

О ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭФФЕКТА МАГНИТНОГО ПЕРЕЗАