угла деполяризации, то есть угла Фарадеевского вращения вектора поляризации зондирующего лазерного пучка. Он получен с помощью алгоритма, описанного в пункте 1.4.3.3. В области плазменных филамент наблюдается угол деполяризации порядка $0.5 - 1^\circ$. Принимая значение концентрации в данной области $n_e \sim 4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ можно по формуле (2.37) из [185] оценить характерные магнитные поля $\sim 50 - 100$ Тл.

На рисунке 3.4 красными крестами изображено расстояние от мишени до точки, на котором

Таблица 3.1: Характеристики плазмы, полученной через ~ 8 нс после облучения сверхмощным лазерным импульсом.

	$n_e, \text{см}^{-3}$	Z	A	V, км/с	$T_i, \text{эВ}$	$T_e, \text{эВ}$	L, см	B, Тл
Значение	4×10^{18}	3	7	100	20	20	0.1	100*

концентрация плазмы спадает в e раз. Линейная аппроксимация (красная линия) позволяет оценить характерную скорость распространения потока поперек мишени ~ 100 км/с. Синими точками на данном рисунке изображено интегральное число электронов в плазме, находящейся вне мишени, в зависимости от задержки. Число частиц получено интегрированием двумерного распределения плотности, найденной с помощью интерферометрических измерений. Заметно, что число электронов возрастает вплоть до 15 нс и после идет на спад. Таким образом демонстрируется, что плазма инжектируется из мишени значительное время более 15 нс, после чего начинает преобладать рекомбинация.

На рисунке 3.5 (а, в, д, ж) изображены срезы сигнала теневых фотографий рис. 3.2 в поперечной к филаментам плоскости. Срез изображения расположен на расстоянии 0.5 мм от плоскости мишени, как изображено на рис. 3.2 красными пунктирными линиями. На рис. 3.5 (б, г, е, з) изображены соответствующие Фурье спектры от срезов сигнала. На вертикальной оси отложено волновое число нормированное на инерционную длину иона $d_i = \frac{c}{\omega_{pi}} \sim 0.17$ мм, полученную на основе значений параметров плазмы из Таблицы 3.1. При этом инерционная длина электрона $d_e = \frac{c}{\omega_{pe}} \sim 0.003$ мм, что значительно меньше, чем наблюдаемый масштаб филаментации. Фурье-спектры (рис. 3.5 (б, г, е, з)) демонстрируют широкий диапазон пространственных частот. Однако полезному (не шумовому) сигналу соответствует некоторый ограниченный диапазон пространственных частот. Чтобы исключить высокочастотные и низкочастотные шумовые компоненты из сигнала и, соответственно, определить спектральный диапазон k , соответствующий исследуемой филаментации, была применена техника Фурье-фильтрации. Отфильтрованный сигнал представлен на рис. 3.5 (панели слева, желтые штриховые линии). На рис. 3.5 справа вертикальными штриховыми линиями отмечен диапазон частот, который использовался для построения отфильтрованного сигнала. Заметим, что сигнал, связанный с филаментацией, лежит в области $1 < k \cdot d_i < 6$.

Результаты экспериментов свидетельствуют, судя по всему, о том, что вейбелевская неустойчивость на нелинейной стадии поддерживает сильное магнитное поле, которое приводит к выталкиванию плазмы из области занятой магнитным полем, и, соответственно, к увеличению концентрации плазмы внутри токовых филаментов. При этом данные эффекты наблюдаются вплоть до 20-25 нс. Для понимания основных стадий возникновения вейбелевской неустойчи-

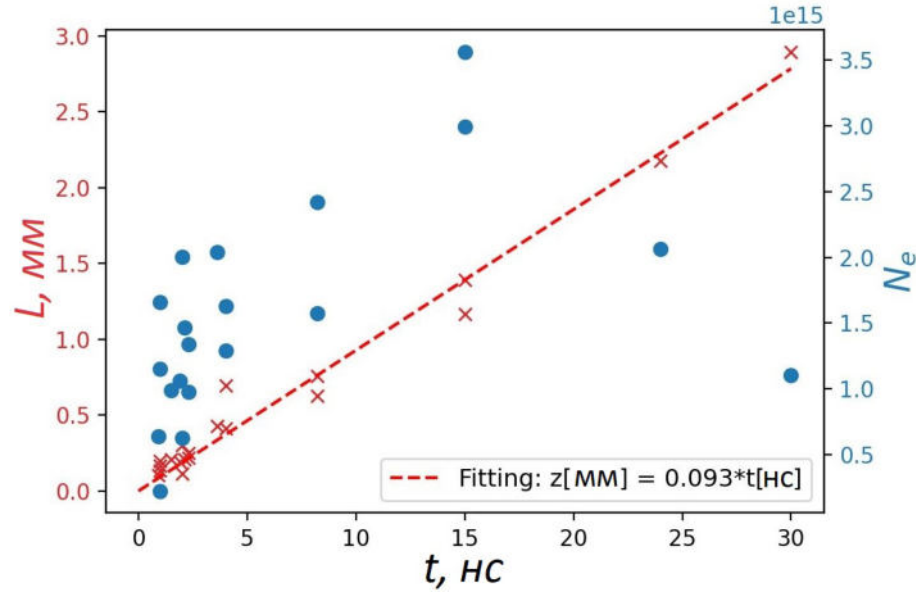


Рис. 3.4: Интегральное число электронов в плазме (синие точки), вылетающей из мишени после облучения сверхмощным лазерным импульсом. Красные кресты отражают расстояние от мишени до фронта спадания концентрации плазменного потока. Также приведена красная прерывистая линия-фитинг, позволяющая оценить характерную скорость распространения потока поперек мишени величиной 93 км/с.

восте, было выполнено численное моделирование в несколько стадий, включая моделирование возникновения преплазмы, взаимодействия сверхмощного лазерного импульса с преплазмой и мишенью, генерации ускоренных электронов, зарождение и релаксацию вейбелевской неустойчивости.

3.1.2 Моделирование наблюдаемой вейбелевской неустойчивости

Лазерный комплекс PEARL работает на основе технологии параметрического усиления chirпированных лазерных импульсов (ОРСПА), в которой фемтосекундный импульс ($\lambda = 910$ нм) сначала растягивается оптическим стретчером до наносекундной длительности, параметрически усиливается в нелинейном оптическом кристалле при взаимодействии с лазерной накачкой и после сжимается оптическим компрессором до 60 фс (см. подробнее в пункте 1.4.1 и работу [176]). Известно, что при таком усилении неизбежно возникает наносекундный предимпульс, например из-за рассеяния в кристалле, усиления паразитного спонтанного излучения, а также неполной компенсации chirпа из-за остаточных фазовых искажений в оптическом компрессоре. В нашем случае энергия наносекундного ($\tau \sim 1$ нс) пьедестала оценивается 0.01 – 0.1 Дж, а контраст по интенсивности порядка $10^{-6} - 10^{-7}$. Известно, что предимпульс может иметь меньшую пространственную когерентность, чем основной фемтосекундных импульс, поэтому

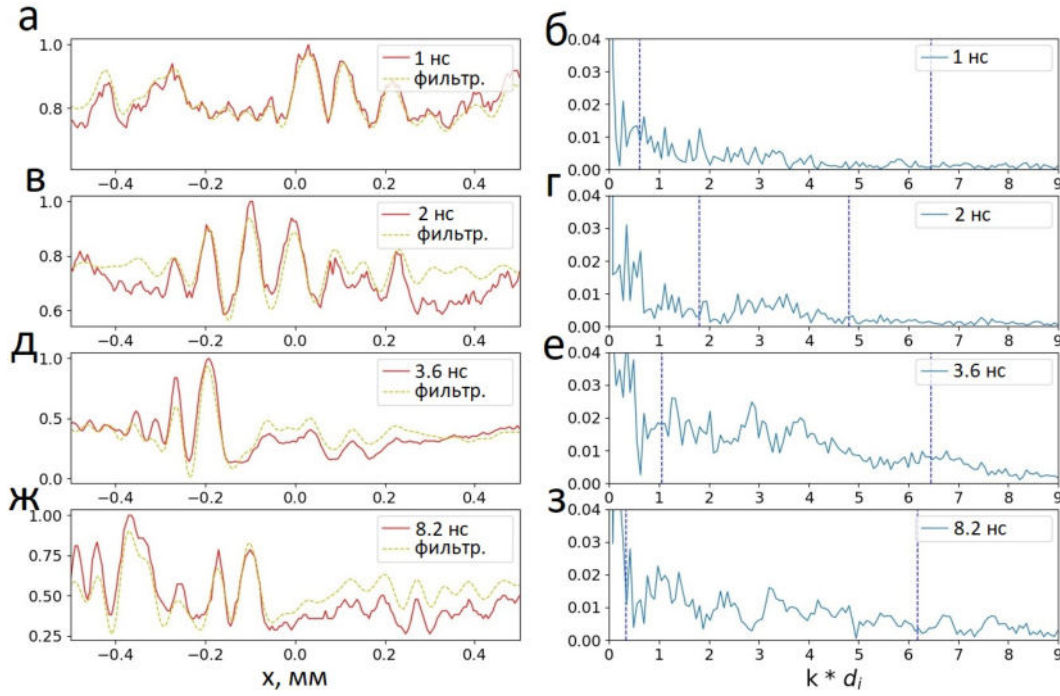


Рис. 3.5: Слева представлены срезы теневого сигнала в плоскости перпендикулярной филаментирующим токам. Плоскость среза изображена на рисунках 3.2 красной штрих линией. Справа даны соответствующие Фурье спектры в k -пространстве, нормированном на инерциальную длину иона $d_i = \omega_{pi} = 0.17$ мм при концентрации $n = 4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Вертикальными линиями отмечена часть спектра, которая использовалась для построения «отфильтрованного» сигнала, представленного слева желтыми линиями.

предполагая фокусировку данного лазерного предимпульса на поверхность мишени в пятно с диаметром ~ 200 мкм, может достигаться интенсивность $\sim 10^{10} - 10^{11} \text{ Вт/см}^2$, достаточная для ионизации конденсированного вещества и создания преплазмы до прихода основного лазерного импульса.

Состояние предплазмы на момент облучения сверхмощным лазерным импульсом может влиять на процесс ускорения электронов и поглощение лазерной энергии, следовательно, на процесс генерации вейбелевской неустойчивости. Для оценки параметров предплазмы в момент прихода основного импульса было выполнено численное моделирование радиационным МГД кодом FLASH [200]. Лазерный импульс с энергией 0.05 Дж и длительностью 1 нс, распространение которого описывалось в рамках геометрической оптики, падал квазинормально на поверхность твердотельной мишени из полистерола $((C_8H_8)_n)$. Диаметр лазерного пятна предимпульса на мишени составлял 0.2 мм. В моделировании учтено поглощение излучения за счет обратного тормозного рассеяния, ионизация столкновением, изменение температуры электронов T_e , ионов T_i и температура излучения T_{rad} . Для самосогласованного учета переноса тепла и излучения применялись табулированные свойства прозрачности и уравнение состояния материала мишени.

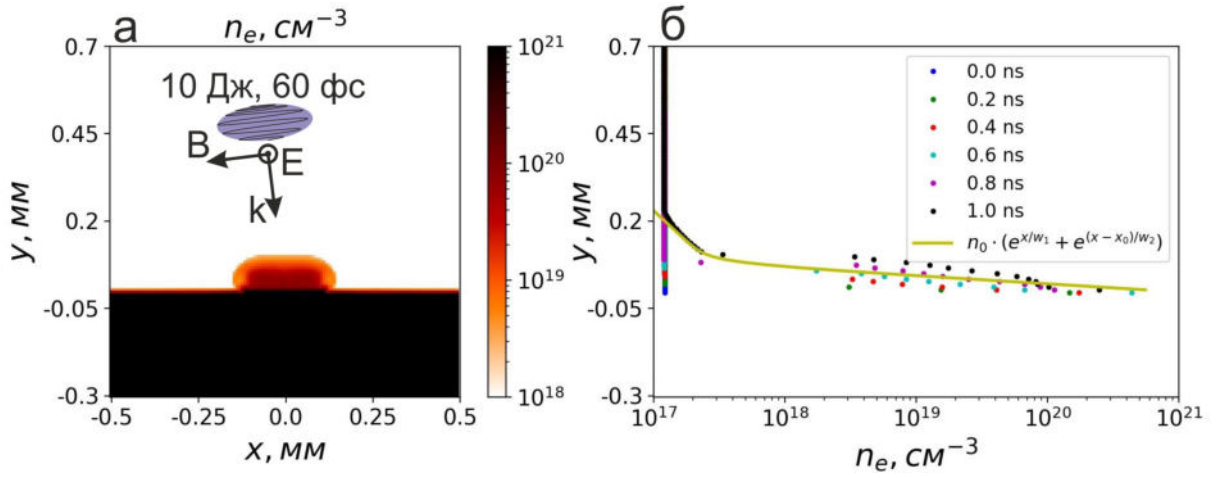


Рис. 3.6: Результат моделирования взаимодействия предимпульса лазера PEARL с твердотельной мишенью радиационным МГД кодом FLASH. В моделировании лазерный импульс с длительностью 1 нс и энергией 0.05 мДж падал квазинормально на поверхность мишени из полистерола ($(C_8H_8)_n$). На панели (а) представлен двумерный срез ($z = 0$) концентрации преплазмы, сгенерированной через 1 нс после начала взаимодействия лазерного предимпульса с мишенью. Также на данном рисунке схематично изображен сверхмощный фемтосекундный лазерный импульс, распространяющийся в направлении преплазмы. На панели (б) представлены одномерные профили концентрации преплазмы вдоль нормали к мишени (оси y) для разных временных моментов взаимодействия предимпульса и мишени. Желтой линией построен профиль аппроксимации концентрации $n_0 \cdot (e^{y/w_1} + e^{(y-y_0)/w_2})$, где $n_0 = 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $w_1 = 0.005 \text{ мм}$, $w_2 = 0.1 \text{ мм}$ и $y_0 = 1.5 \text{ мм}$.

Образованная преплазма расширялась во внешнее пространство, заполненное гелием со значением плотности 10^{-6} от плотности мишени. Разреженный внешний газ слабо влиял на состояние преплазмы, а нужен был для стабилизации численной схемы.

Согласно результатам моделирования МГД кодом FLASH, представленным на рис. 3.6, к приходу ($t = 1 \text{ нс}$) мощного лазерного импульса преплазма успевает существенно расшириться на характерное расстояние порядка 100 мкм. Температура преплазмы при этом оценивается значением 30 эВ. Профиль преплазмы вдоль нормали к поверхности мишени (оси y) может быть локально приближен законом $n_0 \cdot (e^{y/w_1} + e^{(y-y_0)/w_2})$ (рис. 3.6(б)), где $n_0 = 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $w_1 = 0.005 \text{ мм}$, $w_2 = 0.1 \text{ мм}$ и $y_0 = 1.5 \text{ мм}$.

В эксперименте для уменьшения влияния предимпульса применялось плазменное зеркало, поэтому реальный предимпульс мог иметь меньшую энергию, а также более сложную временную огибающую и распределение интенсивности на мишени. При этом предимпульс мог иметь большую расходимость и, следовательно, больший размер пятна на мишени. Таким образом полученный в МГД моделировании профиль преплазмы (рис. 3.6) рассматривался как оценка

сверху для дальнейших оценок и моделирования PIC кодом, в котором параметры w_1 , w_2 и y_0 в распределении преплазмы $n_0 \cdot (e^{y/w_1} + e^{(y-y_0)/w_2})$ оптимизировались для достижения экспериментально наблюдающейся картины.

Моделирование взаимодействия сверхмощного фемтосекундного ($\tau \sim 60$ фс) лазерного импульса с преплазмой и мишенью было выполнено релятивистским PIC кодом Smilei, часто применяемым для расчетов в области лазерно-плазменного взаимодействия, ускорения частиц, квантовой электродинамики и астрофизики [279]. В моделировании, как схематично обозначено на рис. 3.6(а), лазерный импульс с s-поляризацией падал под небольшим углом $\sim 7^\circ$ к нормали поверхности мишени. Лазерный импульс с амплитудой векторного потенциала $a = 1 - 2$ и гауссовым пространственным и временным распределением взаимодействовал с водородной преплазмой и мишенью из однократно ионизированного углерода. Моделирование проводилось, чтобы определить условия, в которых может наблюдаться вейбелевская неустойчивость с пространственными масштабами 50 - 100 мкм как в эксперименте. Вместе с тем, PIC моделирование взаимодействия лазерного импульса с плотной закритической ($n_e > 10^{21} \text{ см}^{-3}$ при наших условиях) мишенью с размерами $L \gtrsim 100$ мкм требует существенных вычислительных ресурсов даже в двумерной геометрии. Поэтому была предпринята некоторая оптимизация, позволяющая снизить вычислительную стоимость моделирования. Во-первых, диаметр пространственного профиля лазерного импульса варьировался от 100 до 40 мкм при постоянной интенсивности и длительности, что позволяло пропорционально уменьшать размер вычислительной области. Во-вторых, была установлена сниженная концентрация $n_{target} = 10^{22} \text{ см}^{-3}$ мишени из однократно ионизированного углерода, что позволило использовать более крупное пространственное разрешение $\sim 1/20$ мкм с сохранением устойчивости вычислительной схемы. Для проверки устойчивости и влияния разрешения моделирование также проводилось с 2-3 раза большим разрешением. Заметим, что уменьшение плотности мишени до $n_{target} = 10^{22} \text{ см}^{-3}$ не является существенным искажением условий, поскольку взаимодействие лазерного импульса с мишенью происходит в окрестности критической концентрации $n_{cr} \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$, а при взаимодействии учитывается возможность полевой ионизации углерода и связанное с ионизацией увеличение электронной плотности. В-третьих, для более быстрого достижения отклика ионной компоненты плазмы, использовались сниженные соотношения масс ионов: водорода (протон) $m_p = 100m_e$, углерода $m_C = 12m_p = 1200m_e$.

На рис. 3.7 представлены результаты одной из таких симуляций с диаметром гауссового (по $1/e$) лазерного пучка 40 мкм и $a = 1$. На краях вычислительной области x_{min} , x_{max} применялись периодические граничные условия для поля и частиц, а на границах y_{min} , y_{max} поглощающие условия. На рис. 3.7 (а) представлено самогенерированное магнитное поле B_z (лазерное магнитное поле лежит в плоскости xy) непосредственно после взаимодействия и отражения лазерного импульса от мишени. Заметна мелкомасштабная магнитная филаментация с масштабом ~ 1

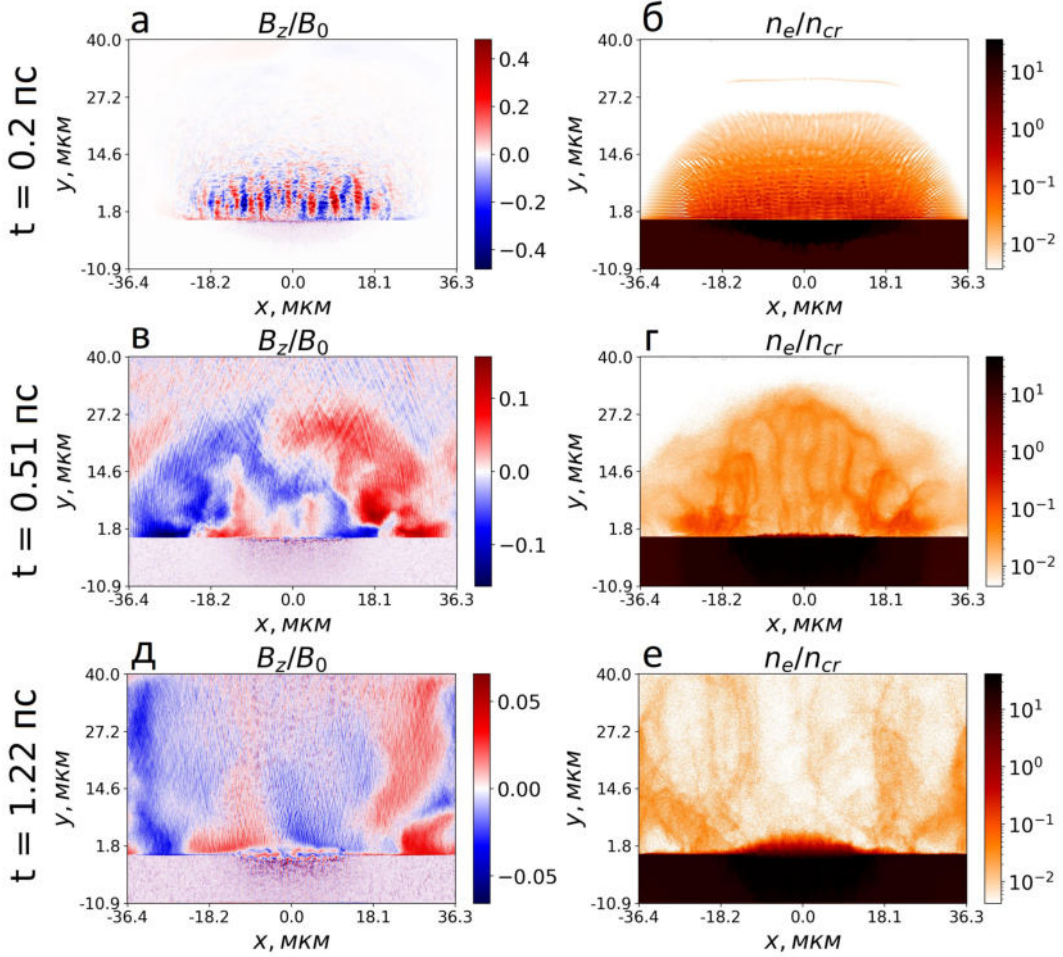


Рис. 3.7: Результаты моделирования взаимодействия фемтосекундного интенсивного ($a = 1$) лазерного импульса с преплазмой и твердотельной мишенью релятивистским PIC 2D кодом Smilei. Лазерный импульс имел гауссово пространственное ($d \sim 40$ мкм) и временное распределение, s-поляризацию и падал на мишень квазинормально, как показано на рис. 3.6(a). На панелях (а, в, д) представлены распределения самогенрированного магнитного поля B_z , а на панелях (б, г, е) - распределение концентрации плазмы. Магнитное поле нормировано на $B_0 = m_e \omega / e \sim 12000$ Тл, а концентрация - на критическую концентрацию $n_{cr} \sim 10^{21}$ см $^{-3}$.

мкм. На рис. 3.7 (б) представлено распределение концентрации электронов, на которой наблюдаются мелкомасштабные неоднородности, а крупномасштабная структура преплазмы осталась такой же, как и до облучения.

Опишем некоторые наблюдения, которые из-за ограниченности размеров диссертации не приведены на рисунках. При взаимодействии лазерного импульса с преплазмой и плазмой в окрестности критической плотности, электроны ускоряются до эффективной температуры порядка 200-300 кэВ, что согласуется с пондеромоторной оценкой и оценкой по формуле Бега [280]. Наблюдается, что часть ускоренных электронов ($\sim 30 - 40 \%$) летит внутрь мишени, при этом электромагнитно взаимодействуя с электронами мишени и ионизируя (полевой механизм) ионы, что наблюдается на рис.3.7(б, г) в виде повышения плотности внутри мишени. Столкновения в мишени, а также генерация тормозного излучения не учитываются, что не является ограничением для моделирования процессов, связанных с горячими электронами, однако, как будет обсуждаться далее, может быть существенным для процесса нагрева холодной мишени на временах > 10 пс. В моделировании также наблюдается, что существенная часть горячих электронов отражается от мишени и ускоряется отраженным лазерным импульсом. Наиболее энергичные электроны стремятся покинуть область плазмы, но, если электрон не успевает достичь поглощающей границы симуляции, он возвращается амбиполярным полем. В результате генерируются противоположно направленные потоки горячих электронов, которые ответственны за наблюдаемые на рис. 3.7 магнитные структуры.

На рис. 3.7 (в) на временах 0.5 пс когда лазерный импульс уже отразился и ушел из области моделирования помимо мелкомасштабного магнитного поля обнаружено крупномасштабное фонтанное магнитное поле с амплитудой порядка 1000 Тл. Масштаб филаментации магнитного поля (рис. 3.7 (в)) и концентрации (рис. 3.7 (г)) при этом достиг 4-6 мкм.

На рис. 3.7 (д, е) приведена стадия $t = 1.22$ пс на которой филаменты релаксируют до размеров $\sim 15 - 20$ мкм, приближаясь таким образом к размерам экспериментально наблюдаемых филамент ~ 50 мкм. При этом магнитное поле в филаментах достигает 500 Тл, что также близко к экспериментально измеренным полям 100 Тл. Заметим, что в момент взаимодействия с лазерным импульсом температура электронов достигает $T_{e,xx} \sim 300$ кэВ, анизотропия превышает $An_e = T_{e,xx}/T_{e,yy} - 1 \sim 20$, а после расширения и релаксации плазмы за несколько пс значения снижаются до $T_{e,xx} \sim 500$ эВ и $An_e \sim 0.1$.

Для дальнейших наблюдений эволюции магнитных структур в моделировании требуется увеличивать область симуляции, что в расчетах PIC кодами требует огромных ресурсов и возможно только до десятков пс. Однако более принципиальным ограничением для последующих расчетов ($t \gtrsim 10$ пс) является то, что для горячих электронов, попавших внутрь мишени, требуется учитывать столкновительные процессы, приводящие к ионизации и нагреву мишени. Так, при интенсивном фемтосекундном воздействии на конденсированную за критическую среду, столк-

новения с холодными электронами, часто находящихся в связанном состоянии с ионом, являются одним из главных механизмов релаксации горячих электронов, ионизации и нагрева толщи мишени [47, 48, 281]. Теоретическое и численное описание нагрева мишени горячими электронами, сгенерированными при взаимодействии с лазерным импульсом с интенсивностью $I \sim 10^{18} - 10^{19}$ Вт/см² - довольно сложный процесс, который ранее исследовался преимущественно с помощью упрощенных нульмерных моделей [47, 48, 281]. Согласно данным моделям, горячий электрон рассеивается на ионах без потери энергии и блуждает в мишени до тех пор, пока не потеряет свою энергию при столкновении с холодным электроном. Глубина проникновения электрона в мишень сильно зависит от его энергии и нелинейно растёт с её увеличением. Для электронов с энергией $\varepsilon \sim 200$ кэВ длина свободного пробега достигает сотни микрон, следовательно, наиболее энергичные частицы теряют свою энергию в глубине мишени, а менее энергичные $\varepsilon \sim 1$ кэВ - в приповерхностном слое толщиной в десяток микрон [48]. Оценки показывают, что в предположении квазитеплого распределения электронов по энергиям $f(\varepsilon) = \exp(-\varepsilon/T_h)$ с характерной для наших условий температурой $T_h \sim 200$ кэВ, приповерхностная область глубиной десятки микрон прогревается до 20-30 эВ [47], а далее с увеличением глубины температура быстро спадает. Таким образом, именно данный слой может являться наблюдаемым экспериментально источником или инжектором плазмы на наносекундных временах (рис. 3.4).

Еще один процесс, связанный с горячими электронами и который может играть важную роль для наблюдаемой филаментации, заключается в зарядке мишени. Оказывается, что с высокой вероятностью ($\sim 30-40$ % [48]) горячий электрон способен упруго рассеяться на ионе назад и начать распространяться от поверхности мишени. При этом рассеянные электроны и электроны из преплазмы пондеромоторно ускоряются отраженным лазерным импульсом, набирая сверхтепловую энергию, позволяющую им отдаляться от мишени. Это приводит к зарядке мишени и формированию сильного перепада потенциала, останавливающего вылет более низкоэнергетических электронов. По оценкам и результатам моделирования [48] в условиях, близких к описанным здесь, вылетевший заряд составляет порядка 10 нКл, а перепад потенциала достигает сотен кэВ, то есть порядка T_h . В результате сильный перепад потенциала приводит к возникновению обратного тока электронов и ускорению ионов из мишени, в первую очередь более лёгких протонов, до энергии порядка этого потенциала за время порядка обратной плазменной частоты, то есть при концентрации $10^{20} - 10^{21}$ см⁻³ за суб-пикосекундное время. На пикосекундных временах, созданные горячими электронами поля разделения зарядов значительно ослабевают в результате их остывания и экранировки плазмой, а ускорение остальных ионов происходит значительно медленнее. Так, в работе [48] экспериментальные измерения тока от металлической мишени и сопутствующие моделирование показало, что в схожих с нашими условиях зарядка продолжается несколько десятков пс. Далее разделение заряда может существовать только в тонком слое с размером порядка радиуса Дебая r_D .

Подводя выводы, укажем, что процесс поддержания вейбелевской филаментации в нашем эксперименте на временах более 10 нс требует дальнейших теоретических исследований. Тем не менее, выполненное в данной работе численное моделирование с использованием PIC-подхода позволило установить ключевые механизмы инициирования вейбелевской филаментации, что создаёт фундаментальную основу для последующих исследований. Результаты моделирования демонстрируют, что горячие электроны, ускоренные лазерным импульсом, способны генерировать характерную филаментационную структуру на пикосекундных временных масштабах, причём пространственные параметры возникающих неоднородностей (порядка нескольких десятков микрон) хорошо согласуются с экспериментальными наблюдениями. Однако прямое соответствие между этими пикосекундными процессами и наблюдаемой филаментацией на наносекундных временах требует дополнительного обоснования, поскольку PIC моделирование в требуемых масштабах не доступно и не учитывает некоторые столкновительные эффекты релаксации горячих электронов, следовательно, непосредственно экстраполировать полученные результаты на более длительные временные масштабы не корректно.

Тем не менее экспериментальные данные, полученные в ходе настоящего исследования, а также в других работах [57–59, 117–119, 276], где также наблюдали филаментацию, но только на пикосекундных временах, свидетельствуют, что вейбелевская филаментация возникает при воздействии фемто- и пикосекундных лазерных импульсов с конденсированными средами, но отсутствует в случае наносекундного облучения (за исключением сценариев с встречным взаимодействием плазменных потоков). Это наблюдение, вместе с результатами численного моделирования, позволяет предположить, что происхождение долгоживущих филаментационных структур должно быть связано - хотя бы и опосредованно - с процессами ускорения горячих электронов. Для объяснения долговременного поддержания филаментации здесь предлагается гипотеза, согласно которой непрерывная инжекция плазмы из мишени (наблюдаемая в эксперименте в течение более 15 нс, см. рис. 3.4) в сочетании с эффектом зарядки мишени создают необходимую анизотропию в распределении частиц плазменного потока. Такая анизотропия, по-видимому, оказывается достаточной для поддержания вейбелевской неустойчивости, первоначально возбуждённой горячими электронами на ранних стадиях взаимодействия.

3.1.3 Исследование влияния внешнего магнитного поля на вейбелевскую неустойчивость

Влияние на возникновение вейбелевской неустойчивости внешнего магнитного поля, которое зачастую играет важную роль в астрофизической плазме, например, в солнечной короне и корональных арках звезд, ранее не исследовалось экспериментально. Численные расчеты показывают, что внешнее магнитное поле способно при определенных условиях как подавить, так и

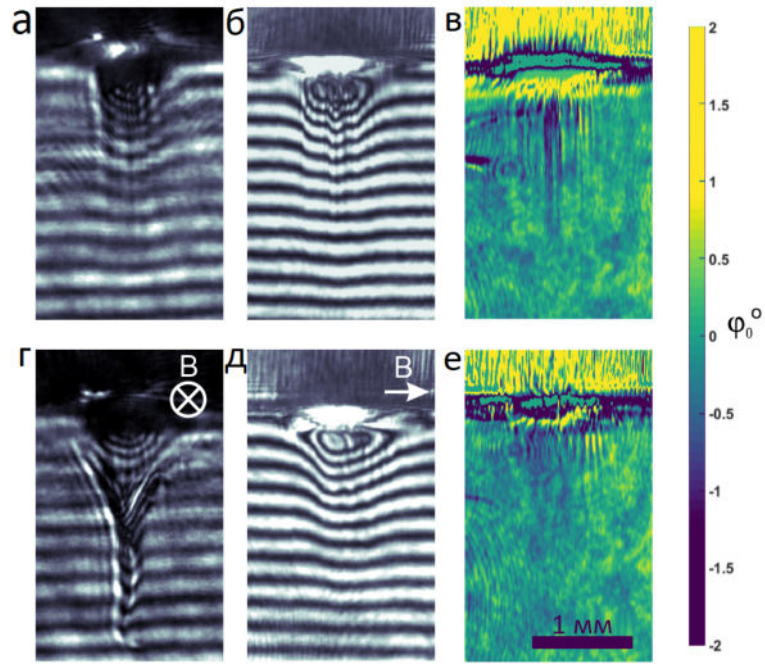


Рис. 3.8: Снимки плазмы, демонстрирующие динамику плазменного потока в вакууме в отсутствие (верхняя панель (а - в)) и при наличии внешнего магнитного поля 18 Тл (нижняя панель (г-е)). На панели (г) представлена интерферограмма, полученная в зондирующем пучке, распространяющемся вдоль внешнего магнитного поля. На панели (д) пучок зондировал плазму поперек внешнему магнитному полю. На панели (в, е) представлены распределения угла деполаризации. Панель (е) получена при зондировании поперек внешнего магнитного поля.

усилить вейбелевскую неустойчивость [113, 282]. В данной работе впервые исследована эволюция вейбелевской филаментации в плазме, расширяющейся во внешнее магнитное поле более 18 Тл. Как было показано в предыдущем пункте 3.1, самогенерированное магнитное поле в филаментах оценивается ~ 100 Тл, следовательно, внешнее магнитное поле 18 Тл сравнимо с ним и может привести к некоторым изменениям динамики плазмы.

В нашем эксперименте мишень располагалась в однородном магнитном поле, ориентированном вдоль поверхности мишени. Таким образом, плазма распространялась поперек внешнему магнитному полю. На рисунке 3.8 представлены снимки плазмы без внешнего магнитного поля (верхняя панель (а - в)), тот же выстрел, что и на рис. 3.2 (г) и 3.3) и с внешним полем 18 Тл (нижняя панель (г-е)). Динамика плазменного потока в вакууме существенно отличается при отсутствии и наличии внешнего магнитного поля. При нулевом внешнем магнитном поле плазменный поток имеет симметричную квазицилиндрическую форму. При взаимодействии потока плазмы с внешним поперечным магнитным полем поток перенаправляется в узкий плазменный лист (рис. 3.8 (г, д)), вытянутый вдоль и распространяющийся поперек магнитного поля. Подробно крупномасштабная динамика плазменных потоков будет

обсуждаться в следующем параграфе 3.2.

Сравнивая распределения углов деполяризации (рис. 3.8 (в и е)) можно заключить, что наложение внешнего магнитного поля не приводит к полному подавлению токово-магнитной филаментации. Так, она наблюдается в обоих случаях рядом с мишенью, где локализована самая плотная диамагнитная плазма. Мелкомасштабная филаментация не наблюдается только в области тонкого плазменного листа. Невысокое значение оценки магнитного числа Рейнольдса $Re_m \sim 10$ (см. табл. 3.2) указывает на возможность проникновения магнитного поля в плазменный лист. Следовательно, отсутствие филаментации в данной области может быть обусловлено как геометрической структурой листа, так и проникновением внешнего магнитного поля в плазму. Для точного установления механизма данного явления требуются дальнейшие исследования с применением более сложных кинетических расчетов.

3.2 Особенности динамики и структуры фемтосекундных плазменных потоков в сравнении с наносекундными потоками

Обсуждаемая в прошлом параграфе вейбелевская неустойчивость является проявлением кинетических групповых эффектов частиц. Таким образом применимость МГД-подходов к фемтосекундной плазме остается открытым вопросом, особенно в контексте влияния кинетических эффектов на крупномасштабную динамику. В данной главе представлено сравнительное экспериментальное исследование динамики плазмы, генерируемой наносекундными и фемтосекундными импульсами с флюенсом $\sim 3 \times 10^4$ Дж/см², включая особенности их взаимодействия с внешним магнитным полем 14 Тл.

3.2.1 Исследование особенностей разлета фемтосекундных плазменных потоков в вакуум

Принципиальный (общий) вид экспериментальной схемы и устройства диагностик уже обсуждались в пунктах 1.4.2, 3.1 и повторяют рис. 1.4, 3.1. В экспериментах с наносекундными (1 нс, $\lambda = 527$ нм) лазерными импульсами излучение фокусировалось на поверхность мишени из тефлона $(CF_2)_n$, в случае фемтосекундной накачки (60 фс, $\lambda = 910$ нм) на мишень из полиметилметакрилата $((C_5O_2H_8)_n)$. При этом лазерные импульсы обладали схожей энергией ~ 10 Дж и флюенсом $\sim 2.5 \times 10^4$ Дж/см² (энергия, приходящаяся некоторую площадь) при существенно разной интенсивности на мишени, достигая $\sim 10^{18}$ Вт/см² для фемтосекундных и $\sim 10^{13}$ Вт/см² для наносекундных импульсов.

Облучение мишени лазерным импульсом, который обобщенно назовем «накачкой», приводит к абляции вещества с поверхности мишени и образованию высокоскоростного плазменного потока, распространяющегося перпендикулярно поверхности мишени. Как уже указывалось ранее (см. параграф 2.1), температура плазмы, генерируемой наносекундным импульсом, измерялась и составляла характерные значения порядка 100 эВ вблизи мишени и 30 эВ на расстоянии нескольких сантиметров от поверхности мишени. При фемтосекундном нагреве существенная доля лазерной энергии вкладывается в горячую фракцию электронов, следовательно функция распределения, в пределах нескольких десятков пикосекунд после облучения, может существенно отличаться от максвелловской [47, 48]. Для горячих электронов можно ввести эффективную температуру, которая на пикосекундных временах может достигать 10 и даже 100 кэВ. При этом температура основной, холодной, плазмы на наносекундных временах оценивается в 20-30 эВ (подробнее см. параграф 3.1).

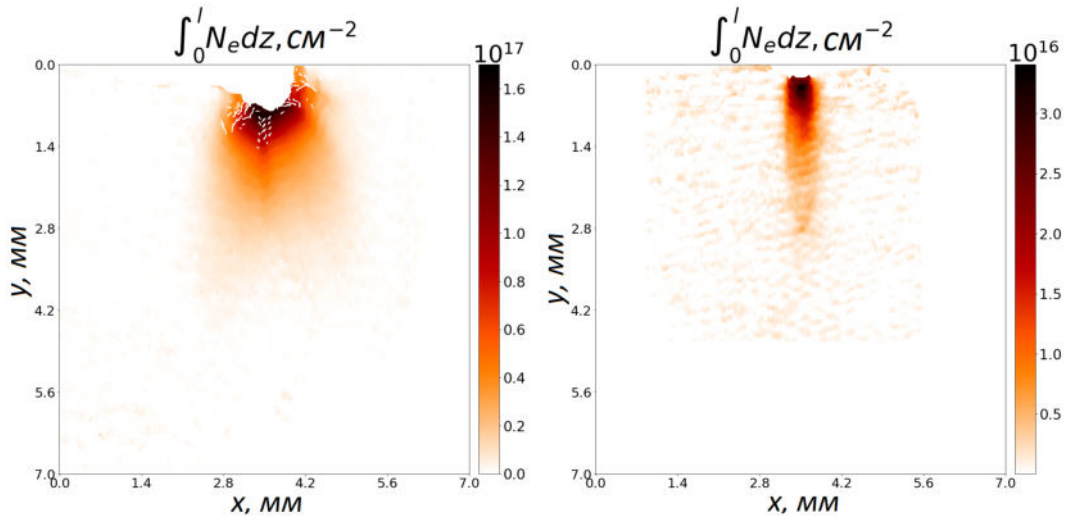


Рис. 3.9: Сравнение морфологии наносекундной и фемтосекундной плазмы, расширяющейся в вакуум. (а) Линейная концентрации плазмы через 18 нс после облучения наносекундным импульсом с энергией 10 Дж. (б) Линейная концентрации плазмы через 15 нс после облучения фемтосекундным импульсом (60 фс) с энергией 10.9 Дж.

На рисунках 3.9 (а) и (б) приведены двумерные распределения линейной концентрации плазмы для наносекундной и фемтосекундной абляции, соответственно. Сравнение рис. 3.9 (а) и (б) показывает различия структуры потоков наносекундной и фемтосекундной плазмы. «Наносекундная» плазма имеет квазиоднородную конусную структуру потока с углом разлета 40° . Поток фемтосекундной плазмы имеет коллимированную структуру с углом разлета, близким к нулевому. Вероятнее всего, за коллимацию фемтосекундной плазмы ответственно крупномасштабное фонтанное магнитное поле, сгенерированное горячими ускоренными электронами [51–55]. Согласно PIC моделированию из прошлого параграфа (3.7(в)), фонтанные крупномас-

штабные магнитные поля при наших условиях могут достигать ~ 500 Тл через несколько пикосекунд после облучения, что согласуется с экспериментальными измерениями в схожих условиях [53–55, 283, 284]. В наших экспериментах измерения самогенерированных крупномасштабных магнитных полей на наносекундных временах были выполнены с помощью поляриметрической диагностики (см. 1.4.3.3) и приведены, например, на рис. 3.3 (а), где изображен угол деполяризации зондирующего плазму лазерного пучка. Заметно, что области с разных сторон от плазменного потока являются симметрично окрашенными, но величины угла деполяризации близки к шумовому значению. Тем не менее такое измерение позволяет нам получить экспериментальную оценку самогенерированного фонтанного поля на уровне 30–50 Тл. Давление такого магнитного поля превосходит динамическое давление $0.5\rho V^2$ плазменного потока с концентрацией $n_e \sim 10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и скоростью распространения $V \sim 100 \text{ км/с}$.

Фонтанные самогенерированные магнитные поля в фемтосекундной плазме существенно превышают бирманновские поля [60], наблюдаемые в наносекундных плазменных потоках, где самогенерированные поля достигают максимум нескольких десятков тесла на суб-наносекундных временах [120, 285, 286]. В наших экспериментах измерения самогенерированного бирманновского магнитного поля в экспериментах с наносекундными импульсами не были выполнены. Бирманновские магнитные поля возникают в результате термо-электрического эффекта в самой плазме и их величина пропорциональна векторному произведению $[\nabla n_e \times \nabla T_e]$. Энергия на генерацию бирманновского поля берется из тепловой энергии плазмы, поэтому энергия магнитного поля не может превосходить энергию, запасенную в плазме в виде термической и кинетической энергии, следовательно, такое магнитное поле не может существенно ограничивать разлет плазмы. В случае облучения фемтосекундным интенсивным лазерным импульсом существенная доля (более 50 %) поглощенной энергии передается горячим бесстолкновительным электронам, которые генерируют фонтанное тороидальное магнитное поле [53]. Поэтому энергии фонтанного магнитного поля, в отличие от бирманновского, может быть достаточно, чтобы оказывать ограничивающее влияние на радиальное расширение остальной холодной плазмы [51].

Интегрируя линейную электронную концентрацию на рис. 3.9 (а) и (б), можно получить интегральное число частиц в наносекундной и фемтосекундной плазмах. Оказывается, что при сравнимых энергиях лазерных импульсов, наносекундная абляция инжектирует в пространство частиц примерно в 3 раз больше, чем при фемтосекундной инжекции. Это объясняется тем, что поглощенная доля лазерной энергии во вложенную в плазму при облучении наносекундными лазерными импульсами превышает в несколько раз энергию, поглощаемую при облучении фемтосекундными импульсами. Прямые измерения показывают, что для наносекундных импульсов вклад энергии в плазму может достигать 80–90 %, а для фемтосекундных 30–50 % [287, 288].

3.2.2 Особенности разлета «фемтосекундных» и «наносекундных» плазменных потоков во внешнее поперечное магнитное поле 14 Тл

Плазма, созданная как наносекундными, так и фемтосекундными импульсами, является проводящим ионизированным газом, следовательно, динамика такой плазмы в сильном магнитном поле будет существенно отличаться от динамики разлета в вакуум. Разлет наносекундной плазмы в поперечное магнитное поле подробно описан в пункте 2.2. Чтобы подчеркнуть разницу между динамикой потоков, кратко перечислим основные этапы динамики наносекундного потока, некоторые из которых представлены на рис. 3.10 (а, б). На начальном этапе динамическое давление $0.5\rho V^2$ плазмы превосходит магнитное давление, следовательно, плазма расталкивает и сжимает внешнее магнитное поле. В определенный момент давление плазмы выравнивается с давлением магнитного поля, на этом этапе образуется так называемая плазменная диамагнитная каверна [61, 63, 188] (см. рис. 3.10 (а) и подробнее пункт 2.2.1). В результате торможения магнитным полем граница каверны испытывает эффективное ускорение, противонаправленное градиенту плотности, вследствие чего на фронте плазмы начинается развиваться неустойчивость Рэлея-Тейлора (см. 2.2.1.1). Далее начинается схлопывание каверны и выдавливание плазмы из каверны в виде тонкого плазменного листа, который движется поперек магнитного поля с квазипостоянной скоростью порядка 300-400 км/с (подробнее см. 2.2.2).

Как видно на рис. 3.10, динамика фемтосекундной плазмы существенно отличается от наносекундной плазмы. Во-первых, не наблюдается столь выраженной квазисферической каверны, которая в случае с наносекундной плазмой образуется при выравнивании давления плазмы и магнитного давления. Причина заключается в том, что фемтосекундный поток является изначально коллимированным, поэтому радиальные компоненты тензора динамического давления минимальны и не способны противодействовать магнитным силам, перенаправляющим поток плазмы в узкий лист начиная с самых ранних этапов (динамика исследовалась с 0.5 нс). При этом на границе каверны не наблюдается желобков неустойчивости, что, вероятнее всего, также связано с коллимированностью потока: величина проекции эффективного ускорения ($\mathbf{g}_{eff}, \mathbf{n}$) на боковой границе разделения плазмы и магнитного поля близка к нулю и не может приводить к возникновению боковых желобков неустойчивости Рэлея-Тейлора. Поток плазмы на начальных этапах перенаправляется в узкий лист, который, как и в случае наносекундной плазмы распространяется с квази-постоянной скоростью поперек внешнего магнитного поля. Дополнительные отличия динамики листов (или «языков») начинают возникать на этапах $t > 20$ нс, см. рис. 3.10 (д), когда передняя часть листа перенаправляется, что выражается в искривлении кончика плазменного листа. Наблюдается, что направление искривления плазменного листа зависит от направления магнитного поля. Экспериментально обнаружено, что плазменный «язык» (лист) поворачивается в сторону движения ионов во внешнем магнитном поле (см. рис. 3.11). Такого

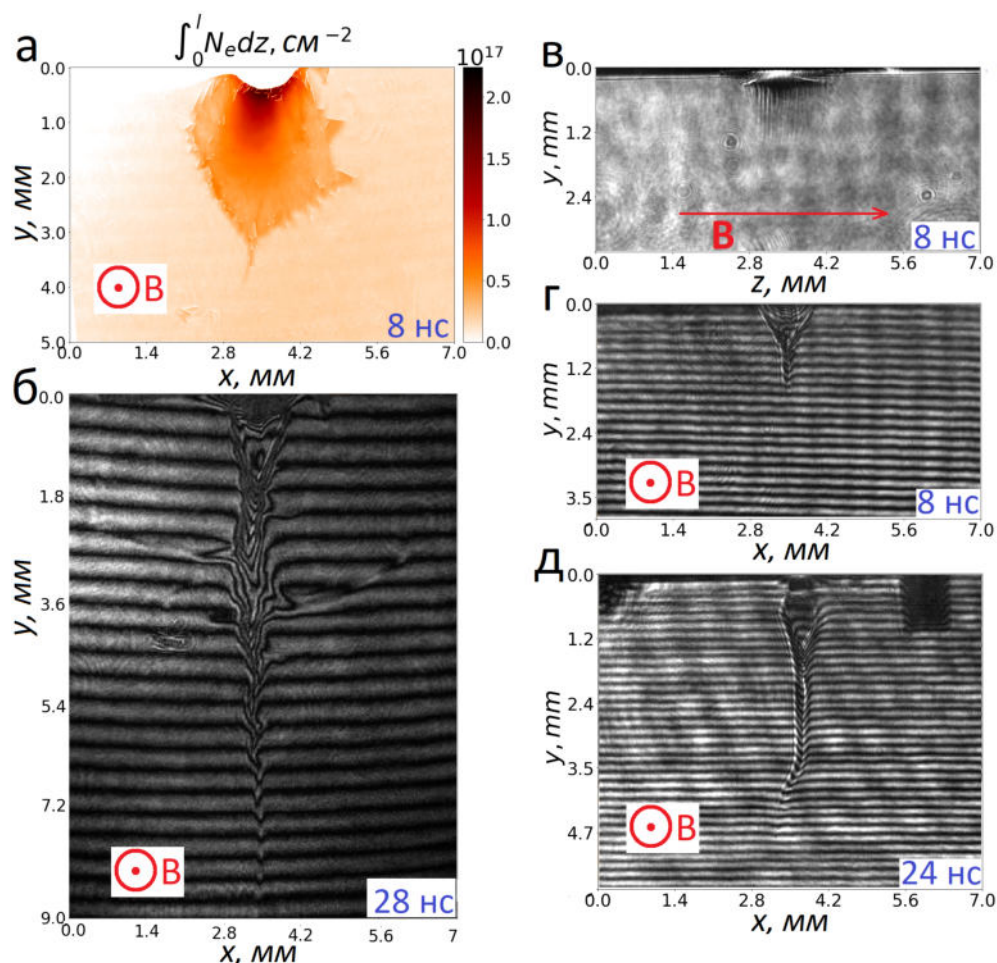


Рис. 3.10: (а) Линейная концентрация плазмы через 8 нс после облучения наносекундным импульсом. (б) Интерферограмма, полученная через 28 нс после облучения наносекундным импульсом. (в) Теневая фотография и (г) интерферограмма плазмы через 8 нс после облучения фемтосекундным импульсом, полученные в проекциях поперек и вдоль магнитного поля, соответственно. (д) Интерферограмма плазмы через 24 нс после облучения фемтосекундным импульсом. Все рисунки в одном масштабе.

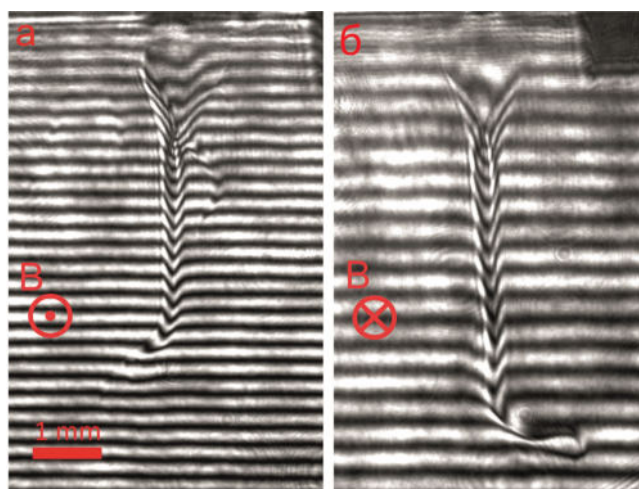


Рис. 3.11: Потоки фемтосекундной плазмы, взаимодействующей с поперечным магнитным полем, в момент времени (а) 39 нс и (б) 49 нс после облучения мишени. На панели (а) магнитное поле направлено в сторону наблюдателя, на панели (б) представлен выстрел, для которого направление (обозначено крестом) внешнего магнитного поля было изменено на противоположное относительно выстрела на панели (а). Рисунок демонстрирует, что закрученность кончика листа (языка) зависит от направления внешнего магнитного поля. Направление закрученности определяется направлением иона в магнитном поле.

эффекта не наблюдалось при исследовании наносекундных потоков, где искривление плазменного листа имело случайное направление.

3.2.3 Неустойчивость Рэлея -Тейлора в вытянутом потоке лазерной плазмы, взаимодействующем с поперечным магнитным полем 14 Тл

Морфология плазменного потока и характер неустойчивостей, возникающих при распространении в поперечном магнитном поле, значительно зависит от его начальной топологии. При увеличении поперечного масштаба потока L до значений, превышающих радиус R_b , образование каверны не ожидается [170], а характер возникающих неустойчивостей может изменяться. Поэтому были выполнены эксперименты с распределенным вытянутым плазменным потоком, наибольший размер L_x которого превышает радиус R_b в несколько раз. Для генерации такого потока лазерный пучок профилировался в пространстве и имел на поверхности мишени прямоугольную $L_x \times L_z$ форму. Таким образом, наибольший размер потока плазмы совпадал по порядку величины с L_x и составлял до 10-12 мм, а размер плазмы вдоль z на начальных этапах не превосходил 1 мм.

На рис. 3.12 представлены двумерные картины линейной концентрации для наносекундной

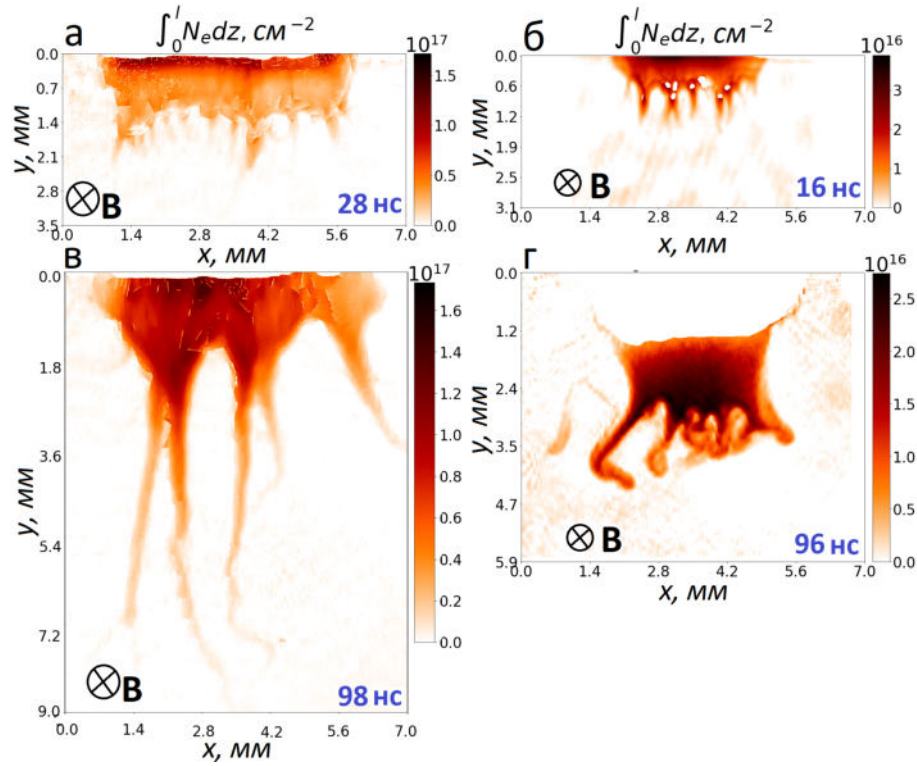


Рис. 3.12: (а, в) Картины линейной концентрации плазмы через 28 и 98 нс после облучения наносекундными импульсами. (б, г) - картины линейной концентрации плазмы через 16 и 96 нс после облучения фемтосекундными импульсами (60 фс). Все рисунки в одном масштабе.

(а, в) и фемтосекундной (б, г) плазмы. На рисунках 3.12 (а, б) наблюдается стадия, на которой вытянутые, изначально квазиоднородные наносекундные и фемтосекундные вытянутые потоки распадаются на отдельные «языки» в результате развития неустойчивости. На данной стадии отличия в структуре плазменных языков при наносекундном и фемтосекундном воздействии несущественны.

Однако, на дальнейших стадиях появляются некоторые особенности динамики потоков наносекундной и фемтосекундной плазмы. В случае наносекундного потока, «языки» двигаются с постоянной скоростью, а основание потока, где начинается расслоение на языки, остается почти неподвижным. При этом наблюдается случайное перенаправление окончания «языков» (см. рис. 3.12 (б)).

В свою очередь, фемтосекундные потоки имеют следующие особенности: (i) основание, где происходит разделение потока на языки, не останавливается, а также двигается со скоростью порядка 30 - 40 км/с, сравнимой со скоростью «языков» ~ 100 км/с; (ii) Максимальная плотность плазмы наблюдается в области разделения потока на «языки»; (iii) На временах более 50 нс, около мишени наблюдается истечение нейтрального вещества, которое характеризуется показателем преломлением > 1 в отличие от плазмы с показателем преломления < 1 . В

результате на интерферограммах (см. рис. 3.11) около мишени интерференционные полосы изгибаются в разные стороны, в области плазмы - вниз, а в области нейтрального газа - вверх. Чтобы не вводить читателя в заблуждение, на рис. 3.12 (г) на область нейтрального вещества около мишени была наложена маска, поэтому около мишени область с нулевой плотностью является артефактом обработки. (iv) Для фемтосекундных потоков наблюдается существенное перенаправление окончания языков. Как и в случае единственного «языка» из прошлого пункта (3.2.2), закрученность языков определяется движением ионов и меняется в зависимости от направления внешнего магнитного поля. Так, на рис. 3.12 (г) наблюдается закручивание всех языков в одном и том же направлении, что существенно отличается от случайной динамики языков на рис. 3.12 (б) для наносекундной плазмы. В результате закручивания фемтосекундных языков, на фронте плазмы образуются структуры, похожие на вихрь. К сожалению, из-за ограниченного разрешения интерферометрии и в результате перекрытия языков между собой, изучить мелкомасштабную структуру вихрей не удалось.

В таблице 3.2 представлены оценки основных параметров, характеризующих вытянутые плазменные потоки для наносекундной (*Ns flow*) и фемтосекундной (*Fs flow*) абляции. Исходные параметры, полученные из эксперимента, наблюдений или МГД моделирования из пункта 2.2.1, выделены жирным шрифтом. Если не обозначено иначе, оценки параметров выполнены используя выражения из [289]. Кинематическая вязкость ν вычислена по формуле из работы [43] с. 825, и коэффициент магнитной диффузии η - по формуле на с. 467 работы [44]. Числа Рейнольдса в обоих случаях фемтосекундной и наносекундной плазмы заметно выше нуля, поэтому эффекты, связанные с вязкостью не существенны. Магнитное число Рейнольдса Re_m в обоих случаях превышает единицу, следовательно, фемтосекундные и наносекундные потоки плазмы можно рассматривать как проводящие жидкости, способные расталкивать магнитное поле и тормозиться им. Однако, роль диффузии магнитного поля при $Re_m \sim 14$ для эволюции фемтосекундной плазмы более существенна, чем для наносекундной плазмы с $Re_m > 300$. Стоит также заметить, что в обоих случаях плазма является существенно столкновительной, длины свободного пробега для e-e, e-i и i-i столкновений не превосходят циклотронный радиус ионов, при этом электроны являются замагниченными.

Заметим, что плазменная бета β в обоих случаях фемтосекундной и наносекундной плазмы меньше нуля, что свидетельствует о том, что магнитное давление доминирует над тепловым. Число Эйлера $Eu = \sqrt{\frac{\rho V^2}{p}} > 1$, следовательно, кинетическая энергия плазмы превосходит тепловую в обоих случаях. В то же время, число Маха-Альфвена $M_A = \sqrt{\frac{4\pi\rho V^2}{B^2}}$ в наносекундном случае больше 1, что означает превышение кинетической энергии плазмы над энергией магнитного поля, а в фемтосекундном случае, наоборот, число Маха-Альфвена $M_A < 1$, что свидетельствует о доминировании магнитного поля. Безусловно, данные простые оценки не учитывают, например, локальное усиление магнитного поля и/или увеличение температуры плазмы в области

Таблица 3.2: Вычисленные значения некоторых параметров для наносекундной (*Ns flow*) и фемтосекундной (*Fs flow*) плазмы, а также потоков от активных ядер галактик (*Astro*)

	<i>Fs flow</i>	<i>Ns flow</i>	<i>Astro</i>
Материал	$C_5O_2H_8$	CF_2	H
Z	3	6	1
A	7	17	1
B [Гс]	1.4×10^5	1.4×10^5	10^3
L [см]	0.3	0.4	10^{14}
n_e [см $^{-3}$]	4×10^{17}	2×10^{18}	10^{10}
T_e [эВ]	20	100	10^7
T_i [эВ]	20	100	10^7
V [км/с]	100	400	10^5
ρ [г/см 3]	1.6×10^{-6}	9.5×10^{-6}	1.6×10^{-14}
C_S [км/с]	43	81	6×10^4
l_{ee} [см]	6.4×10^{-4}	1.4×10^{-3}	5×10^{15}
$\tau_{col ee}$ [нс]	1×10^{-2}	1.9×10^{-2}	3.6×10^{13}
R_{Le} [см]	7.6×10^{-5}	1.7×10^{-4}	75
f_{ce} [Гц]	3.9×10^{11}	3.9×10^{11}	2.8×10^8
l_{ei} [см]	1.2×10^{-4}	9.7×10^{-4}	3×10^{14}
$\tau_{col ei}$ [нс]	1.2×10^{-2}	2.4×10^{-2}	3×10^{13}
l_{ii} [см]	6×10^{-4}	9×10^{-4}	2×10^{16}
$\tau_{col ii}$ [нс]	6×10^{-2}	2.3×10^{-2}	2×10^{15}
$R_{Li} (V_{flow})$ [см]	1.7×10^{-2}	8.5×10^{-2}	1×10^4
f_{ci} [Гц]	9.1×10^7	7.5×10^7	1.5×10^5
f_{pi} [Гц]	8.7×10^{10}	1.1×10^{12}	2×10^7
c/ω_{pi} [см]	5.5×10^{-2}	2.7×10^{-2}	2.2×10^2
η [см 2 /с]	5×10^5	4.3×10^4	8×10^{-4}
Re_M	14	370	1×10^{27}
Re	320	670	5×10^{10}
Eu	3	6.4	2.5
M_A	0.32	3.1	4.5
β	2.2×10^{-2}	4.8×10^{-1}	8
HN	8.7	0.4	10^{-12}

торможения потока магнитными полем. Корректный учет всех эффектов требует проведения 3D расчетов, учитывающих процессы нагрева лазерным излучением (в нашем случае фемтосекундным или наносекундным), а также нелокальный перенос тепла и излучения, конечную проводимость плазмы и прочие процессы. Подобные расчеты радиационным МГД кодом были выполнены для наносекундной плазмы и приведены в пункте 2.2.1, однако для фемтосекундных интенсивных импульсов такие расчеты пока не доступны. Проведенные простые оценки, однако, указывают на важные различия в режимах разлета наносекундной и фемтосекундной плазмы.

3.2.4 Холловские эффекты в потоках фемтосекундной плазмы

Можно выделить несколько возможных кандидатов на роль неустойчивости, наблюдаемой в вытянутых потоках плазмы: неустойчивость Рэлея-Тейлора (RTI) [207, 208], неустойчивость большого ларморовского радиуса (LLRI) [61, 62, 210–212] и холловская неустойчивость Рэлея-Тейлора (HRTI) [212, 215]. Неустойчивости типа нижней гибридной дрейфовой [204, 205] и электронно - ионной гибридной [206] можно исключить из рассмотрения, поскольку время роста данных неустойчивостей слишком малы и совпадают по порядку величины с $\omega_{LH}^{-1} \sim \sqrt{\frac{m_e Z}{M_i}} \Omega_{ci}^{-1} < 0.1$ нс, а длины волн оказываются на порядки меньше детектируемых в наших условиях [63]. Неустойчивость конечного ларморовского радиуса при $\lambda, L_n \leq R_{Li}$ играет важную роль в эволюции желобков неустойчивости в случае слабо столкновительной плазмы [61, 64, 65], однако в нашем случае длина свободного пробега иона l_{ii}, l_{ei} (см. Таблицу 3.2) существенно меньше, чем ларморовский радиус иона R_{Li} , и эффект незамагниченности иона незначителен для наблюдаемых условий. Поэтому в дальнейшем мы рассматриваем только RTI и HRTI неустойчивости.

Неустойчивости, подобные RTI, HRTI и LLRI, могут возникать в том случае, когда относительно границы раздела сред приложено ускорение $\mathbf{g}$, противоположенное градиенту плотности $\nabla \rho$. В наших экспериментах плазменный поток, имеющий на начальном этапе существенную плотность кинетической энергии $\frac{\rho}{2} V_d^2 \geq \frac{B^2}{8\pi}$; p , тормозится внешним магнитным полем. В системе отсчета связанной с оболочкой (фронтом) плазмы, торможение потока можно рассматривать как действие эффективного ускорения $\mathbf{g}_{eff} = -\frac{d\mathbf{V}_d}{dt}$ [215, 290], направленного всегда против градиента плотности $\nabla \rho$. Таким образом, экспериментально исследуемые условия расширения плазмы во внешнее магнитное поле являются благоприятными для развития перчисленных неустойчивостей. Получим выражение для эффективного ускорения свободного падения $\mathbf{g}_{eff}$ следуя за авторами работы [290], но модифицируя уравнение сохранения полной энергии (4) из работы [290] для сферического разлета в уравнение для квазицилиндрического разлета плазмы с углом разлета ϕ_0 :

$$\frac{1}{2} M_0 V_d^2(t) + \frac{B_0^2}{8\pi} L \frac{\phi_0 R^2(t)}{2} = \frac{1}{2} M_0 V_{d0}^2 \approx E_0 \quad (3.1)$$

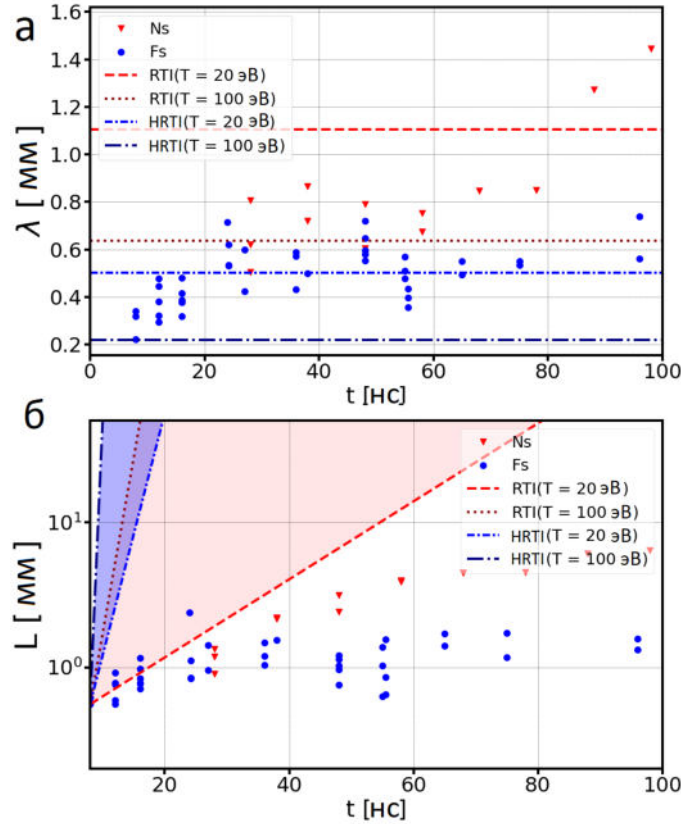


Рис. 3.13: Сравнение результатов экспериментов с линейной теорией неустойчивостей Релея - Тейлора (RTI) и неустойчивости конечного ларморовского радиуса (HRTI). (а) Средняя длина волны неустойчивости в эксперименте с вытянутыми потоками (рис. 3.12) для наносекундной (красные треугольники) и фемтосекундной (синие круги) плазмы. Горизонтальными линиями показаны длины волн, полученные в линейном приближении неустойчивости Рэлея - Тейлора (RTI) и холловской неустойчивостью Рэлея - Тейлора (HRTI) для температур 20 и 100 эВ. (б) Длины «языков» в экспериментах с вытянутыми плазменными потоками (рис. 3.12) для наносекундной (красные треугольники) и фемтосекундной (синие точки) лазерной накачки. В линейном приближении для RTI (красные прямые) и HRTI (синие прямые) построены амплитуды ($A = A_0 e^{\gamma t}$) неустойчивостей для двух характерных температур $T_1 = 20$ и $T_2 = 100$ эВ.

где справа E_0 - полная вкладываемая энергия лазером в плазму, $\frac{1}{2}M_0V_{d0}^2$ - начальная кинетическая энергия плазмы, $\frac{1}{2}M_0V_d^2(t)$ - кинетическая энергия плазмы в момент времени t , $\frac{B_0^2}{8\pi}L\frac{\phi_0R^2(t)}{2}$ - энергия магнитного поля в объеме, занятом плазмой в момент времени t , R - цилиндрический радиус занимаемой плазмы, L - ее длина вдоль цилиндрической z координаты. Выразив $V_d(t)$ и взяв производную по времени, мы получим выражение для эффективного ускорения:

$$g_{eff} = -\frac{dV_d}{dt} = \frac{B_0^2}{8\pi} \frac{\phi_0 R^2}{2} \frac{L}{M_0 R} = \frac{B_0^2}{4\pi\rho R} = \frac{V_{A0}^2}{R} \quad (3.2)$$

где V_{A0} - Альфвеновская скорость, вычисленная по внешнему невозмущенному магнитному полю и плотности плазменного потока, $R = R_b$ - радиус остановки плазмы для цилиндрического разлета [215]. Можно сделать предварительную оценку g_{eff} для наносекундного потока $g_{eff,ns} = 7.8 \times 10^{13} \text{ м/с}^2$, а в случае фемтосекундного $g_{eff,fs} = 4.7 \times 10^{14} \text{ м/с}^2$.

Согласно линейной теории, в приближении малой диссипации инкремент роста неустойчивости RTI (см. например, р. 466 работы [207]) и неустойчивости HRTI [212, 215] можно записать как $\gamma_{RTI} = (kg_{eff})^{1/2}$ и $\gamma_{HRTI} = kL_n(g_{eff}/L_n)^{1/2}$, соответственно, где L_n — масштаб градиента плотности плазмы, g_{eff} — эффективное ускорение, а k — волновое число неустойчивости. Предполагая $L_n = 0.3 \text{ мм}$ в обоих случаях, можно получить оценку инкрементов неустойчивости: $\gamma_{idealRTI,fs} = 3.1 \text{ нс}^{-1}$, $\gamma_{idealRTI,ns} = 1.3 \text{ нс}^{-1}$ и $\gamma_{idealHRTI,fs} = 7.8 \text{ нс}^{-1}$, $\gamma_{idealHRTI,ns} = 2.2 \text{ нс}^{-1}$. Заметим общую тенденцию, что из-за более низкой плотности фемтосекундной плазмы, инкременты неустойчивости в данном случае несколько раз больше, чем в случае наносекундной плазмы. Наибольшее значение инкремента при отсутствии диссипации наблюдается для HRTI в фемтосекундном случае.

Стоит заметить, что длины свободного пробега в обоих случаях для i - i , i - e столкновений порядка или меньше остальных масштабов, поэтому рассматривая линейный анализ нельзя пренебрегать диссипативными членами, которые, например, могут приводить к стабилизации коротковолновых возмущений [290]. Для учета влияния диссипативных эффектов, связанных с конечной проводимостью и изотропной вязкости, воспользуемся подходом, который применялся в пункте 2.2.1.1 и в работах [216, 291], а именно учтем диссипативные эффекты применяя дисперсионное уравнение (2.4).

Согласно экспериментальным данным линейная стадия эволюции неустойчивости происходит на временах от 5 до 15 нс. На данных временах фемтосекундную плазму можно характеризовать температурой $T_e \sim T_i \sim 20 \text{ эВ}$, а наносекундную плазму температурой $T_e \sim T_i \sim 100 \text{ эВ}$ (значения приведены в Таблице 3.2). Используя классические выражения Спитцера для проводимости плазмы (например, из [44]) и классическое выражение Брагинского для динамической вязкости ионов (например, стр. 825 [43]) можно определить, что коэффициент магнитной диффузии $D_m \approx 30 \text{ м}^2/\text{с}$ для $T1 = 20 \text{ эВ}$ и $5.4 \text{ м}^2/\text{с}$ для $T2 = 100 \text{ эВ}$, при этом коэффициент кинематической вязкости имеет значение на несколько порядков меньше и им можно прене-

бречь, как и членом $k^4 D_m \nu$ в формуле (2.4). Будем рассматривать абсолютно неустойчивые моды $\omega = i\gamma$, тогда получим выражение для инкремента:

$$\gamma \approx 0.5 \left(-k^2 D_m + \sqrt{k^4 D_m^2 + 4\gamma_{ideal}^2} \right) \quad (3.3)$$

где γ_{ideal} - инкремент без учета диссипации, отличающийся для RTI и HRTI. Диссипативный член $\gamma_{diss} = k^2 D_m$ в инкременте (3.3) имеет сравнимые значения инкрементов $\gamma_{idealRTI}$ и $\gamma_{idealHRTI}$, что свидетельствует о важнейшей роли диссипации для наблюдаемой желобковой неустойчивости. Выражение для длины волны наиболее быстро растущей моды RTI $\lambda_{RTI} = 2^{5/2} \pi g_{eff}^{-1/3} (D_m + \nu)^{2/3}$ было приведено ранее (2.6), а для HRTI оно имеет вид: $\lambda_{HRTI} = 2\pi g_{eff}^{-1/2} \frac{(D_m + \nu)}{\sqrt{L_n}}$. На рисунке 3.13 (а) точками представлена эволюция во времени усредненной по выстрелу длины волны неустойчивости наблюдаемой экспериментально при разлете (синие круги) фемтосекундных и (красные треугольники) наносекундных вытянутых потоков плазмы, представленных ранее на рис. 3.12. Горизонтальными прямыми на рисунке 3.13 (а) показаны величины наиболее быстро растущих длин волн, полученных в линейном приближении для RTI (красные) и HRTI (синие). На рисунке 3.13 (б) точками представлены усредненные по выстрелу длины желобков неустойчивости, наблюдаемой экспериментально при разлете вытянутых потоков фемтосекундной (синие круги) и наносекундной (красные треугольники) плазмы (рис. 3.12), а также предсказание формулы (3.3) линейной теории для RTI (синие прямые) и HRTI (красные прямые) для двух характерных температур 20 и 100 эВ. Графики на рис. 3.13 демонстрируют, что неустойчивость Рэлея - Тейлора лучше описывает наблюдаемые более крупные языки в наносекундном случае, а холловская неустойчивость Рэлея - Тейлора лучше согласуется с наблюдаемыми длинами волн неустойчивости в фемтосекундном случае. Расхождение эксперимента и линейной теории неустойчивостей для времен более 30 нс естественно объясняется нелинейным характером неустойчивости на более поздних временах.

Физические причины возникновения холловской неустойчивости Рэлея - Тейлора можно понять, если обратиться к теории холловской магнитной гидродинамики, то есть к приближению, в котором физическая система описывается классической магнитной гидродинамикой с добавлением в обобщенный закон Ома электрического поля, связанного с холловским эффектом $[\mathbf{j} \times \mathbf{B}]/en_e$. Данное приближение, в отличие от классической МГД, применимо к явлениям, возникающим в пространственных масштабах короче или порядка ионной инерционной длины ($L < c/\omega_{pi}$), и во временных масштабах короче или порядка ионного циклотронного периода ($\tau < f_{ci}^{-1}$) [215]. Чтобы оценить влияние холловских эффектов в наших условиях, рассмотрим уравнение индукции магнитного поля с холловскими поправками, опуская на данном этапе диссипативные члены:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot}[\mathbf{v} \times \mathbf{B}] - \text{rot} \left(\frac{[\mathbf{j} \times \mathbf{B}]}{en_e} \right) \quad (3.4)$$

где $\mathbf{v}$ - скорость потока плазмы (ионов), n_e - концентрация электронов плазмы, e - положительная постоянная (заряд электрона). Остальные уравнения МГД (1.1, 1.2 и 1.4) не требуют изменений, связанных с холловскими эффектами, поэтому не приводятся. Чтобы определить условия, в которых холловские эффекты существенно влияют на динамику, сравним последний член в уравнении (3.4) с конвективным членом, доминирующим в наших условиях ($\frac{\rho}{2}v^2 \gg p, \frac{B^2}{8\pi}$). Во-первых, воспользуемся тем, что в приближении $\beta_{e,i} \ll 1$ (см. Таблицу 3.2) холловский член можно переписать как [292]:

$$|\text{rot} \left(\frac{[\mathbf{j} \times \mathbf{B}]}{en_e} \right)| \sim \left| \frac{M_i c}{e} \text{rot} \left(\frac{d\mathbf{v}}{dt} \right) \right| \sim \omega \frac{M_i c}{e} \frac{\delta v}{\delta r}$$

где δr учитывает пространственные масштабы. Оценивая конвективный член $\sim B_0 \delta v / \delta r$, получаем, что холловские эффекты существенны для процессов с временными масштабами $\omega^{-1} \lesssim \Omega_{ci}^{-1}$. Данное условие можно интерпретировать, как влияние нескомпенсированной инерции иона при циклотронном вращении на фоне замагниченной электронной жидкости. Данное условие для исследуемой неустойчивости выражается в соотношении $\gamma \gtrsim \Omega_{ci}$, что соблюдается в наших условиях в обоих наносекундном и фемтосекундном случаях (см. Таблицу 3.2). Впрочем, как уже было замечено, в рассматриваемой плазме существенны столкновения i - i и i - e с частотами $\nu_{ii}, \nu_{ei} \gg \omega, \gamma$ (см. Таблицу 3.2), что не позволяет холловским эффектам иметь существенное влияние на динамику потока около мишени, где наблюдается наиболее плотная плазма. Однако холловские эффекты могут быть важны на переднем фронте плазменных «языков», имеющих более низкую концентрацию $< 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и резкие градиенты $L_n \lesssim l_{ii}, l_{ei}$.

Чтобы оценить влияние холловского члена на фронте плазменного потока, предположим, что $L_n = |\nabla n_e / n_e| \sim |\nabla B^2 / B^2|$. Тогда отношение холловского члена к конвективному выражается параметром [293]:

$$HN = \frac{cB}{4\pi en_e V L_n} = \frac{c/\omega_{pi}}{R_{Li}} \times \frac{c/\omega_{pi}}{L_n} \quad (3.5)$$

Данный параметр HN , таким образом, демонстрирует, что холловские эффекты существенны на фронте плазменного потока при меньшем градиенте L_n и меньшем значении плотности, что выражается в большой инерциальной длине иона c/ω_{pi} , а также при меньшей скорости, что выражается, как бы это не было парадоксально, меньшим ларморовским радиусом R_{Li} в сравнении с той же инерциальной длиной иона c/ω_{pi} . В таблице 3.2 представлено значение параметра HN для случаев наносекундной и фемтосекундной плазмы, при одинаковой в обоих случаях и консервативной оценке масштаба неоднородности $L_n = 0.3 \text{ мм}$. Оценки в Таблице 3.2 показывают, что значение HN для наносекундных потоков ниже 1, в то время как для

фемтосекундных заметно > 1 , что свидетельствует о том, что для фемтосекундных потоков холловские эффекты на фронте «языков» играют более существенную роль.

Измерение холловских токов и полей в экспериментах является крайне сложной задачей. Самые распространенные методы применяемые для диагностики магнитных и электрических полей в лазерной плазме, например, оптические диагностики (эффект Фарадея) или протонография, являются интегральными и не позволяют измерить локализованные холловские поля с нужной точностью. Методы измерения, основанные на зондах, не применимы с нашими пространственными масштабами плазмы $L < 2$ см, однако такие методы активно применяются в экспериментах с плазмой, имеющей существенно больший пространственный масштаб ($L \sim 1$ м) [255, 294, 295], но, соответственно, меньшие концентрации частиц, меньшие давления плазмы и магнитного поля. Так, подробные зондовые измерения токов при распространении плазмы поперек внешнему магнитному полю были выполнены в работах [296, 297]. В работе [298] обнаружили корреляцию между возникновением холловского азимутального магнитного поля с крупномасштабными желобками неустойчивости и коллапсом диамагнитной каверны.

Предположение о существенном влиянии холловских эффектов на динамику фронта «языков» поддерживается моделированием неустойчивости Рэлея - Тейлора с плазмой в так называемой слэб геометрии, которая эквивалентна геометрии приведенного здесь вытянутого потока, с помощью холловкой МГД и гибридными кодами [95, 96], реализующими кинетический подход для описания динамики ионов и жидкостный для электронов, а также полностью кинетическими расчетами в приближении Власова [97]. В перечисленных работах при «включении» холловских эффектов динамика плазмы модифицируется таким образом, что вместо классической неустойчивости Рэлея-Тейлора в виде «грибов» или «языков» наблюдаются закрученные «языки», топология которых удивительно совпадает с топологией «языков» фемтосекундной плазмы в нашем эксперименте. В работах продемонстрировано, что физической причиной закручивания языков в виде вихря является Холловское электрическое поле, усиленное диамагнитным током при наличии резкого градиента давления на кончике «языка», что приводит к асимметричному движению ионов на фронте потока [97]. Макроскопически данный эффект можно рассматривать как возникновение неустойчивости типа Кельвина - Гельмгольца [95–97].

3.2.5 Применение фемтосекундной плазмы для астрофизических применений

Проведенное здесь лабораторное исследование можно применить для моделирования одного из самых интересных и загадочных явлений во Вселенной – яркие и короткие вспышки в активных ядрах галактик [299, 300]. Одной из самых правдоподобных причин этих событий является взаимодействие плотных облаков или красных гигантов с джетами активных ядер галактик

[301–303]. Интересной особенностью этих мощнейших вспышек является наличие нескольких отдельных пиков, которые, скорее всего, связаны с фрагментацией взаимодействующего с джетом облака. Наблюдаемые в эксперименте с наносекундным лазерным импульсом отдельные пальцы, вызванные RPI, вероятно, и формируют эти отдельные пики на кривых блеска в ГэВ и ТэВ диапазонах. Будущие 3D MHD симуляции подобных явлений могут подтвердить это предположение.

Параметры астрофизических облаков приведены в Таблице 3.2 (*Astro*). Скейлинг астрофизической и лабораторной системы базируется на безразмерных параметрах, характеризующих эволюцию плазмы в МГД приближении: число E_ν , число Маха-Альфвена M_A и бета плазменная β [43–45]. Видно, что данные параметры для астрофизической системы совпадают с параметрами наносекундной плазмы, но заметно хуже совпадают с фемтосекундной плазмой. Кроме того, для скейлинга в МГД приближении необходимо, чтобы диссипативные эффекты и эффекты неидеальности систем были малы [43–45]. В случае астрофизической и лабораторной наносекундной плазмы диссипативные эффекты, такие как вязкость и диффузия магнитного поля, в первом приближении малы, так как $Re \gg 1$ и $Re_m \gg 1$. В фемтосекундной плазме вязкостью можно пренебречь, однако магнитная диффузия может существенно влиять на динамику плазмы ($Re_m \sim 10$). Также эффекты неидеальности связанные с холловским эффектом абсолютно не существенны для астрофизических объектов с большим пространственными масштабами L , поскольку $HN \ll 1$. Поэтому наносекундные плазменные потоки, такие как в наших экспериментах, более предпочтительны, по сравнению с фемтосекундными, для применения в лабораторном моделировании астрофизических объектов и активно применялись нами в прошлой Главе 2 для моделирования аккреции и коллимации джетов в молодых звездах.

3.3 Динамика и взаимодействие встречных плазменных потоков

Встречные плазменные потоки наблюдаются в астрофизических объектах и, в некоторых случаях, приводят к образованию сильно неоднородных неравновесных плазменных структур. Хорошо известные примеры включают взаимодействие солнечного ветра с планетарными магнитосферами, сталкивающиеся звездные ветры [125, 126, 304, 305], остатки сверхновых (см., например, обзор в [127]), туманности пульсаров (см., например, обзор в [128]), послесвечения гамма-всплесков [129], активные ядра галактик [130, 131], взаимодействие аккреционных потоков [306, 307]. Хотя глобальная гидродинамика этих ударных волн исследована численно, детали их микрофизики все еще остаются открытым вопросом [112]. Стоит заметить нерешенные проблемы, касающихся свойств мелкомасштабных магнитных полей (магнитных турбулентностей) и

процесса диффузионного ускорения частиц на фронте ударной волны. Недавние измерения поляризации рентгеновского излучения [132,133] дают представление о первой проблеме, тогда как вторую можно изучать только с помощью численных моделей или лабораторного моделирования. Исследование микрофизики бесстолкновительных ударных волн является сложной задачей для численного моделирования, поскольку модель должна учитывать существенно различные пространственные макро- и микро- масштабы и включать множество плазменных неустойчивостей и различных элементарных процессов. Лабораторные эксперименты с плазменными потоками дополняют численные симуляции, раскрывая детали микрофизики бесстолкновительных ударных волн.

Дополнительно заметим, что роль крупномасштабного магнитного поля в микрофизике бесстолкновительных ударных волн все еще не полностью изучена. Исследование и интерпретация результатов усложняются тем, что, помимо внешнего магнитного поля, на динамику плазменных потоков также может влиять самоиндуцированное крупномасштабное магнитное поле. Известно, что без какого-либо начального поля магнитное поле может быть сгенерировано через несколько механизмов, таких как батарея Бирмана [60, 272], МГД динамо [271, 308] и его вариации, а также в результате развития неустойчивостей вейбелевского типа в плазме [56, 73]. Встречные плазменные потоки, в которых встроено самоиндуцированное тороидальное магнитное поле, могут приводить к совершенно новым эффектам, таким как перенаправление плазменных потоков, магнитное пересоединение [169, 309] и стагнация плазмы [293, 310].

Как было продемонстрировано ранее, лазерные системы позволяют создавать потоки плазмы с довольно высокими направленными скоростями (порядка и более 100 км/с), благодаря чему ионы во встречных потоках могут быть бесстолкновительными, в то время как электроны и ионы в каждом потоке остаются столкновительными (см., например, Таблицу 3.2). Следовательно, для приближенного описания эволюции отдельных потоков плазмы может применяться гидродинамический подход, но для правильного описания взаимодействия двух потоков необходимо учитывать кинетику ионов [293].

Эксперименты, направленные на исследование квазивстречного столкновения плазменных потоков, преимущественно проводились ранее при облучении энергичными (несколько кДж) и умеренно-интенсивными $I < 10^{15}$ Вт/см² наносекундными лазерными импульсами [169, 310–313], а также на взрывных установках и установках типа z-пинч [312]. Однако эксперименты, в которых встречные плазменные потоки создаются в результате облучения твердотельных мишеней сверхмощными короткими (длительностью от нескольких десятков фс до нескольких пс) лазерными импульсами с пиковой интенсивностью более 10^{18} Вт/см², отсутствовали до настоящего времени. Такой существенно новый подход был предложен в теоретической работе [114] для генерации бесстолкновительных ударных волн.

3.3.1 Магнитная стагнация двух встречных плазменных потоков, индуцированных интенсивным лазерным излучением

В эксперименте на лазерном комплексе PEARL для генерации плазмы использовался лазерный импульс с характеристиками 10-12 Дж, длительностью 60 фс и длиной волны 910 нм. Лазерный импульс фокусировался с помощью сферического зеркала с фокусным расстоянием $F = 8$ в пятно с диаметром порядка 100 мкм. В результате на мишени достигалась интенсивность порядка 2×10^{18} Вт*см⁻². Детальное исследование топологии плазменных потоков и самогенерированных магнитных полей, индуцированных при облучении одним импульсом одной твердотельной мишени, было представлено ранее в параграфах 3.1 и 3.2.

Схема эксперимента для генерации встречных потоков плазмы представлена на рис. 3.14. Лазерный импульс с s-поляризацией (вектор $\mathbf{E}$ лежал в плоскости поверхности мишени) падал под небольшим углом к нормали мишени θ порядка 5° , взаимодействовал с пред-ионизированной предымпульсом поверхностью мишени и отражался от закритической плазмы. После отражения лазерный импульс распространялся в направлении второй мишени, расположенной на расстоянии ~ 2 мм. Обе мишени состояли из одного и того же материала - полиметилметакрилата ($\text{C}_5\text{O}_2\text{H}_8$)_n. Взаимодействие лазерного импульса со второй мишенью приводило к возникновению второго потока лазерной плазмы, который распространялся в направлении нормали ко второй мишени. Угол наклона вектора нормали второй мишени относительно нормали к первой подбирался порядка и более $\theta = 5^\circ$, таким образом обеспечивая квазивстречное столкновение двух потоков.

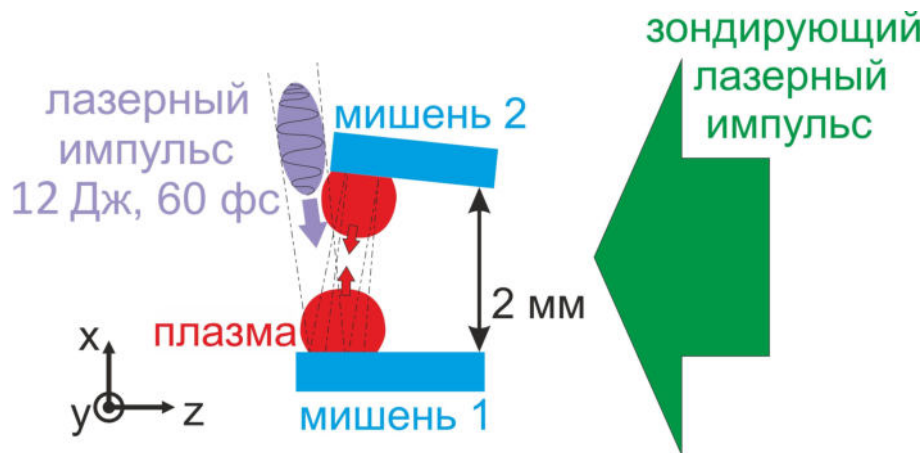


Рис. 3.14: Схема эксперимента.

Экспериментально наблюдается, что второй поток плазмы имеет сравнимые характеристики с первым потоком, например плотность, скорость разлета, температуру и интегральное число частиц. Данный эффект реализуется благодаря низкому поглощению интенсивных и коротких

лазерных импульсов при воздействии на твердотельную мишень. Прямые измерения показывают, что значительная доля 60-70 % энергии сверхмощного импульса отражается от твердотельной мишени [287, 288]. Таким образом, в нашем эксперименте на вторую мишень приходит лазерный импульс с энергией порядка $70\% \cdot 12 \text{ Дж} = 8.2 \text{ Дж}$. Релеевская длина фокусировки 10 мм существенно превышает расстояние между мишенями 2 мм, следовательно, размер лазерного пятна на второй мишени по порядку величины совпадает с размером пятна на первой мишени.

Свойства единственного потока лазерной плазмы подробно описывались в секции 3.1. Напомним, что в первые пикосекунды после облучения электроны плазмы обладают значительной температурой, достигающей несколько сотен кэВ (см. [47–49, 314]). При расширении плазма быстро остывает и изотропизуется, в результате через несколько наносекунд можно ожидать характерную температуру $T_e \sim T_i \sim 30 \text{ эВ}$ [47, 48]. Двумерный профиль линейной концентрации такого плазменного потока приводилась в прошлых пунктах на рис. 3.3 (б) для момента времени 8 нс после облучения. На рис. 3.3 (а) была приведена двумерная картина угла деполяризации, характеризующего структуру магнитных полей, направленных вдоль зондирующего луча. Внутри плазменного потока наблюдается мелкомасштабная структура в виде филамент, направленных по нормали к мишени. Помимо мелкомасштабной магнитной филаментации на распределении угла деполяризации (рис. 3.3 (а)) на краях потока плазмы наблюдается крупномасштабная структура, которая соответствует тороидальному фонтанному магнитному полю. В пункте 3.1.2 с помощью моделирования PIC кодом (рис. 3.7) (в, д) было продемонстрировано, что горячие электроны на пикосекундных временах генерируют крупномасштабное фонтанное магнитное поле с индукцией $\sim 500 \text{ Тл}$. Оценки, основанные на поляриметрических измерениях, показали, что фонтанное магнитное поле на наносекундных временах может достигать 30 - 50 Тл. Была предложена гипотеза, что радиальный разлет плазменного потока, сгенерированного интенсивным лазерным излучением, ограничен фонтанным магнитным полем, поэтому поток имеет коллимированную структуру, наблюдаемую на десятках наносекунд (рис. 3.3 (б)). Скорость распространения фронта потока плазмы оценивается значением 100 км/с. Основные параметры для одного потока плазмы приведены в Таблице 3.2.

Длина свободного пробега ионов $l_i(V_{flow})$ из разных потоков, высчитанная по формуле (2) из работы [124] по направленной относительной скорости $V_{flow} \sim 200 \text{ км/с}$, оказывается равной 0.49 мм и по порядку величины совпадающей с масштабом взаимодействия. При этом электронные столкновения внутри и между двух потоков являются существенными, так же как и ионные столкновения внутри любого из потоков. В таблице 3.2 представлены значения числа Рейнольдса $Re = LV/\nu$ и магнитного числа Рейнольдса $Re_M = LV/\eta$, где L — характерный пространственный масштаб, V — скорость потока, ν — кинематическая вязкость, вычисленная по формуле из работы [43] с. 825, и η — коэффициент магнитной диффузии, вычисленный по

формуле из работы [44] с. 467.

На рисунке 3.15 приведены совместно теневые снимки и двумерные профили концентрации плазмы для одного потока (а, б, в, г) и двух встречных потоков (д, е, ж, з). Профили плазмы получены для времени 1 нс (рис. 3.15 (а,д)), 4 нс (рис. 3.15 (б,е)), 8 нс (рис. 3.15 (в,ж)) и 16 - 17 нс (рис. 3.15 (г,з)) после облучения мишени. Разлет плазмы является осесимметричным, профили концентрации плазмы в плоскости (z, x) не отличаются существенно от профилей в плоскости (y, x) и поэтому не представлены. Видно, что структура потоков при встречном взаимодействии двух потоков значительно отличается от единственного потока, начиная с самых первых зарегистрированных снимков ($\tau = 1$ нс) рис. 3.15 (а) и (д). Характерный поперечный масштаб плазмы при $\tau = 1$ нс, который составлял 1 мм для одного потока, увеличился для встречных потоков до 2 мм (см. рис. 3.15 (а) и (ж) и срезы $x = 0.4$ мм на рис. 3.16 (а)). Следовательно, взаимодействие встречных плазменных потоков началось ранее чем за 1 нс после облучения. При этом измеренная концентрация плазмы в центре области взаимодействия составляет значения, ниже детектируемого порога нашего интерферометра ($N_{thd} \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Ионам, имеющим направленную скорость порядка 100 км/с, чтобы преодолеть расстояние порядка 2 мм, требуется время порядка 20 нс, а низкоэнергичные электроны не способны значительно удалиться от ионов, поэтому предполагается, что наблюдаемое на данной стадии $\tau < 1$ нс увеличение поперечного размера потоков связано с ионизацией рентгеновским излучением или горячими ($E \sim 10 - 100$ кэВ) электронами.

На следующем представленном этапе ($\tau = 4$ нс), как видно на рис. 3.15 (б) и (е), плазма обнаружена в плоскости $x = 1.1$ мм, то есть в середине области взаимодействия. Срезы плотности ($x = 1.1$ мм) и ($x = 0.4$ мм) представлены на рис. 3.16 (б), а срез $y = 0$ на панели (д). Заметно, что поперечный размер (при $x = 0.4$ мм) для встречных потоков увеличился до 3.8 мм, при этом поперечный размер единственного потока существенно не изменился и остался 1 мм.

В момент $\tau = 8$ нс (рис. 3.15 (в) и (ж)) во встречных потоках плазмы обнаружены два локальных слоя уплотнения плотности, центры которых находятся на осях $x \approx 0.6$ мм и $x \approx 1.8$ мм, соответственно. При этом в области между данными уплотнениями и мишенями наблюдается менее плотная плазма. Это демонстрирует срез $y = 1$ мм (рис. 3.16 (д)), на котором наблюдается двугорбый профиль плотности плазмы для двух потоков и экспоненциально спадающий профиль для одного потока. На срезе плотности $x = 0.6$ мм (3.16 (в)) вместо узкого максимума на оси $y=0$, наблюдается плазма с поперечным масштабом ~ 1.6 мм. Данная топология плазменных потоков свидетельствует о радиальном перенаправлении плазмы. Далее, на основе численного моделирования будет предложено, что данные уплотнения («крылья») плазмы вызваны торможением плазмы скомпрессированным и усиленным тороидальным фонтанным магнитным полем.

На дальнейшем этапе $\tau = 16-17$ нс, представленном на теневом снимке (рис. 3.15 (з)), цен-

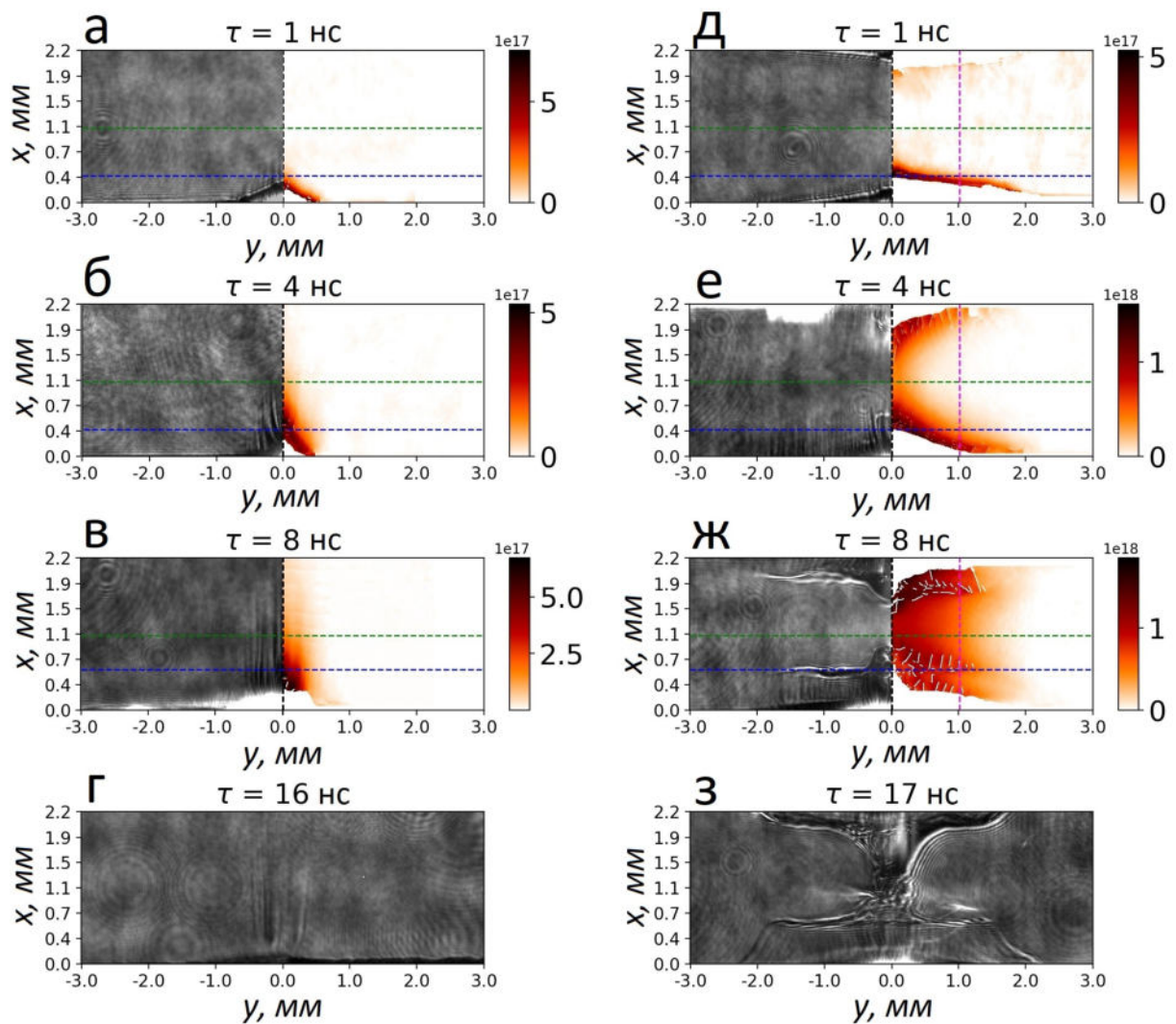


Рис. 3.15: Двумерные профили линейной плотности плазмы. На панелях (а, б, в, г) представлены снимки одного потока (вторая мишень и второй поток отсутствуют), на панелях (д, е, ж, з) встречные потоки плазмы, полученные через 1, 4, 8 и 16 (17) нс, соответственно.

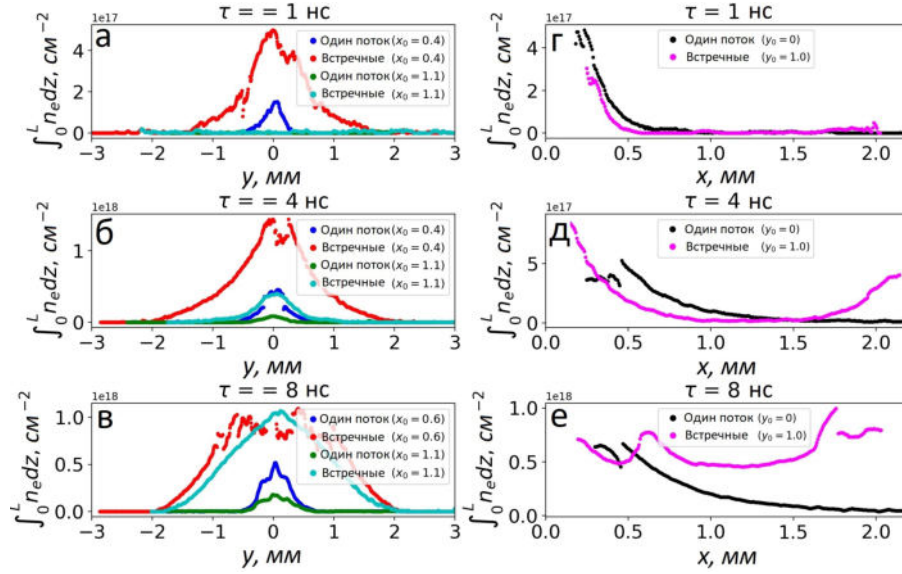


Рис. 3.16: Одномерные профили (срезы) плотности плазмы. Положение срезов в двумерных профилях отмечены пунктирными линиями на рис. 3.15.

тральные части встречных плазменных потоков сталкиваются в окрестности оси $y = 0$. При этом, на периферии $r = \sqrt{(y^2 + z^2)} > 0.5$ мм плазменные потоки останавливаются.

Чтобы объяснить природу наблюдаемого явления, далее будут представлены результаты численного моделирования плазмы с использованием гибридного (PIC - жидкость) подхода. Пространственные масштабы в моделировании несколько отличаются масштабов в эксперименте из-за ограничения вычислительных ресурсов, однако моделирование способно воспроизвести важные энергетические соотношения (температур, кинетической энергии) запасенные в плазме и самогенерированном магнитном поле.

Используется гибридный код Arbitrary Kinetic Algorithm (АКА) [315], построенный на общих и хорошо принятых принципах предыдущих кодов [316], таких, как Heckle [317], с важными особенностями, такими как оператор абляции и тензор давления электронов с шестью компонентами. В численной модели описание ионов кинетическое (PIC формализм), а электроны описываются жидкостной моделью десяти моментов: плотность (n_e , равная общей плотности ионов по квазинейтральности), массовая скорость (V_{ex} ; V_{ey} ; V_{ez}) и тензор давления электронов с шестью компонентами ($\widehat{P}_{exx}$; $\widehat{P}_{eyy}$; $\widehat{P}_{ezz}$; $\widehat{P}_{exy}$; $\widehat{P}_{eyz}$; $\widehat{P}_{ezz}$). Электромагнитные поля рассматриваются в приближении низких частот (приближение Дарвина), пренебрегая смещающим током. Обобщенный закон Ома содержит три члена: (i) $\mathbf{V}_i \times \mathbf{B}$, где $\mathbf{V}_i$ — массовая скорость ионов; (ii) $(\mathbf{J} \times \mathbf{B})/en$, эффект Холла, где $\mathbf{J}$ — полная плотность тока и равна ротору $\mathbf{B}$, этот член описывает расщепление ионов с магнитным полем; и (iii) $(\nabla \cdot \mathbf{P}_e)/en$, дивергенция тензора давления электронов, представляющая вклад электронной жидкости [318]. Столкновения ионов учитывались с использованием бинарной модели столкновений Takizuka-Abe [319].

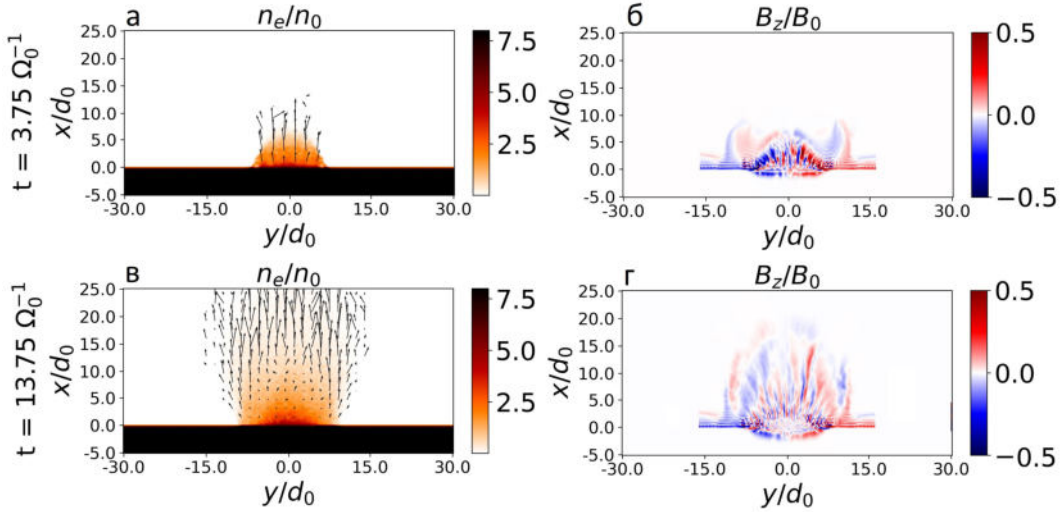


Рис. 3.17: Результаты гибридного кода AKA52 2D3V симуляций для одного потока плазмы. Панели (а) и (в) показывают двумерные профили плотности электронов плазмы в моменты времени $3.75t_0$ и $13.75t_0$ соответственно. Стрелки указывают направления движения ионов, а длина стрелок демонстрирует относительную величину скорости ионов. Панели (б) и (г) представляют двумерные профили азимутального магнитного поля (для 2D моделирования B_z) в моменты времени $3.75t_0$ и $13.75t_0$ соответственно. Пространственные масштабы нормализованы на инерционную длину ионов $d_0 = c/\omega_{pi} = 19$ мкм, магнитное поле нормализовано на $B_0 \sim 100$ Тл, плотность установлена на уровне $n_0 = 2.5 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$, а временные масштабы нормализованы на обратную циклотронную частоту ионов $t_0 = \Omega_0^{-1} = \frac{cM_i}{q_i B_0} \sim 2.3$ нс.

В модели магнитное поле и плотность нормированы на $B_0 = 65$ Тл и $n_0 = 2.5 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ соответственно, а нормировка остальных величин следует из этих. Плотность определяет инерционную длину иона, $d_0 \sim 19 \mu m$, которая определяет масштаб длины. Вычислительная область имеет двухмерную прямоугольную форму размером $(30 \times 60 \times 1d_0)$. Магнитное поле определяет временную нормализацию, так как время нормализовано на обратную ионной циклотронную частоту, Ω_0^{-1} , которая составляет ~ 2.3 нс. Скорости нормализованы на скорость Альфвена V_0 , вычисленную по нормированным величинам B_0 и n_0 . В симуляции плотность мишени была инициализирована и поддерживалась на уровне $8n_0$ (т.е. $2 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$).

Непрерывное производство плазмы в результате взаимодействия лазера с мишенью имитируется оператором абляции [320], который учитывает нагрев ионов и электронов. Оператор создания частиц поддерживает постоянную плотность мишени, имитируя резервуар для мишени с твердотельной плотностью. Данный подход является адекватным, поскольку в эксперименте мы регистрируем, что мишень после облучения является продолжительным (несколько десятков нс) источником плазмы (см. рис. 3.4). Оператор нагрева линейно нагнетает давление электронов в тонкий слой рядом с поверхностью мишени, создавая градиент давления вдоль нормали к

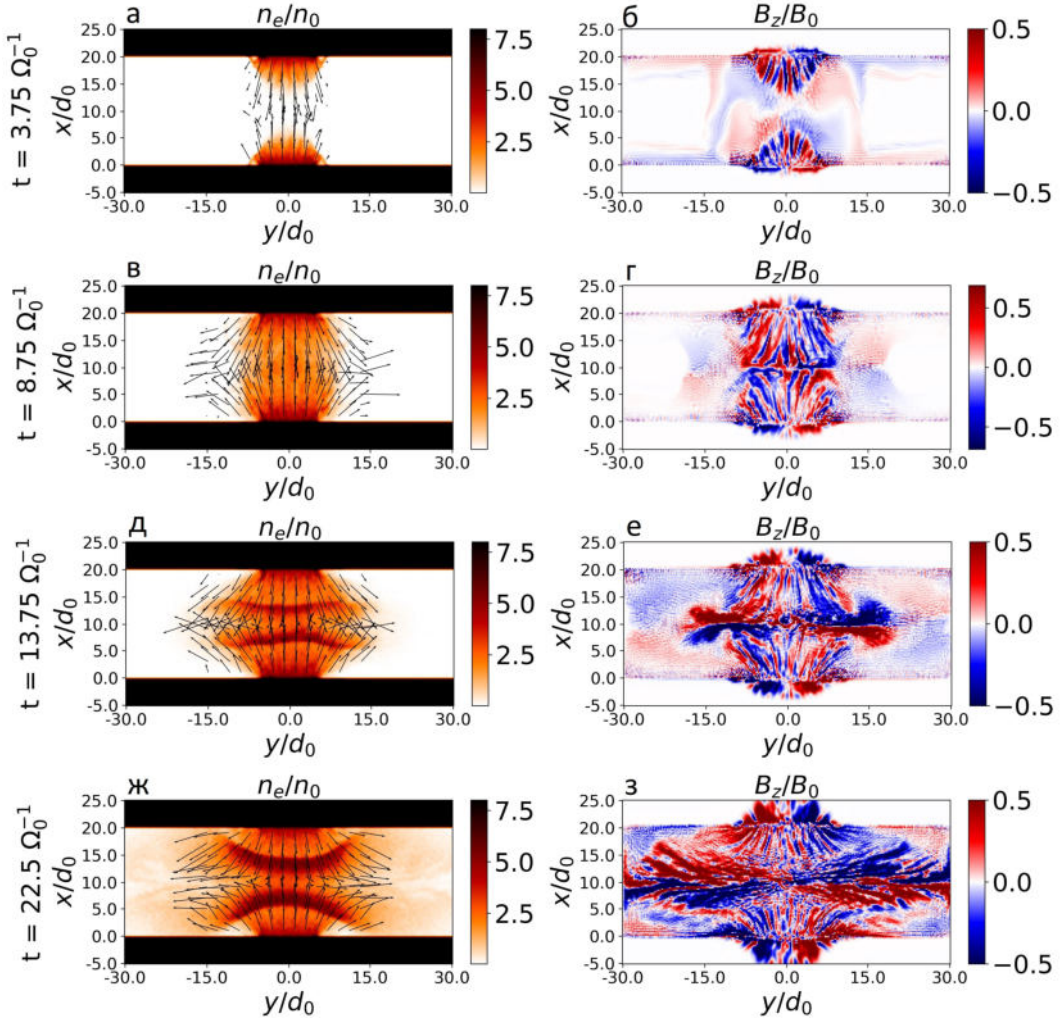


Рис. 3.18: Результаты гибридного кода AKA52 2D3V симуляций для двух встречных потоков плазмы. Панели (а, в, д, ж) показывают двумерные профили плотности электронов плазмы в моменты времени $3.75t_0$, $8.75t_0$, $13.75t_0$ и $22.5t_0$ соответственно. Стрелки указывают направления движения ионов, а длина стрелок демонстрирует относительную величину скорости ионов. Панели (б, г, е, з) представляют двумерные профили азимутального магнитного поля (для 2D моделирования B_z) в моменты времени $3.75t_0$, $8.75t_0$, $13.75t_0$ и $22.5t_0$ соответственно. Пространственные масштабы нормализованы на инерционную длину ионов $d_0 = c/\omega_{pi} = 19$ мкм, магнитное поле нормализовано на $B_0 \sim 100$ Тл, плотность установлена на уровне $n_0 = 2.5 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$, а временные масштабы нормализованы на обратную циклотронную частоту ионов $t_0 = \Omega_0^{-1} = \frac{cM_i}{q_i B_0} \sim 2.3$ нс.

поверхности мишени; это генерирует электрическое поле и ускоряет ионы, вызывая расширение плазмы. Величина оператора нагрева подстраивается для достижения желаемой температуры как для ионов, так и для электронов ($T_{spot}^{e,i} = 1T_0$, что соответствует ~ 100 эВ для выбранных параметров). Оператор абляции включен при $t\Omega_0 < 10$, после чего накачка давления отключается, и частицы загружаются с холодной температурой. Диаметр нагретой области, эмитирующей лазерное пятно, составляет $15d_0$.

Рисунки 3.17 (а, б, в, г) иллюстрируют эволюцию единственного плазменного потока. Мы наблюдаем, что моделирование неплохо воспроизводит наблюдаемую в эксперименте картину. Поток плазмы, как и наблюдаемый в эксперименте, достаточно коллимирован вдоль оси x , что, по-видимому, является результатом действия самогенерированных тороидальных магнитных полей. Также, как и в эксперименте, в плазменном потоке наблюдается филаментация магнитного поля B_z , следовательно, и токов (не показана здесь). Как выясняется, на наблюдаемое в эксперименте явление стагнации (торможения) встречных плазменных потоков данная филаментация не оказывает существенного влияния.

Рисунки 3.18 иллюстрируют эволюцию взаимодействия двух встречных плазменных потоков. Уже на первом представленной стадии $t = 3.75t_0$ (рис. 3.18 (а, б)) электронная жидкость адвектирует тороидальное магнитное поле (B_z в 2D), которое изначально было сгенерировано около мишени, в область взаимодействия потоков. В момент $t = 8.75t_0$ (рис. 3.18 (в, г)) плазма от обеих мишеней достигла центральную плоскость $x = 10d_0$ и в результате адвекции тороидальное магнитное поле скомпрессировалось и усилилось. Дальнейшее усиление поля (рис. 3.18 (е, з) для момента $t = 13.75t_0$ и $t = 22.5t_0$) приводит к перенаправлению плазмы в радиальном направлении, что демонстрируется стрелками для направления движения частиц на рис. 3.18 (д, ж). В центральной плоскости образуются токовые слои, которые поддерживают такую структуру магнитного поля (не показано). Как и в эксперименте наблюдаются области со скачками плотности (рис. 3.18 (д, ж)), а структура плазмы в моделировании совпадает со структурой, наблюдаемой в эксперименте (рис. 3.15 (ж)).

Результаты численного моделирования эксперимента демонстрируют, что самогенерированное тороидальное магнитное поле является важнейшим компонентом взаимодействия встречных плазменных потоков. В гибридных численных расчетах магнитное поле генерируется электронной жидкостью по механизму Бирманновской батареи $\sim [\nabla T_e \times \nabla n_e]$ [60, 272]. Наибольшие градиенты температуры и концентрации существуют в области генерации плазмы, следовательно, магнитное поле преимущественно генерируется в окрестности мишени и адвектируется плазмой в область взаимодействия встречных потоков. Числа Рейнольдса $Re = LV/\nu$ и магнитного числа Рейнольдса $Re_M = LV/\eta$, посчитанные для экспериментальных параметров, заметно превышают единицу (см. Таблицу 3.2), что свидетельствует о существенной замороженности магнитного поля в плазменный поток.

Феноменологическая теоретическая модель адвекции Бирманновского магнитного поля двумя встречными потоками плазмы была предложена в работе [293]. В работе [311] с помощью данной модели пытались объяснить экспериментально наблюдаемые каустики на снимках протонной радиографии. Утверждается, что данные каустики могут возникать из-за перенаправления диагностирующих протонов тороидальными магнитными полями с индукции порядка 10 Тл, адвектированными в область взаимодействия встречными потоками. Однако стагнации плазмы, предложенной в теоретической модели, то есть ее торможения и перенаправления в радиальном направлении в экспериментах не наблюдалось, как отмечают авторы экспериментальной работы [311], из-за слабой замагниченности ионов сверх-скоростной (1000 км/с) лазерной плазмы, сгенерированной энергичными (несколько кДж) наносекундными лазерными пучками.

В нашем же случае поток плазмы имеет более низкую скорость порядка 100 км/с. Простые оценки показывают, что магнитное поле, способное повлиять на направленное движение плазмы ($B^2/8\pi \sim \rho V^2$) должно иметь величину порядка 20 - 30 Тл. Предполагается, что крупномасштабное фонтанное магнитное поле такого уровня существует при облучении одной мишени одним сверхмощным лазерным импульсом (рис. 3.3(а)). Также оно наблюдается в моделировании в узкой области при взаимодействии встречных потоков. Моделирование показывает, что бирманновского магнитного поля, которое было сгенерировано в окрестности мишени и в последствии адвектировано и усиленно в области взаимодействия достаточно, чтобы перенаправить плазму. Моделирование демонстрирует усиление магнитного поля в центральной области более чем в 6 раз относительно поля наблюдаемого при разлете единственного потока, что хорошо согласуется с аналитической моделью, представленной в [293]. При этом заметим, что полная энергетика магнитного поля в моделировании во всей области плазмы существенно ниже, чем кинетическая и тепловая энергия плазменных потоков. Таким образом, эффект торможения и перенаправления плазменных потоков основан на перераспределении плотности энергии магнитного поля в тонкий слой, в котором магнитное поле усиливается и компрессируется двумя встречными потоками.

Как обсуждалось в пункте 3.2.2, фонтанные магнитные поля, которые генерируются при облучении сверхмощными лазерными импульсами [53–55], могут существенно превосходить бирманновские магнитные поля, которые учитываются в моделировании гибридным кодом АКА. При этом заметим, что тороидальная топология таких полей качественно совпадает, поэтому учет более сильных фонтанных полей в моделировании безусловно не нарушит наблюдаемый эффект, а приведет к более значительной и быстрой стагнации плазмы. Предполагается, что это и является причиной некоторого отличия расстояния между уплотнениями при стагнации в эксперименте и в моделировании. Учесть фонтанирующее магнитное поле в численном моделировании гибридным кодом пока не представляется возможным. Определить влияние фонтанного магнитного поля на стагнацию принципиально возможно с помощью PIC моделирования,

однако это потребует значительно больших вычислительных ресурсов.

3.4 Заключение к главе 3

Экспериментально наблюдается долгоживущая (до 25 нс) магнитостатическая филаментация в плазменном потоке, сгенерированном при облучении твердотельной мишени лазерным импульсом с интенсивностью $I \sim 10^{18}$ Вт/см². Результаты моделирования эксперимента демонстрируют, что горячие электроны, ускоренные лазерным импульсом, способны генерировать филаментационную вейбелевскую неустойчивость на пикосекундных временных масштабах, причём пространственные масштабы возникающих неоднородностей (порядка нескольких десятков микрометров) хорошо согласуются с масштабами экспериментально наблюдаемых филаментов. Продemonстрировано, что внешнее магнитное поле 18 Тл не приводит к полному подавлению филаментации.

В данной работе впервые представлено подробное сравнительное исследование динамики плазменных потоков, созданных сверхмощными фемтосекундными и наносекундными лазерными импульсами со схожими флюэнсами порядка 3×10^3 Дж/см². Обнаружено существенное различие динамики фемтосекундных и наносекундных потоков плазмы как в вакууме, так и во внешнем магнитном поле 14 Тл. При распространении в вакууме поток фемтосекундной плазмы распространяется в вакууме изначально коллимированным, тогда как наносекундный поток разлетается с конечным углом расходимости порядка 40°.

Описаны основные ранее не исследованные особенности динамики фемтосекундной плазмы во внешнем магнитном поле 14 Тл: квазисферическая каверна в случае фемтосекундной плазмы, в отличие от наносекундной, не образуется. Также не наблюдаются боковые желобки неустойчивости, наблюдаемые при разлете наносекундной плазмы в магнитное поле. Поток фемтосекундной плазмы сразу перенаправляется в узкий плазменный лист («язык»), распространяющийся поперек магнитного поля с постоянной скоростью.

Исследована неустойчивость плазменного потока с уникальной вытянутой геометрией во внешнем магнитном поле. Продemonстрировано, что, как и с наносекундной плазмой, поток фемтосекундной плазмы в результате взаимодействия с поперечным магнитным полем распадается на «языки» в результате развития неустойчивости Рэлея-Тейлора. Однако существенным отличием является поведение «языков» на переднем фронте взаимодействия: в фемтосекундном случае «языки» закручивается в сторону движения ионов в магнитном поле, тогда как наносекундные «языки» отклоняются случайно. Оценки указывают на то, что поведение фемтосекундных «языков» может быть следствием влияния холловских эффектов на фронте «языков» из-за их меньшей плотности и меньшей скорости ионов, по сравнению с наносекундными «языками».

Экспериментально обнаружена стагнация (торможение) и перенаправление встречных по-

токов лазерной плазмы, индуцированных короткими лазерными импульсами с интенсивностью $I \sim 10^{18}$ Вт/см². С помощью гибридного моделирования показано, что стагнация плазмы связана с адвекцией тороидального магнитного поля, сгенерированного плазмой около мишени. Адвекция магнитного поля плазмой в центральную область приводит к компрессии и усилению магнитного поля в тонкой области взаимодействия встречно-направленных потоков. Усиленное магнитное поле приводит к перенаправлению плазменного потока в радиальном направлении, что подтверждается топологией плазмы в эксперименте и в моделировании.

Заключение

В качестве заключения приводятся основные результаты работы:

1. В плазменном потоке, созданном абляцией твердотельной мишени наносекундным лазерным импульсом и расширяющемся в вакуум во внешнее поперечное магнитное поле с индукцией 14 Тл, на границе диамагнитной каверны наблюдается развитие магнитной неустойчивости Релея-Тейлора с длинами желобков, достигающими диаметра каверны.

2. В случае облучения твердотельной мишени наносекундным лазерным импульсом экспериментально обнаружено сжатие диамагнитной каверны в структуру типа тонкого плазменного листа, распространяющегося поперек внешнего магнитного поля с постоянной скоростью. С помощью численного моделирования радиационным трехмерным МГД кодом продемонстрировано, что сходящаяся двумерная магнитоплазменная структура в вершине каверны приводит к локальному увеличению динамического давления и проникновению плазмы в область магнитного поля.

3. При облучении наносекундным лазерным импульсом твердотельной мишени и последующей инжекции потока плазмы вдоль внешнего магнитного поля, направленного ортогонально плоскости мишени, на границе образованной диамагнитной каверны впервые экспериментально наблюдалось образование желобков неустойчивости Рэлея-Тейлора.

4. Выполнено лабораторное моделирование коллимации астрофизических джетов полоидальным неоднородным магнитным полем со структурой типа «песочных часов», существование которой ожидается в окрестности молодых звездных объектов. Продemonстрировано, что для формирования коллимированного джета потоку плазмы достаточно провзаимодействовать с квазиоднородным магнитным полем на пространственном масштабе порядка радиуса остановки R_b .

5. В плазменном потоке, сгенерированном при облучении твердотельной мишени фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью $I \sim 2 \times 10^{18}$ Вт/см², обнаружены ортогональные к мишени долгоживущие (до 25 нс) филаменты плотности плазмы и мелкомасштабная структура магнитного поля, связанные с развитием неустойчивости вейбелевского типа. Экспериментально продемонстрировано, что наложение внешнего поперечного магнитного поля 18 Тл не приводит к полному подавлению вейбелевской неустойчивости в плазменном потоке.

Филаментация не наблюдается только в области тонкого сжатого внешним магнитным полем плазменного листа.

6. Экспериментально обнаружено, что фемтосекундно-индуцированные плазменные потоки при разлете в вакуум являются существенно коллимированными, в отличие от расходящихся наносекундно-индуцированных потоков, имеющих угол разлета более 40° . На основе результатов численного моделирования PIC кодом предложен механизм коллимации фемтосекундно-индуцированных потоков «фонтанным» тороидальным магнитным полем, генерируемым горячими электронами.

7. При взаимодействии с поперечным магнитным полем с индукцией 14 Тл, фемтосекундно-индуцированный плазменный поток, в отличие от наносекундного потока, не образует квазисферическую диамагнитную плазменную каверну с желобками неустойчивости на границе, а сразу перенаправляется в узконаправленный плазменный лист. Обнаружен различный характер перенаправления «языков» наносекундно-индуцированной и фемтосекундно-индуцированной плазмы во внешнем магнитном поле: фемтосекундно-индуцированные «языки» систематически поворачиваются в сторону вращения ионов в магнитном поле, в то время как наносекундно-индуцированные «языки» меняют свое направление случайным образом, не зависящим от направления магнитного поля.

Литература

1. *Drake R. P.* Introduction to high-energy-density physics. — Springer, 2006.
2. *Remington B. A., Arnett D., Paul R. et al.* Modeling astrophysical phenomena in the laboratory with intense lasers // *Science*. — 1999. — Vol. 284, no. 5419. — Pp. 1488–1493.
3. *Takabe H., Kuramitsu Y.* Recent progress of laboratory astrophysics with intense lasers // *High Power Laser Science and Engineering*. — 2021. — Vol. 9. — P. e49.
4. A review of astrophysics experiments on intense lasers / B.A. Remington, R P. Drake, H. Takabe, D. Arnett // *Physics of Plasmas*. — 2000. — Vol. 7, no. 5. — Pp. 1641–1652.
5. LMJ/PETAL laser facility: Overview and opportunities for laboratory astrophysics / A Casner, T Caillaud, S Darbon et al. // *High Energy Density Physics*. — 2015. — Vol. 17. — Pp. 2–11.
6. Inferring possible magnetic field strength of accreting inflows in EXor-type objects from scaled laboratory experiments / K Burdonov, R Bonito, T Giannini et al. // *Astronomy & Astrophysics*. — 2021. — Vol. 648. — P. A81.
7. Laboratory evidence for an asymmetric accretion structure upon slanted matter impact in young stars / Burdonov, K., Revet, G., Bonito, R. et al. // *Astronomy & Astrophysics*. — 2020. — Vol. 642. — P. A38. — URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202038189>.
8. Laboratory modeling of YSO jets collimation by a large-scale divergent interstellar magnetic field / R Zemskov, K Burdonov, A Soloviev et al. // *Astronomy & Astrophysics*. — 2024. — Vol. 681. — P. A37.
9. *Kulkarni A. K., Romanova M. M.* Accretion to magnetized stars through the Rayleigh–Taylor instability: global 3D simulations // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2008. — Vol. 386, no. 2. — Pp. 673–687.
10. Magnetohydrodynamic Simulations of Disk-Magnetized Star Interactions in the Quiescent Regime: Funnel Flows and Angular Momentum Transport / M. M. Romanova, G. V. Ustyugova,

- A. V. Koldoba, R. V. E. Lovelace // *The Astrophysical Journal*. — 2002. — . — Vol. 578, no. 1. — Pp. 420–438.
11. Three-dimensional Simulations of Disk Accretion to an Inclined Dipole. I. Magnetospheric Flows at Different Θ / M. M. Romanova, G. V. Ustyugova, A. V. Koldoba et al. // *The Astrophysical Journal*. — 2003. — Vol. 595, no. 2. — Pp. 1009–1031.
 12. Particle energization in colliding subcritical collisionless shocks investigated in the laboratory / A Fazzini, W Yao, K Burdonov et al. // *Astronomy & Astrophysics*. — 2022. — Vol. 665. — P. A87.
 13. High-energy particle acceleration in the shell of a supernova remnant / FA Aharonian, AG Akhperjanian, K-M Aye et al. // *Nature*. — 2004. — Vol. 432, no. 7013. — Pp. 75–77.
 14. Extremely fast acceleration of cosmic rays in a supernova remnant / Y. Uchiyama, F. A. Aharonian, T. Tanaka et al. // *Nature*. — 2007. — Vol. 449, no. 7162. — Pp. 576–578.
 15. Kasper JC, Lazarus AJ, Gary SP. Hot solar-wind helium: Direct evidence for local heating by Alfvén-cyclotron dissipation // *Physical review letters*. — 2008. — Vol. 101, no. 26. — P. 261103.
 16. Experimental observation of Weibel instability in the astrophysically and Fast Ignition relevant plasmas induced by ultrashort 250 TW laser pulse / RS Zemskov, AV Kotov, SE Perevalov et al. // 2024 International Conference Laser Optics (ICLO) / IEEE. — 2024. — Pp. 218–218.
 17. Research in plasma physics and particle acceleration using the PEARL petawatt laser / A. A. Soloviev, K. F. Burdonov, V. N. Ginzburg et al. // *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*. — 2024. — Vol. 194, no. 3. — Pp. 313–335.
 18. Particle Acceleration in Relativistic Jets Due to Weibel Instability / K. I. Nishikawa, P. Hardee, G. Richardson et al. // *The Astrophysical Journal*. — 2003. — Vol. 595, no. 1. — Pp. 555–563.
 19. Sironi L., Spitkovsky A. Particle Acceleration in Relativistic Magnetized Collisionless Electron-Ion Shocks // *The Astrophysical Journal*. — 2011. — Vol. 726, no. 2. — P. 75.
 20. Fleishman G. D. Diffusive synchrotron radiation from relativistic shocks in gamma-ray burst sources // *The Astrophysical Journal*. — 2006. — Vol. 638, no. 1. — P. 348.
 21. Maiman T. H. Stimulated optical radiation in ruby // *Nature*. — 1960. — Vol. 187, no. 4736. — Pp. 493–494.
 22. Басов НГ, Крохин ОН. Условия разогрева плазмы излучением оптического генератора // *ЖЭТФ*. — 1964. — Vol. 46, no. 1. — Pp. 171–175.

23. *Ryzhkov S. V.* Magneto-inertial fusion and powerful plasma installations // *Applied Sciences*. — 2023. — Vol. 13, no. 11. — P. 6658.
24. *Chirkov A. Y., Ryzhkov S. V.* The plasma jet/laser driven compression of compact plasmoids to fusion conditions // *Journal of Fusion Energy*. — 2012. — Vol. 31, no. 1. — Pp. 7–12.
25. Kilotesla magnetic field due to a capacitor-coil target driven by high power laser / S. Fujioka, Z. Zhang, K. Ishihara et al. // *Scientific reports*. — 2013. — Vol. 3, no. 1. — P. 1170.
26. Fusion yield enhancement in magnetized laser-driven implosions / PY Chang, G Fiksel, M Hohenberger et al. // *Physical review letters*. — 2011. — Vol. 107, no. 3. — P. 035006.
27. Quenching of the Nonlocal Electron Heat Transport by Large External Magnetic Fields in a Laser-Produced Plasma Measured with Imaging Thomson Scattering / DH Froula, JS Ross, BB Pollock et al. // *Physical review letters*. — 2007. — Vol. 98, no. 13. — P. 135001.
28. *Ryzhkov SV, Chirkov A Yu, Ivanov AA.* Analysis of the compression and heating of magnetized plasma targets for magneto-inertial fusion // *Fusion Science and Technology*. — 2013. — Vol. 63, no. 1T. — Pp. 135–138.
29. *Ryzhkov SV.* Current state, problems, and prospects of thermonuclear facilities based on the magneto-inertial confinement of hot plasma // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. — 2014. — Vol. 78, no. 5. — Pp. 456–461.
30. *Strickland D., Mourou G.* Compression of amplified chirped optical pulses // *Optics communications*. — 1985. — Vol. 55, no. 6. — Pp. 447–449.
31. Fast ignition by intense laser-accelerated proton beams / M Roth, TE Cowan, MH Key et al. // *Physical review letters*. — 2001. — Vol. 86, no. 3. — P. 436.
32. Review of progress in fast ignition / M. Tabak, D.S. Clark, S.P. Hatchett et al. // *Physics of Plasmas*. — 2005. — Vol. 12, no. 5.
33. *Albert F., Thomas A. G.* Applications of laser wakefield accelerator-based light sources // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. — 2016. — Vol. 58, no. 10. — P. 103001.
34. Acceleration of Electrons upon Interaction of Laser Pulses with Solid Targets in the Laser Peeler Regime / S. E. Perevalov, A. V. Kotov, R. S. Zemskov et al. // *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*. — 2024. — Vol. 51, no. Suppl 4. — Pp. S305–S315.
35. Experimental study of strongly mismatched regime of laser-driven wakefield acceleration / SE Perevalov, KF Burdonov, AV Kotov et al. // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. — 2020. — Vol. 62, no. 9. — P. 094004.

36. Recent advances in ultrafast X-ray sources / R. Schoenlein, T. Elsaesser, K. Holldack et al. // *Philosophical Transactions of the Royal Society A*. — 2019. — Vol. 377, no. 2145. — P. 20180384.
37. Liao Guo-Qian, Li Yu-Tong. Review of intense terahertz radiation from relativistic laser-produced plasmas // *IEEE Transactions on Plasma Science*. — 2019. — Vol. 47, no. 6. — Pp. 3002–3008.
38. Experimental Study of Terahertz Radiation Generation in the Interaction of Ultrashort Laser Pulse with Gas Targets / RS Zemskov, SE Perevalov, AV Kotov et al. // *Radiophysics and Quantum Electronics*. — 2023. — Vol. 65, no. 12. — Pp. 877–887.
39. Chen H., Fiuza F. Perspectives on relativistic electron–positron pair plasma experiments of astrophysical relevance using high-power lasers // *Physics of Plasmas*. — 2023. — Vol. 30, no. 2.
40. Gurevich EL, Hergenröder R. Femtosecond laser-induced breakdown spectroscopy: physics, applications, and perspectives // *Applied spectroscopy*. — 2007. — Vol. 61, no. 10. — Pp. 233A–242A.
41. Singh J. P., Thakur S. N. Laser-induced breakdown spectroscopy. — Elsevier, 2020.
42. Femtosecond laser ablation: Fundamentals and applications / S. S. Harilal, J. R. Freeman, P. K Diwakar, Ahmed Hassanein // *Laser-Induced Breakdown Spectroscopy: Theory and Applications*. — Springer, 2014. — Pp. 143–166.
43. Similarity Criteria for the Laboratory Simulation of Supernova Hydrodynamics / D. Ryutov, R. P. Drake, J. Kane et al. // *The Astrophysical Journal*. — 1999. — Vol. 518, no. 2. — Pp. 821–832. — URL: <https://doi.org/10.1086/307293>.
44. Ryutov D. D., Drake R. P., Remington B. A. Criteria for Scaled Laboratory Simulations of Astrophysical MHD Phenomena // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. — 2000. — apr. — Vol. 127, no. 2. — Pp. 465–468. — URL: <https://doi.org/10.1086%2F313320>.
45. Ryutov D. D. Scaling laws for dynamical plasma phenomena // *Physics of Plasmas*. — 2018. — Vol. 25, no. 10. — P. 100501. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.5042254>.
46. Characterization of laser-ablation plasmas / S. Amoruso, R. Bruzzese, N. Spinelli, R. Velotta // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. — 1999. — Vol. 32, no. 14. — P. R131.
47. Modeling target bulk heating resulting from ultra-intense short pulse laser irradiation of solid density targets / P. Antici, L. Gremillet, T. Grismayer et al. // *Physics of Plasmas*. — 2013. — Vol. 20, no. 12.

48. Target charging in short-pulse-laser-plasma experiments / J-L Dubois, F Lubrano-Lavaderci, D Raffestin et al. // *Physical Review E*. — 2014. — Vol. 89, no. 1. — P. 013102.
49. Experimental evidence for short-pulse laser heating of solid-density target to high bulk temperatures / A Soloviev, K Burdonov, SN Chen et al. // *Scientific Reports*. — 2017. — Vol. 7, no. 1. — P. 12144.
50. *Daido H., Nishiuchi M., Pirozhkov A. S.* Review of laser-driven ion sources and their applications // *Reports on progress in physics*. — 2012. — Vol. 75, no. 5. — P. 056401.
51. Dynamics of Self-Generated, Large Amplitude Magnetic Fields Following High-Intensity Laser Matter Interaction / G. Sarri, A. Macchi, C.A. Cecchetti et al. // *Physical review letters*. — 2012. — Vol. 109, no. 20. — P. 205002.
52. Dynamics and structure of self-generated magnetics fields on solids following high contrast, high intensity laser irradiation / B. Albertazzi, S.N. Chen, P. Antici et al. // *Physics of Plasmas*. — 2015. — Vol. 22, no. 12.
53. Megagauss magnetic fields in ultra-intense laser generated dense plasmas / M. Shaikh, A. D Lad, K. Jana et al. // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. — 2016. — Vol. 59, no. 1. — P. 014007.
54. Large quasistatic magnetic fields generated by a relativistically intense laser pulse propagating in a preionized plasma / M. Borghesi, A.J. Mackinnon, R. Gaillard et al. // *Physical review letters*. — 1998. — Vol. 80, no. 23. — P. 5137.
55. Temporally and spatially resolved measurements of multi-megagauss magnetic fields in high intensity laser-produced plasmas / A. Gopal, M. Tatarakis, F.N. Beg et al. // *Physics of Plasmas*. — 2008. — Vol. 15, no. 12.
56. *Weibel E. S.* Spontaneously growing transverse waves in a plasma due to an anisotropic velocity distribution // *Physical Review Letters*. — 1959. — Vol. 2, no. 3. — P. 83.
57. Growth of concomitant laser-driven collisionless and resistive electron filamentation instabilities over large spatiotemporal scales / C Ruyer, S Bolaños, B Albertazzi et al. // *Nature Physics*. — 2020. — Vol. 16, no. 9. — Pp. 983–988.
58. *Krishnamurthy S, Makur K, Ramakrishna B.* Observation of resistive Weibel instability in intense laser plasma // *Laser and Particle Beams*. — 2020. — Vol. 38, no. 2. — Pp. 152–158.
59. Weibel-induced filamentation during an ultrafast laser-driven plasma expansion / K. Quinn, L. Romagnani, B. Ramakrishna et al. // *Physical review letters*. — 2012. — Vol. 108, no. 13. — P. 135001.

60. *Biermann L.* Über den Ursprung der Magnetfelder auf Sternen und im interstellaren Raum (miteinem Anhang von A. Schlüter) // *Zeitschrift Naturforschung Teil A.* — 1950. — Vol. 5. — P. 65.
61. Role of the Hall flute instability in the interaction of laser and space plasmas with a magnetic field / Y. Zakharov, V. Antonov, E. Boyarintsev et al. // *Plasma Physics Reports.* — 2006. — 03. — Vol. 32. — Pp. 183–204.
62. Large-Larmor-radius interchange instability / BH Ripin, EA McLean, CK Manka et al. // *Physical review letters.* — 1987. — Vol. 59, no. 20. — P. 2299.
63. Laser-produced magnetic-Rayleigh-Taylor unstable plasma slabs in a 20 T magnetic field / B. Khair, G. Revet, A. Ciardi et al. // *Physical Review Letters.* — 2019. — Vol. 123, no. 20. — P. 205001.
64. Observations and theory of the AMPTE magnetotail barium releases / PA Bernhardt, RA Roussel-Dupre, MB Pongratz et al. // *Journal of Geophysical Research: Space Physics.* — 1987. — Vol. 92, no. A6. — Pp. 5777–5794.
65. *Hassam AB, Huba JD.* Structuring of the AMPTE magnetotail barium releases // *Geophysical research letters.* — 1987. — Vol. 14, no. 1. — Pp. 60–63.
66. *Bernhardt PA.* Probing the magnetosphere using chemical releases from the Combined Release and Radiation Effects Satellite // *Physics of Fluids B: Plasma Physics.* — 1992. — Vol. 4, no. 7. — Pp. 2249–2256.
67. Effectiveness of slowing of expanding clouds of diamagnetic plasma by magnetic field (experimental) / Yu P Zakharov, AM Orishich, AG Ponomarenko, VG Posukh // *Plasma Physics Reports.* — 1986. — Vol. 12, no. 10. — Pp. 674–678.
68. New type of large-scale experiments for laboratory astrophysics with collimated jets of laser plasma in a transverse magnetic field / Y. P. Zakharov, A. G. Ponomarenko, V. A. Terekhin et al. // *Quantum Electronics.* — 2019. — Vol. 49, no. 2. — P. 181.
69. *Земсков Р.С. и Бурдонов К.Ф. и Кузьмин А.А. и др.* Лабораторное исследование неустойчивости Рэлея-Тейлора в лазерной плазме, взаимодействующей с внешним магнитным полем 14 Тл // *Известия вузов. Радиофизика.* — 2024. — Vol. 67, no. 11-12. — Pp. 1029–1037.
70. Laboratory formation of a scaled protostellar jet by coaligned poloidal magnetic field / B. Albertazzi, A. Ciardi, M. Nakatsutsumi et al. // *Science.* — 2014. — Vol. 346, no. 6207. — Pp. 325–328. — URL: <https://science.sciencemag.org/content/346/6207/325>.

71. Astrophysics of Magnetically Collimated Jets Generated from Laser-Produced Plasmas / Andrea Ciardi, T. Vinci, J Fuchs et al. // *Physical review letters*. — 2013. — 01. — Vol. 110. — P. 025002.
72. The evolution of magnetic tower jets in the laboratory / A Ciardi, SV Lebedev, A Frank et al. // *Physics of Plasmas*. — 2007. — Vol. 14, no. 5. — P. 056501.
73. Magnetic fields in the large-scale structure of the universe / D. Ryu, D.R.G. Schleicher, R. A. Treumann et al. // *Space Science Reviews*. — 2012. — Vol. 166. — Pp. 1–35.
74. Basic scalings for collisionless-shock experiments in a plasma without pre-imposed magnetic field / DD Ryutov, NL Kugland, HS Park et al. // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. — 2012. — Vol. 54, no. 10. — P. 105021.
75. Хазанов Е. А., Миронов С. Ю.ч, Муру Ж. Нелинейное сжатие сверхмощных лазерных импульсов: компрессия после компрессора // *Успехи физических наук*. — 2019. — Vol. 189, no. 11. — Pp. 1173–1200.
76. First detection of equatorial dark dust lane in a protostellar disk at submillimeter wavelength / C. Lee, Z. Li, P.T.P. Ho et al. // *Science Advances*. — 2017. — Vol. 3, no. 4. — P. e1602935.
77. Standing on the shoulder of a giant: ISAAC, Antu, and star formation / M McCaughrean, H Zinnecker, M Andersen et al. // *The Messenger (ISSN 0722-6691)*, No. 109, p. 28-36 (September 2002). — 2002. — Vol. 109. — Pp. 28–36.
78. Jet motion, internal working surfaces, and nested shells in the protostellar system HH 212 / C. Lee, N. Hirano, Q. Zhang et al. // *The Astrophysical Journal*. — 2015. — Vol. 805, no. 2. — P. 186.
79. Kulkarni A. K., Romanova M. M. Analytical hotspot shapes and magnetospheric radius from 3D simulations of magnetospheric accretion // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2013. — Vol. 433, no. 4. — Pp. 3048–3061.
80. Bally J., Reipurth B., Davis C. J. Observations of jets and outflows from young stars // *Protostars and Planets V*. — 2007. — Pp. 215–230.
81. Magnetohydrodynamic scaling: From astrophysics to the laboratory / D. Ryutov, B. Remington, H. Robey, R. P. Drake // *Physics of Plasmas*. — 2001. — 05. — Vol. 8.
82. Taylor RJ, Baker DR, Ikezi H. Observation of collisionless electrostatic shocks // *Physical Review Letters*. — 1970. — Vol. 24, no. 5. — P. 206.

83. Excitation of multiple ion-acoustic shocks / C. Chan, M. Khazei, K. E. Lonngren, Noah Hershkowitz // *The Physics of Fluids*. — 1981. — Vol. 24, no. 8. — Pp. 1452–1455.
84. Honzawa T., Nagasawa T. Effects of fast beam ions on ion-acoustic solitons and shocks excited in a double plasma device // *Physics of Plasmas*. — 1997. — Vol. 4, no. 11. — Pp. 3954–3959.
85. Isomagnetic discontinuity in a collisionless shock wave / VG Eselevich, AG Eskov, RC Kurtmullaev, AI Malyutin // *Sov. Phys. JETP*. — 1971. — Vol. 33, no. 6. — Pp. 1120–1126.
86. Бескин В. С., Крауз В. И., Ламзин С. А. Лабораторное моделирование струйных выбросов из молодых звёзд на установках с плазменным фокусом // *Успехи физических наук*. — 2023. — Vol. 193, no. 4. — Pp. 345–381.
87. Braginskii S. I. Transport Processes in Plasma // *Reviews of Plasma Physics*. — 1965. — Vol. 1. — P. 205.
88. Detailed Characterization of Laser-Produced Astrophysically-Relevant Jets Formed via a Poloidal Magnetic Nozzle / D.P. Higginson, G. Revet, B. Khiair et al. // *High Energy Density Physics*. — 2017. — 02. — Vol. 23.
89. Schleuning DA. Far-infrared and submillimeter polarization of OMC-1: evidence for magnetically regulated star formation // *The Astrophysical Journal*. — 1998. — Vol. 493, no. 2. — P. 811.
90. Girart J. M., Crutcher R. M., Rao R. Detection of polarized CO emission from the molecular outflow in NGC 1333 IRAS 4A // *The Astrophysical Journal Letters*. — 1999. — Vol. 525, no. 2. — P. L109.
91. Interferometric mapping of magnetic fields in star-forming regions. II. NGC 2024 FIR 5 / S. Lai, R. M Crutcher, J. M Girart, R. Rao // *The Astrophysical Journal*. — 2002. — Vol. 566, no. 2. — P. 925.
92. Girart J. M., Rao R., Marrone D. P. Magnetic fields in the formation of sun-like stars // *Science*. — 2006. — Vol. 313, no. 5788. — Pp. 812–814.
93. Highly ordered and pinched magnetic fields in the class 0 protobinary system L1448 IRS 2 / W. Kwon, I. W. Stephens, J. J. Tobin et al. // *The Astrophysical Journal*. — 2019. — Vol. 879, no. 1. — P. 25.
94. Understanding the origin of the magnetic field morphology in the wide-binary protostellar system BHR 71 / C.L.H. Hull, Valentin J.M. Le G., J. M. Girart et al. // *The Astrophysical Journal*. — 2020. — Vol. 892, no. 2. — P. 152.

95. *Winske D.* Regimes of the magnetized Rayleigh–Taylor instability // *Physics of Plasmas*. — 1996. — Vol. 3, no. 11. — Pp. 3966–3974.
96. *Huba JD, Winske D.* Rayleigh–Taylor instability: Comparison of hybrid and nonideal magnetohydrodynamic simulations // *Physics of Plasmas*. — 1998. — Vol. 5, no. 6. — Pp. 2305–2316.
97. *Umeda T., Wada Y.* Non-MHD effects in the nonlinear development of the MHD-scale Rayleigh–Taylor instability // *Physics of Plasmas*. — 2017. — Vol. 24, no. 7.
98. *Hartmann L., Herczeg G., Calvet N.* Accretion onto pre-main-sequence stars // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. — 2016. — Vol. 54, no. 1. — Pp. 135–180.
99. *Wesson P.* Fundamental Unsolved Problems in Astrophysics // *Space Science Reviews*. — 2001. — 01. — Vol. 98. — Pp. 329–342.
100. *Uzdensky D., Rightley S.* Plasma Physics of Extreme Astrophysical Environments // *Reports on progress in physics. Physical Society (Great Britain)*. — 2014. — 03. — Vol. 77. — P. 036902.
101. Activity on the classical T Tauri star BP Tauri. / E. Gullbring, H. Barwig, P. S. Chen et al. // *Astronomy Astrophysics*. — 1996. — . — Vol. 307. — Pp. 791–802.
102. *Safier P. N.* A Critique of Current Magnetic-Accretion Models for Classical T Tauri Stars // *The Astrophysical Journal*. — 1998. — . — Vol. 494, no. 1. — Pp. 336–341.
103. Magnetospheric accretion-ejection processes in the classical T Tauri star AA Tauri / J. Bouvier, S. H. P. Alencar, T. Bouvier et al. // *Astronomy Astrophysics*. — 2007. — . — Vol. 463, no. 3. — Pp. 1017–1028.
104. Episodic Accretion in Young Stars / M. Audard, P. Ábrahám, M. M. Dunham et al. // *Protostars and Planets VI*. — 2014. — P. 387.
105. *Blinova A. A., Romanova M. M., Lovelace R. V. E.* Boundary between stable and unstable regimes of accretion. Ordered and chaotic unstable regimes // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2016. — . — Vol. 459, no. 3. — Pp. 2354–2369.
106. Non-stationary dynamo and magnetospheric accretion processes of the classical T Tauri star V2129 Oph / J.-F. Donati, J. Bouvier, F. M. Walter et al. // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2011. — 04. — Vol. 412, no. 4. — Pp. 2454–2468.
107. *Fender R., Gallo E.* An overview of jets and outflows in stellar mass black holes // *The Physics of Accretion onto Black Holes*. — 2015. — Pp. 323–337.

108. *Blandford R., Meier D., Readhead A.* Relativistic jets from active galactic nuclei // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. — 2019. — Vol. 57, no. 1. — Pp. 467–509.
109. *Anglada G., Rodríguez L. F., Carrasco-González C.* Radio jets from young stellar objects // *The Astronomy and Astrophysics Review*. — 2018. — Vol. 26, no. 1. — P. 3.
110. *Papaloizou JCB, Lin DNC.* Theory of accretion disks I: Angular momentum transport processes // *Annual review of astronomy and astrophysics*. — 1995. — Vol. 33, no. 1. — Pp. 505–540.
111. *Balogh A., Treumann R. A.* Physics of collisionless shocks: space plasma shock waves. — Springer Science & Business Media, 2013.
112. The microphysics of collisionless shock waves / A. Marcowith, A. Bret, A. Bykov et al. // *Reports on Progress in Physics*. — 2016. — Vol. 79, no. 4. — P. 046901.
113. *Kocharovskiy V. V., Nechaev A. A., Garasev M. A.* Electron Weibel instability and quasi-magnetostatic structures in an expanding collisionless plasma // *Reviews of Modern Plasma Physics*. — 2024. — Vol. 8, no. 1. — P. 17.
114. Weibel-instability-mediated collisionless shocks in the laboratory with ultraintense lasers / Frederico Fiúza, RA Fonseca, John Tonge et al. // *Physical Review Letters*. — 2012. — Vol. 108, no. 23. — P. 235004.
115. Observation of magnetic field generation via the Weibel instability in interpenetrating plasma flows / CM Huntington, F Fiuza, JS Ross et al. // *Nature Physics*. — 2015. — Vol. 11, no. 2. — Pp. 173–176.
116. Filamentation instability of counterstreaming laser-driven plasmas / Will Fox, G Fiksel, Amitava Bhattacharjee et al. // *Physical review letters*. — 2013. — Vol. 111, no. 22. — P. 225002.
117. Direct observation of turbulent magnetic fields in hot, dense laser produced plasmas / S. Mondal, V. Narayanan, W. J. Ding et al. // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. — 2012. — Vol. 109, no. 21. — Pp. 8011–8015.
118. Role of magnetic field evolution on filamentary structure formation in intense laser–foil interactions / M King, NMH Butler, R Wilson et al. // *High Power Laser Science and Engineering*. — 2019. — Vol. 7. — P. e14.
119. Self-organized kilotesla magnetic-tube array in an expanding spherical plasma irradiated by kHz femtosecond laser pulses / S. Zhou, Y. Bai, Y. Tian et al. // *Physical review letters*. — 2018. — Vol. 121, no. 25. — P. 255002.

120. Measuring E and B fields in laser-produced plasmas with monoenergetic proton radiography / CK Li, FH Séguin, JA Frenje et al. // *Physical review letters*. — 2006. — Vol. 97, no. 13. — P. 135003.
121. Laboratory evidence for proton energization by collisionless shock surfing / W Yao, A Fazzini, SN Chen et al. // *Nature Physics*. — 2021. — Vol. 17, no. 10. — Pp. 1177–1182.
122. Detailed characterization of a laboratory magnetized supercritical collisionless shock and of the associated proton energization / W Yao, A Fazzini, SN Chen et al. // *Matter and Radiation at Extremes*. — 2022. — Vol. 7, no. 1.
123. High-Mach number, laser-driven magnetized collisionless shocks / Derek B Schaeffer, W Fox, D Haberberger et al. // *Physics of Plasmas*. — 2017. — Vol. 24, no. 12.
124. Studying astrophysical collisionless shocks with counterstreaming plasmas from high power lasers / Hye-Sook Park, DD Ryutov, JS Ross et al. // *High Energy Density Physics*. — 2012. — Vol. 8, no. 1. — Pp. 38–45.
125. *Eichler D., Usov V.* Particle acceleration and nonthermal radio emission in binaries of early-type stars // *Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X)*, vol. 402, no. 1, p. 271–279. — 1993. — Vol. 402. — Pp. 271–279.
126. *Reimer A., Pohl M., Reimer O.* Nonthermal high-energy emission from colliding winds of massive stars // *The Astrophysical Journal*. — 2006. — Vol. 644, no. 2. — P. 1118.
127. *Vink J.* Supernova remnants: the X-ray perspective // *The Astronomy and Astrophysics Review*. — 2012. — Vol. 20. — Pp. 1–120.
128. Pulsar-wind nebulae: Recent progress in observations and theory / O. Kargaltsev, B. Cerutti, Y. Lyubarsky, E. Striani // *Space Science Reviews*. — 2015. — Vol. 191. — Pp. 391–439.
129. *Miceli D., Nava L.* Gamma-ray bursts afterglow physics and the VHE domain // *Galaxies*. — 2022. — Vol. 10, no. 3. — P. 66.
130. *Wilson AS, Young AJ, Shopbell PL.* ChandraX-Ray Observations of Pictor A: High-Energy CosmicRays in a RadioGalaxy // *The Astrophysical Journal*. — 2001. — Vol. 547, no. 2. — P. 740.
131. *Croston Judith H, Kraft RP, Hardcastle MJ.* Shock heating in the nearby radio galaxy NGC 3801 // *The Astrophysical Journal*. — 2007. — Vol. 660, no. 1. — P. 191.

132. X-Ray Polarimetry Reveals the Magnetic-field Topology on Sub-parsec Scales in Tycho's Supernova Remnant / R. Ferrazzoli, P. Slane, D. Prokhorov et al. // *The Astrophysical Journal*. — 2023. — Vol. 945, no. 1. — P. 52.
133. Evidence for a shock-compressed magnetic field in the northwestern rim of Vela Jr. from X-ray polarimetry / D. A. Prokhorov, Y. Yang, R. Ferrazzoli et al. // *Astronomy & Astrophysics*. — 2024. — Vol. 692. — P. A59.
134. *Ryutov DD, Remington BA*. Scaling Laws for Collisionless Laser-Plasma Interactions of Relevance to Laboratory Astrophysics // *Astrophysics and Space Science*. — 2007. — Vol. 307. — Pp. 291–296.
135. *Ryutov DD, Remington BA*. Similarity laws for collisionless interaction of superstrong electromagnetic fields with a plasma // *Plasma physics and controlled fusion*. — 2006. — Vol. 48, no. 3. — P. L23.
136. *Gordienko S, Pukhov A*. Scalings for ultrarelativistic laser plasmas and quasimonoenergetic electrons // *Physics of Plasmas*. — 2005. — Vol. 12, no. 4.
137. The bubble regime of laser-plasma acceleration: monoenergetic electrons and the scalability / A Pukhov, S Gordienko, S Kiselev, I Kostyukov // *Plasma physics and controlled fusion*. — 2004. — Vol. 46, no. 12B. — P. B179.
138. *Egeland A*. Kristian Birkeland: The first space scientist // *Journal of atmospheric and solar-terrestrial physics*. — 2009. — Vol. 71, no. 17-18. — Pp. 1749–1755.
139. Experimental generation of plasma Alfvén waves / T.K. Allen, W. R. Baker, R. V. Pyle, J. M. Wilcox // *Physical review letters*. — 1959. — Vol. 2, no. 9. — P. 383.
140. *Jephcott DF, Stocker PM*. Hydromagnetic waves in a cylindrical plasma: an experiment // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1962. — Vol. 13, no. 4. — Pp. 587–596.
141. *Amagishi Y*. Experimental evidence of MHD surface waves // *Physical review letters*. — 1986. — Vol. 57, no. 22. — P. 2807.
142. Experimental observation of Alfvén wave cones / W. Gekelman, D. Leneman, J. Maggs, S. Vincena // *Physics of Plasmas*. — 1994. — Vol. 1, no. 12. — Pp. 3775–3783.
143. *Tang J. T., Luhmann N.C.* Destabilization of hydromagnetic drift-Alfvén waves in a finite pressure, collisional plasma // *The Physics of Fluids*. — 1976. — Vol. 19, no. 12. — Pp. 1935–1946.

144. *Boswell R. W.* Very efficient plasma generation by whistler waves near the lower hybrid frequency // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. — 1984. — Vol. 26, no. 10. — P. 1147.
145. Channeling of waves in the whistler frequency range within nonuniform plasma structures / TM Zaboronkova, AV Kostrov, AV Kudrin et al. // *Sov. Phys. JETP*. — 1992. — Vol. 75, no. 4. — Pp. 625–632.
146. *Bamber L. S., Cheon Y. S.* Differential price and volume reactions to accounting earnings announcements // *Accounting Review*. — 1995. — Pp. 417–441.
147. *Winckler J. R.* Controlled experiments in the earth's magnetosphere with artificial electron beams // *Reviews of modern physics*. — 1992. — Vol. 64, no. 3. — P. 859.
148. Discharge in the region around a rocket following injection of electron beams into the ionosphere / AA Galeev, EV Mishin, RZ Sagdeev et al. // *Soviet Physics Doklady*. — Vol. 21. — 1976. — P. 641.
149. Absolute instability of the Bernstein wave in a beam-plasma system / T. Idehara, M. Takeda, N. Miyama, Y. Ishida // *Journal of the Physical Society of Japan*. — 1975. — Vol. 39, no. 1. — Pp. 213–220.
150. *Whelan DA, Stenzel RL.* Electromagnetic radiation and nonlinear energy flow in an electron beam-plasma system // *The Physics of fluids*. — 1985. — Vol. 28, no. 3. — Pp. 958–970.
151. *Filipov NV, Filipova TI, Vinogradov VP.* High-Temperature Dense Plasma in the Region of the Noncylindrical Z-Pinch;[in Russian] Nucl // *Fusion Suppl*. — 1962. — Vol. 2. — P. 577.
152. Магнитозондовые исследования токовой оболочки на установке ПФ-3 / ВИ Крауз, КН Митрофанов, ВВ Мялтон et al. // *Физика плазмы*. — 2010. — Vol. 36, no. 11. — Pp. 997–1012.
153. Adaptation of plasma focus type facilities for laboratory simulation of astrophysical jets / V Krauz, V Myalton, V Vinogradov et al. // *EPS Conf. Plasma Phys*. — Vol. 39. — 2015. — P. P4.
154. Моделирование нерелятивистских струйных выбросов в лабораторных исследованиях / ВС Бескин, ЯН Истомин, АМ Киселев et al. // *Известия вузов. Радиофизика*. — 2016. — Vol. 59, no. 11.
155. Propagation dynamics of successive emissions in laboratory and astrophysical jets and problem of their collimation / I Kalashnikov, P Chardonnet, V Chechetkin et al. // *Physics of Plasmas*. — 2018. — Vol. 25, no. 6.

156. Experimental evidence of existence of the axial magnetic field in a plasma focus / VI Krauz, KN Mitrofanov, M Scholz et al. // *Europhysics Letters*. — 2012. — Vol. 98, no. 4. — P. 45001.
157. Бескин ВС, Калашников ИЮ. Внутренняя структура струйных выбросов из молодых звезд, моделируемых на установках плазменного фокуса // *Письма в астрономический журнал*. — 2020. — Vol. 46, no. 7. — Pp. 494–504.
158. Лабораторное моделирование вращения джетов из молодых звездных объектов при исследовании азимутальной структуры осевого струйного выброса на установке ПФ-3 / ВИ Крауз, КН Митрофанов, АМ Харрасов et al. // *Астрономический журнал*. — 2021. — Vol. 98, no. 1. — Pp. 29–49.
159. Suprathermal ions upstream from interplanetary shocks / JT Gosling, SJ Bame, WC Feldman et al. // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 1984. — Vol. 89, no. A7. — Pp. 5409–5418.
160. Berezhko E.G., G.F. Krymskiĭ. Acceleration of cosmic rays by shock waves // *Soviet Physics Uspekhi*. — 1988. — Vol. 31, no. 1. — P. 27.
161. Jones F. C., Ellison D. C. The plasma physics of shock acceleration // *Space Science Reviews*. — 1991. — Vol. 58, no. 1. — Pp. 259–346.
162. Evolution of ion distributions across the nearly perpendicular bow shock: Specularly and non-specularly reflected-gyrating ions / N Sckopke, G Paschmann, SJ Bame et al. // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 1983. — Vol. 88, no. A8. — Pp. 6121–6136.
163. Ikezi H. Experiments on ion-acoustic solitary waves // *Research Report: IPPJ*. — 1973.
164. Nakamura Y. Experiments on ion-acoustic solitons in plasmas invited review article // *IEEE Transactions on Plasma Science*. — 1982. — Vol. 10, no. 3. — Pp. 180–195.
165. Honzawa T., Arakawa M., Singh S. Strong interaction of solitons and their trailing oscillations with resonant beam ions // *Physics of Fluids B: Plasma Physics*. — 1992. — Vol. 4, no. 9. — Pp. 2807–2816.
166. Turcu I.C.E., Dance J.B. X-rays from laser plasmas: generation and applications. — 1998.
167. Electron temperature and soft x-ray intensity scaling in laser heavy element plasma interaction / Hiromu Kawasaki, Atsushi Sunahara, Yuta Shimada et al. // *AIP Advances*. — 2020. — Vol. 10, no. 6.

168. Laboratory formation of a scaled protostellar jet by coaligned poloidal magnetic field / B Albertazzi, A Ciardi, M Nakatsutsumi et al. // *Science*. — 2014. — Vol. 346, no. 6207. — Pp. 325–328.
169. Magnetic reconnection between colliding magnetized laser-produced plasma plumes / G Fiksel, W Fox, Amitava Bhattacharjee et al. // *Physical review letters*. — 2014. — Vol. 113, no. 10. — P. 105003.
170. Laboratory modelling of equatorial ‘tongue’ accretion channels in young stellar objects caused by the Rayleigh-Taylor instability / K Burdonov, W Yao, A Sladkov et al. // *Astronomy & Astrophysics*. — 2022. — Vol. 657. — P. A112.
171. Experimental observations of turbulent mixing due to Kelvin–Helmholtz instability on the OMEGA laser facility / VA Smalyuk, JF Hansen, OA Hurricane et al. // *Physics of Plasmas*. — 2012. — Vol. 19, no. 9.
172. Richtmyer–Meshkov-like instabilities and early-time perturbation growth in laser targets and Z-pinch loads / AL Velikovich, JP Dahlburg, AJ Schmitt et al. // *Physics of Plasmas*. — 2000. — Vol. 7, no. 5. — Pp. 1662–1671.
173. *Holec M, Nikl J, Weber S*. Nonlocal transport hydrodynamic model for laser heated plasmas // *Physics of Plasmas*. — 2018. — Vol. 25, no. 3.
174. Opacity effect on extreme ultraviolet radiation from laser-produced tin plasmas / S. Fujioka, H. Nishimura, K. Nishihara et al. // *Physical review letters*. — 2005. — Vol. 95, no. 23. — P. 235004.
175. *Fortov VE, Lomonosov IV*. Equations of state of matter at high energy densities // *Open Plasma Physics Journal*. — 2010. — Vol. 3. — Pp. 122–130.
176. Compact 0.56 Petawatt laser system based on optical parametric chirped pulse amplification in KD*P crystals / V V Lozhkarev, G I Freidman, V N Ginzburg et al. // *Laser Physics Letters*. — 2007. — jun. — Vol. 4, no. 6. — Pp. 421–427.
177. Synchronisation of a femtosecond laser and a Q-switched laser to within 50 ps / E V Katin, V V Lozhkarev, O V Palashov, E A Khazanov // *Quantum Elec. (Woodbury)*. — 2003. — Vol. 33, no. 9. — Pp. 836–840.
178. Compact 300-J/300-GW frequency-doubled neodymium glass laser—Part II: Description of laser setup / A. K. Poteomkin, E. A. Khazanov, M. A. Martyanov et al. // *IEEE journal of quantum electronics*. — 2009. — Vol. 45, no. 7. — Pp. 854–863.

179. Upgrading the front end of the petawatt-class PEARL laser facility / IB Mukhin, KA Glushkov, AA Soloviev et al. // *Applied Optics*. — 2023. — Vol. 62, no. 10. — Pp. 2554–2559.
180. *Khazanov E. A., Mironov S. Y., Mourou G.* Nonlinear compression of high-power laser pulses: compression after compressor approach // *Physics-Uspekhi*. — 2019. — Vol. 62, no. 11. — P. 1096.
181. 11 fs, 1.5 PW laser with nonlinear pulse compression / V. Ginzburg, I. Yakovlev, A. Kochetkov et al. // *Optics express*. — 2021. — Vol. 29, no. 18. — Pp. 28297–28306.
182. High-performance x-ray spectroscopic devices for plasma microsources investigations / A Ya Faenov, SA Pikuz, AI Erko et al. // *Physica Scripta*. — 1994. — Vol. 50, no. 4. — P. 333.
183. *Faenov A Ya.* X-ray spectroscopic methods for measuring the parameters of high-temperature dense plasma // *Measurement techniques*. — 1997. — Vol. 40, no. 1. — Pp. 94–100.
184. Advanced high resolution x-ray diagnostic for HEDP experiments / A Ya Faenov, TA Pikuz, P Mabey et al. // *Scientific Reports*. — 2018. — Vol. 8, no. 1. — P. 16407.
185. Diagnostics of Dense Plasma / NG Basov, Yu A Zakharenkov, AA Rupasov et al. // *Nauka, Moscow*. — 1989. — Vol. 11, no. 10. — P. 9.
186. Application of interferometric fringe evaluation software at Technical University Graz / M. Hipp, P. Reiterer, J. Woisetschlaeger et al. // *Interferometry'99: Applications* / SPIE. — Vol. 3745. — 1999. — Pp. 281–292.
187. Laboratory unraveling of matter accretion in young stars / G. Revet, S. N Chen, R. Bonito et al. // *Science advances*. — 2017. — Vol. 3, no. 11. — P. e1700982.
188. Experimental study of the interaction of a laser plasma flow with a transverse magnetic field / AA Soloviev, KF Burdonov, AV Kotov et al. // *Radiophysics and Quantum Electronics*. — 2021. — Vol. 63. — Pp. 876–886.
189. Persistence of magnetic field driven by relativistic electrons in a plasma / A. Flacco, J. Vieira, A. Lifschitz et al. // *Nature Physics*. — 2015. — Vol. 11, no. 5. — Pp. 409–413.
190. Pulsed magnetic field generation system for laser-plasma research / AG Luchinin, VA Malyshev, EA Kopelovich et al. // *Review of Scientific Instruments*. — 2021. — Vol. 92, no. 12.
191. Recalling and Updating Research on Diamagnetic Cavities: Experiments, Theory, Simulations / D. Winske, J. Huba, C. Niemann, A. Le // *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*. — 2019. — Vol. 5. — P. 51.

192. *Raizer Y. P., Allen J. E.* Gas discharge physics. — Springer, 1997. — Vol. 2.
193. *Mott N. F., Jones H.* The theory of the properties of metals and alloys. — Dover publications, 1945.
194. *Stafe M., Marcu A., Puscas N. N.* Pulsed laser ablation of solids // *Springer, Berlin.* — 2014. — Vol. 10. — Pp. 978–3.
195. *Brown M. S., Arnold C. B.* Fundamentals of laser-material interaction and application to multi-scale surface modification // *Laser precision microfabrication.* — Springer, 2010. — Pp. 91–120.
196. Diagnostics of warm dense matter by high-resolution X-ray spectroscopy of hollow ions / A Ya Faenov, I Yu Skobelev, TA Pikuz et al. // *Laser and Particle Beams.* — 2015. — Vol. 33, no. 1. — Pp. 27–39.
197. Enhanced X-ray emission arising from laser-plasma confinement by a strong transverse magnetic field / E. D. Filippov, S. S. Makarov, Konstantin F. Burdonov et al. // *Scientific Reports.* — 2021. — Vol. 11, no. 1. — P. 8180.
198. FLYCHK: Generalized population kinetics and spectral model for rapid spectroscopic analysis for all elements / H-K Chung, MH Chen, WL Morgan et al. // *High energy density physics.* — 2005. — Vol. 1, no. 1. — Pp. 3–12.
199. Physical study of laser-produced plasma in confined geometry / R. Fabbro, J. Fournier, P. Ballard et al. // *Journal of applied physics.* — 1990. — Vol. 68, no. 2. — Pp. 775–784.
200. FLASH: An Adaptive Mesh Hydrodynamics Code for Modeling Astrophysical Thermonuclear Flashes / B. Fryxell, K. Olson, P. Ricker et al. // *The Astrophysical Journal Supplement Series.* — 2000. — Vol. 131, no. 1. — P. 273.
201. *Wollaeger R. T., Van Rossum D. R.* Radiation transport for explosive outflows: opacity regrouping // *The Astrophysical Journal Supplement Series.* — 2014. — Vol. 214, no. 2. — P. 28.
202. *Chatzopoulos E., Weide K.* Gray radiation hydrodynamics with the FLASH code for astrophysical applications // *The Astrophysical Journal.* — 2019. — Vol. 876, no. 2. — P. 148.
203. *Braginskii SI.* Transport processes in a plasma // *Reviews of plasma physics.* — 1965. — Vol. 1. — P. 205.
204. *Huba JD, Gladd NT, Papadopoulos K.* The lower-hybrid-drift instability as a source of anomalous resistivity for magnetic field line reconnection // *Geophysical Research Letters.* — 1977. — Vol. 4, no. 3. — Pp. 125–128.

205. *Okada S., Sato K., Sekiguchi T.* Possibility of lower-hybrid-drift instability in laser produced plasma in a uniform magnetic field // *Journal of the Physical Society of Japan.* — 1979. — Vol. 46, no. 1. — Pp. 355–356.
206. Electron–ion hybrid instability in laser-produced plasma expansions across magnetic fields / TA Peyser, CK Manka, BH Ripin, G Ganguli // *Physics of Fluids B: Plasma Physics.* — 1992. — Vol. 4, no. 8. — Pp. 2448–2458.
207. *Chandrasekhar S.* Hydrodynamic and hydromagnetic stability. — Courier Corporation, 2013.
208. *Sharp D. H.* Tech. Rep.: : Overview of Rayleigh-taylor instability // Los Alamos National Laboratory (LANL), 1983.
209. *Huba JD.* Finite Larmor radius magnetohydrodynamics of the Rayleigh–Taylor instability // *Physics of Plasmas.* — 1996. — Vol. 3, no. 7. — Pp. 2523–2532.
210. *Winske D.* Short-wavelength modes on expanding plasma clouds // *Journal of Geophysical Research: Space Physics.* — 1988. — Vol. 93, no. A4. — Pp. 2539–2552.
211. *Zakharov Y. P.* Collisionless laboratory astrophysics with lasers // *IEEE transactions on plasma science.* — 2003. — Vol. 31, no. 6. — Pp. 1243–1251.
212. *Huba JD, Lyon JG, Hassam AB.* Theory and simulation of the Rayleigh–Taylor instability in the limit of large Larmor radius // *Physical review letters.* — 1987. — Vol. 59, no. 26. — P. 2971.
213. *Huba JD, Hassam AB, Satyanarayana P.* Nonlocal theory of the Rayleigh–Taylor instability in the limit of unmagnetized ions // *Physics of Fluids B: Plasma Physics.* — 1989. — Vol. 1, no. 4. — Pp. 931–941.
214. *Hassam AB, Huba JD.* Nonlinear evolution of the unmagnetized ion Rayleigh–Taylor instability // *Physics of Fluids B: Plasma Physics.* — 1990. — Vol. 2, no. 9. — Pp. 2001–2006.
215. *Huba JD.* Hall magnetohydrodynamics in space and laboratory plasmas // *Physics of Plasmas.* — 1995. — Vol. 2, no. 6. — Pp. 2504–2513.
216. Observation of large Larmor radius instability in laser plasma expanding into a 10 T external magnetic field / H. Tang, G. Hu, Y. Liang et al. // *Physics of Plasmas.* — 2020. — Vol. 27, no. 2.
217. *Lada C. J., Lada E. A.* Embedded clusters in molecular clouds // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics.* — 2003. — Vol. 41, no. 1. — Pp. 57–115.

218. Magnetohydrodynamic simulations of disk-magnetized star interactions in the quiescent regime: funnel flows and angular momentum transport / MM Romanova, GV Ustyugova, AV Koldoba, Richard VE Lovelace // *The Astrophysical Journal*. — 2002. — Vol. 578, no. 1. — P. 420.
219. Koenigl A. Disk accretion onto magnetic T Tauri stars // *Astrophysical Journal*. — 1991. — Vol. 370. — Pp. L39–L43.
220. Armitage P. J. Physical Processes in Protoplanetary Disks // *Saas-Fee Advanced Course*. — 2019. — . — Vol. 45. — P. 1.
221. Armitage P. J., Livio M., Pringle J. E. Episodic accretion in magnetically layered protoplanetary discs // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2001. — . — Vol. 324, no. 3. — Pp. 705–711.
222. Bell K. R., Lin D. N. C. Using FU Orionis Outbursts to Constrain Self-regulated Protostellar Disk Models // *The Astrophysical Journal*. — 1994. — . — Vol. 427. — P. 987.
223. Lasota J. The disc instability model of dwarf novae and low-mass X-ray binary transients // *New Astronomy Reviews*. — 2001. — . — Vol. 45, no. 7. — Pp. 449–508.
224. Bonnell I., Bastien P. A Binary Origin for FU Orionis Stars // *The Astrophysical Journal Letters*. — 1992. — . — Vol. 401. — P. L31.
225. Lodato G., Clarke C. J. Massive planets in FU Orionis discs: implications for thermal instability models // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2004. — . — Vol. 353, no. 3. — Pp. 841–852.
226. Nayakshin S., Lodato G. Fu Ori outbursts and the planet-disc mass exchange // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2012. — . — Vol. 426, no. 1. — Pp. 70–90.
227. Armitage P. J. Magnetic cycles and photometric variability of T Tauri stars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 1995. — . — Vol. 274, no. 4. — Pp. 1242–1248.
228. Armitage P. J. EXor Outbursts from Disk Amplification of Stellar Magnetic Cycles // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2016. — . — Vol. 833, no. 2. — P. L15.
229. An X-ray activity cycle on the young solar-like star ϵ Eridani / M. Coffaro, B. Stelzer, S. Orlando et al. // *Astronomy Astrophysics*. — 2020. — . — Vol. 636. — P. A49.
230. Direct detection of a magnetic field in the innermost regions of an accretion disk / J. Donati, F. Paletou, J. Bouvier, J. Ferreira // *nature*. — 2005. — Vol. 438, no. 7067. — Pp. 466–469.

231. Variability at the Edge: Optical near/IR Rapid-Cadence Monitoring of Newly Outbursting FU Orionis Object HBC 722 / J. D. Green, P. Robertson, G. Baek et al. // *The Astrophysical Journal*. — 2013. — Vol. 764, no. 1. — P. 22.
232. The 2015–2016 Outburst of the Classical EXor V1118 Ori / T. Giannini, S. Antonucci, D. Lorenzetti et al. // *The Astrophysical Journal*. — 2017. — apr. — Vol. 839, no. 2. — P. 112.
233. Königl A., Salmeron R., Wardle M. Wind-driving protostellar accretion discs—I. Formulation and parameter constraints // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2010. — Vol. 401, no. 1. — Pp. 479–499.
234. Ferreira J., Dougados C., Cabrit S. Which jet launching mechanism(s) in TTauri stars? // *Astronomy and Astrophysics*. — 2006. — 04. — Vol. 453.
235. Blandford R. D., Payne D. G. Hydromagnetic flows from accretion disks and the production of radio jets. // *Monthly Notices of the RAS*. — 1982. — . — Vol. 199. — Pp. 883–903.
236. Matt S., Pudritz R. Accretion-powered Stellar Winds as a Solution to the Stellar Angular Momentum Problem // *The Astrophysical Journal*. — 2005. — 10. — Vol. 632.
237. Goodson A. P., Böhm K., Winglee R. M. Jets from Accreting Magnetic Young Stellar Objects. I. Comparison of Observations and High-Resolution Simulation Results // *Astrophysical Journal*. — 1999. — . — Vol. 524, no. 1. — Pp. 142–158.
238. Ferreira J., Pelletier G., Appl S. Reconnection X-winds: spin-down of low-mass protostars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2002. — 04. — Vol. 312. — Pp. 387 – 397.
239. Ferreira J. Magnetically-driven jets from Keplerian accretion discs. // *Astronomy and Astrophysics*. — 1997. — . — Vol. 319. — Pp. 340–359.
240. Magnetocentrifugally Driven Flows from Young Stars and Disks. I. A Generalized Model / F. Shu, J. Najita, E. Ostriker et al. // *Astrophysical Journal*. — 1994. — . — Vol. 429. — P. 781.
241. Spruit HC, Foglizzo T, Stehle R. Collimation of magnetically driven jets from accretion discs // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 1997. — Vol. 288, no. 2. — Pp. 333–342.
242. Matt S., Winglee R., Böhm K. Collimation of a central wind by a disc-associated magnetic field // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2003. — Vol. 345, no. 2. — Pp. 660–670.
243. He I λ 10830 as a probe of winds in accreting young stars / S. Edwards, W. Fischer, J. Kwan et al. // *The Astrophysical Journal*. — 2003. — Vol. 599, no. 1. — P. L41.

244. Probing T Tauri accretion and outflow with 1 micron spectroscopy / S. Edwards, W. Fischer, L. Hillenbrand, J. Kwan // *The Astrophysical Journal*. — 2006. — Vol. 646, no. 1. — P. 319.
245. A hot wind from the classical T Tauri Stars: TW Hydrae and T Tauri / A.K. Dupree, N.S. Brickhouse, G. H. Smith, J. Strader // *The Astrophysical Journal*. — 2005. — Vol. 625, no. 2. — P. L131.
246. Kwan J., Edwards S., Fischer W. Modeling T Tauri winds from He I $\lambda 10830$ profiles // *The Astrophysical Journal*. — 2007. — Vol. 657, no. 2. — P. 897.
247. Matt S., Pudritz R. E. Accretion-powered stellar winds. II. Numerical solutions for stellar wind torques // *The Astrophysical Journal*. — 2008. — Vol. 678, no. 2. — P. 1109.
248. Bellan PM. Experiments relevant to astrophysical jets // *Journal of Plasma Physics*. — 2018. — Vol. 84, no. 5.
249. Moll R, Spruit HC, Obergaulinger M. Kink instabilities in jets from rotating magnetic fields // *Astronomy & Astrophysics*. — 2008. — Vol. 492, no. 3. — Pp. 621–630.
250. Moll R. Decay of the toroidal field in magnetically driven jets // *Astronomy & Astrophysics*. — 2009. — Vol. 507, no. 3. — Pp. 1203–1210.
251. Begelman M. C. Instability of toroidal magnetic field in jets and plerions // *The Astrophysical Journal*. — 1998. — Vol. 493, no. 1. — P. 291.
252. Wright GAE. Pinch instabilities in magnetic stars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 1973. — Vol. 162, no. 4. — Pp. 339–358.
253. Structure of X-ray emitting jets close to the launching site: From embedded to disk-bearing sources / S. Ustamujic, S. Orlando, R. Bonito et al. // *Astronomy & Astrophysics*. — 2018. — 03. — Vol. 615.
254. Laboratory disruption of scaled astrophysical outflows by a misaligned magnetic field / G Revet, B Khair, E Filippov et al. // *Nature communications*. — 2021. — Vol. 12, no. 1. — Pp. 1–10.
255. Features of Dynamics and Instability of Plasma Jets Expanding into an External Magnetic Field in Laboratory Experiments with Compact Coaxial Plasma Generators on a Large-Scale “Krot” Stand / SV Korobkov, AS Nikolenko, ME Gushchin et al. // *Astronomy Reports*. — 2023. — Vol. 67, no. 1. — Pp. 93–103.
256. Allen A., Shu F. H, Li Z. Collapse of magnetized singular isothermal toroids. I. The nonrotating case // *The Astrophysical Journal*. — 2003. — Vol. 599, no. 1. — P. 351.

257. *Li J., Cao X.* The large-scale magnetic field of a thin accretion disk with outflows // *The Astrophysical Journal*. — 2019. — 01. — Vol. 872, no. 2. — P. 149.
258. *Zhu Z., Stone J.* Global Evolution of an Accretion Disk with Net Vertical Field: Coronal Accretion, Flux Transport, and Disk Winds // *The Astrophysical Journal*. — 2017. — 01. — Vol. 857, no. 1. — P. 34.
259. *Jacquemin-Ide J., Lesur G., Ferreira J.* Magnetic outflows from turbulent accretion disks-I. Vertical structure and secular evolution // *Astronomy & Astrophysics*. — 2021. — Vol. 647. — P. A192.
260. *Suzuki T. K., Inutsuka S.* Solar winds driven by nonlinear low-frequency Alfvén waves from the photosphere: Parametric study for fast/slow winds and disappearance of solar winds // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 2006. — Vol. 111, no. A6.
261. *Cranmer S. R., Van Ballegoijen A. A., Edgar R. J.* Self-consistent coronal heating and solar wind acceleration from anisotropic magnetohydrodynamic turbulence // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. — 2007. — Vol. 171, no. 2. — P. 520.
262. *Pelletier G., Pudritz R. E.* Hydromagnetic disk winds in young stellar objects and active galactic nuclei // *Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X)*, vol. 394, no. 1, July 20, 1992, p. 117-138. Research supported by NATO and NSERC. — 1992. — Vol. 394. — Pp. 117–138.
263. Magnetic Fields in Stellar Jets / P. Hartigan, A. Frank, P. Varniere, E. Blackman // *The Astrophysical Journal*. — 2007. — jun. — Vol. 661, no. 2. — Pp. 910–918. — URL: <https://doi.org/10.1086/513499>.
264. *Coffey D., Bacciotti F., Podio L.* T Tauri jet physics resolved near the launching region with the Hubble space telescope // *The Astrophysical Journal*. — 2008. — Vol. 689, no. 2. — P. 1112.
265. HST FUV C iv observations of the hot DG Tauri jet / PC Schneider, J Eislöffel, M Güdel et al. // *Astronomy & Astrophysics*. — 2013. — Vol. 550. — P. L1.
266. *Günther H. M., Li Z., Schneider P. C.* Recollimation boundary layers as X-ray sources in young stellar jets // *ArXiv e-prints*. — 2014. — Sep. — Vol. 1409. — P. 787.
267. *Gonçalves J., Galli D., Girart J. M.* Modeling the magnetic field in the protostellar source NGC 1333 IRAS 4A // *Astronomy & Astrophysics*. — 2008. — Vol. 490, no. 3. — Pp. L39–L42.
268. *Kwan J., Tademaru E.* Disk winds from T Tauri stars // *The Astrophysical Journal*. — 1995. — Vol. 454. — P. 382.

269. *Jannaud T., Zanni C., Ferreira J.* Numerical simulations of MHD jets from Keplerian accretion disks. I. Recollimation shocks // . — 2023. — . — Vol. 669. — P. A159.
270. Two-component jet simulations. II. Combining analytical disk and stellar MHD outflow solutions / T. Matsakos, S. Massaglia, E. Trussoni et al. // *Astronomy and Astrophysics*. — 2009. — Jul. — Vol. 502. — P. 217–229. — ADS Bibcode: 2009AA...502..217M.
271. *Grasso D., Rubinstein H. R.* Magnetic fields in the early universe // *Physics Reports*. — 2001. — Vol. 348, no. 3. — Pp. 163–266.
272. *Doi K., Susa H.* Generation of a Seed Magnetic Field around First Stars: The Biermann Battery Effect // *The Astrophysical Journal*. — 2011. — Vol. 741, no. 2. — P. 93.
273. Beam-Weibel filamentation instability in near-term and fast-ignition experiments / J. M. Hill, M. H. Key, S. P. Hatchett, R. R. Freeman // *Physics of plasmas*. — 2005. — Vol. 12, no. 8.
274. Global simulation for laser-driven MeV electrons in fast ignition / C. Ren, M. Tzoufras, F. S Tsung et al. // *Physical review letters*. — 2004. — Vol. 93, no. 18. — P. 185004.
275. *Honrubia J. J., Meyer-ter Vehn J.* Fast ignition of fusion targets by laser-driven electrons // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. — 2008. — Vol. 51, no. 1. — P. 014008.
276. Magnetic turbulence in a table-top laser-plasma relevant to astrophysical scenarios / G. Chatterjee, K. M Schoeffler, Prashant Kumar S. et al. // *Nature communications*. — 2017. — Vol. 8, no. 1. — P. 15970.
277. Generation of fast charged particles and superstrong magnetic fields in the interaction of ultra-short high-intensity laser pulses with solid targets / V. S. Belyaev, V. P. Krainov, V. S. Lisitsa, A. P. Matafonov // *Physics-Uspekhi*. — 2008. — Vol. 51, no. 8. — P. 793.
278. *Samir U., Wright Jr K. H., Stone N. H.* The expansion of a plasma into a vacuum: Basic phenomena and processes and applications to space plasma physics // *Reviews of Geophysics*. — 1983. — Vol. 21, no. 7. — Pp. 1631–1646.
279. Smilei: A collaborative, open-source, multi-purpose particle-in-cell code for plasma simulation / J. Derouillat, A. Beck, F. Pérez et al. // *Computer Physics Communications*. — 2018. — Vol. 222. — Pp. 351–373.
280. Hot-electron temperature and laser-light absorption in fast ignition / MG Haines, MS Wei, FN Beg, RB Stephens // *Physical Review Letters*. — 2009. — Vol. 102, no. 4. — P. 045008.

281. Experimental evidence for short-pulse laser heating of solid-density target to high bulk temperatures / A. Soloviev, K. Burdonov, S. N. Chen et al. // *Scientific Reports*. — 2017. — Sep. — Vol. 7, no. 1. — P. 12144. — URL: <https://doi.org/10.1038/s41598-017-11675-2>.
282. Multiscale magnetic field structures in an expanding elongated plasma cloud with hot electrons subject to an external magnetic field / MA Garasev, AA Nechaev, AN Stepanov et al. // *Journal of Plasma Physics*. — 2022. — Vol. 88, no. 3. — P. 175880301.
283. Measurements of ultrastrong magnetic fields during relativistic laser-plasma interactions / M Tatarakis, A Gopal, I Watts et al. // *Physics of Plasmas*. — 2002. — Vol. 9, no. 5. — Pp. 2244–2250.
284. Measuring huge magnetic fields / M Tatarakis, I Watts, FN Beg et al. // *Nature*. — 2002. — Vol. 415, no. 6869. — Pp. 280–280.
285. *Willi O, Rumsby PT, Duncan C.* Megagauss magnetic fields on laser irradiated spherical targets // *Optics Communications*. — 1981. — Vol. 37, no. 1. — Pp. 40–44.
286. Magnetic field measurements in laser-produced plasmas via proton deflectometry / C.A. Cecchetti, M. Borghesi, J. Fuchs et al. // *Physics of Plasmas*. — 2009. — Vol. 16, no. 4.
287. Absorption of ultrashort laser pulses by solid targets heated rapidly to temperatures 1–1000 eV / DF Price, RM More, RS Walling et al. // *Physical review letters*. — 1995. — Vol. 75, no. 2. — P. 252.
288. Simulations of electron transport for fast ignition using LSP / RPJ Town, C Chen, LA Cottrill et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2005. — Vol. 544, no. 1-2. — Pp. 61–66.
289. *Richardson A. S.* 2019 NRL plasma formulary. — Naval Research Laboratory Washington, DC, 2019.
290. *Huba JD, Hassam AB, Winske D.* Stability of sub-Alfvénic plasma expansions // *Physics of Fluids B: Plasma Physics*. — 1990. — Vol. 2, no. 7. — Pp. 1676–1697.
291. *Zhu P., Sovinec C.R., Hegna C.C.* The formation of blobs from a pure interchange process // *Physics of Plasmas*. — 2015. — Vol. 22, no. 2.
292. *Hassam A.B., Huba J.D.* Magnetohydrodynamic equations for systems with large Larmor radius // *The Physics of fluids*. — 1988. — Vol. 31, no. 2. — Pp. 318–325.

293. Magnetic field advection in two interpenetrating plasma streams / DD Ryutov, NL Kugland, MC Levy et al. // *Physics of Plasmas*. — 2013. — Vol. 20, no. 3.
294. Laboratory simulation of the dynamics of a dense plasma cloud expanding in a magnetized background plasma on a Krot large-scale device / M. E. Gushchin, S. V. Korobkov, V. A. Terekhin et al. // *JETP Letters*. — 2018. — Vol. 108. — Pp. 391–395.
295. Dynamics of a Plasma Cloud Generated by a Compact Coaxial Gun upon Expansion into Vacuum and Large-Volume Background Plasma in an External Magnetic Field / AS Nikolenko, ME Gushchin, SV Korobkov et al. // *Plasma Physics Reports*. — 2023. — Vol. 49, no. 11. — Pp. 1284–1299.
296. Collette A., Gekelman W. Structure of an exploding laser-produced plasma // *Physical review letters*. — 2010. — Vol. 105, no. 19. — P. 195003.
297. Collette A., Gekelman W. Structure of an exploding laser-produced plasma // *Physics of Plasmas*. — 2011. — Vol. 18, no. 5.
298. Hall Effects and Diamagnetic Cavity Collapse during a Laser Plasma Cloud Expansion into a Vacuum Magnetic Field / AA Chibrarov, IF Shaikhislamov, AG Berezutskiy et al. // *Astronomy Reports*. — 2024. — Vol. 68, no. 4. — Pp. 418–428.
299. VERITAS Observations of Day-scale Flaring of M 87 in 2010 April / E. Aliu, T. Arlen, T. Aune et al. // *The Astrophysical Journal*. — 2012. — Vol. 746, no. 2. — P. 141.
300. Fermi Gamma-ray Space Telescope Observations of the Gamma-ray Outburst from 3C454.3 in November 2010 / A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello et al. // *The Astrophysical Journal*. — 2011. — Vol. 733, no. 2. — P. L26.
301. Barkov M. V., Aharonian F. A., Bosch-Ramon V. Gamma-ray Flares from Red Giant/Jet Interactions in Active Galactic Nuclei // *The Astrophysical Journal*. — 2010. — . — Vol. 724, no. 2. — Pp. 1517–1523.
302. Rapid TeV Variability in Blazars as a Result of Jet-Star Interaction / M. V. Barkov, F. A. Aharonian, S. V. Bogovalov et al. // *The Astrophysical Journal*. — 2012. — Vol. 749, no. 2. — P. 119.
303. Bosch-Ramon V., Perucho M., Barkov M. V. Clouds and red giants interacting with the base of AGN jets. // . — 2012. — . — Vol. 539. — P. A69.
304. Mikić Z, Lee MA. An introduction to theory and models of CMEs, shocks, and solar energetic particles // *Space Science Reviews*. — 2006. — Vol. 123, no. 1. — Pp. 57–80.

305. *Chen J.* Physics of erupting solar flux ropes: coronal mass ejections (CMEs)—recent advances in theory and observation // *Physics of Plasmas*. — 2017. — Vol. 24, no. 9.
306. *Gilfanov M. R., Sunyaev R.A.* Radiation-dominated boundary layer between an accretion disc and the surface of a neutron star: theory and observations // *Physics-Uspekhi*. — 2014. — Vol. 57, no. 4. — P. 377.
307. A shared accretion instability for black holes and neutron stars / F.M. Vincentelli, J. Neilsen, A.J. Tetarenko et al. // *Nature*. — 2023. — Vol. 615, no. 7950. — Pp. 45–49.
308. *Brandenburg A., Subramanian K.* Astrophysical magnetic fields and nonlinear dynamo theory // *Physics Reports*. — 2005. — Vol. 417, no. 1-4. — Pp. 1–209.
309. *Hesse M, Cassak PA.* Magnetic reconnection in the space sciences: Past, present, and future // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 2020. — Vol. 125, no. 2. — P. e2018JA025935.
310. Structure and dynamics of colliding plasma jets / CK Li, DD Ryutov, SX Hu et al. // *Physical Review Letters*. — 2013. — Vol. 111, no. 23. — P. 235003.
311. Visualizing electromagnetic fields in laser-produced counter-streaming plasma experiments for collisionless shock laboratory astrophysics / NL Kugland, JS Ross, P-Y Chang et al. // *Physics of Plasmas*. — 2013. — Vol. 20, no. 5.
312. Local plasma parameter measurements in colliding laser-produced plasmas for studying magnetic reconnection / T Morita, K Tomita, K Sakai et al. // *High Energy Density Physics*. — 2020. — Vol. 36. — P. 100754.
313. Anomalous plasma acceleration in colliding high-power laser-produced plasmas / T Morita, K Nagashima, M Edamoto et al. // *Physics of Plasmas*. — 2019. — Vol. 26, no. 9.
314. Long-lived current filaments in intense laser-driven plasma / RS Zemskov, SE Perevalov, AV Kotov et al. — 2025.
315. *Sladkov A* // *AKA code v1.6*, <https://doi.org/10.5281/zenodo.7878464>. — 2023.
316. Hybrid simulation codes: Past, present and future—A tutorial / D. Winske, L. Yin, N. Omidi et al. // *Space plasma simulation*. — 2003. — Pp. 136–165.
317. Plasma diffusion in self-consistent fluctuations / R. Smets, G. Belmont, N. Aunai, L. Rezeau // *Physics of Plasmas*. — 2011. — Vol. 18, no. 10.

318. Numerical study of non-gyrotropic electron pressure effects in collisionless magnetic reconnection / A Sladkov, R Smets, N Aunai, A Korzhimanov // *Physics of Plasmas*. — 2021. — Vol. 28, no. 7. — P. 072108.
319. Takizuka T., Abe H. A binary collision model for plasma simulation with a particle code // *Journal of computational physics*. — 1977. — Vol. 25, no. 3. — Pp. 205–219.
320. Sladkov A, Smets R, Korzhimanov A. Three-dimensional hybrid numerical tool for collisionless plasma modeling // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2020. — Vol. 1640, no. 1. — P. 012011.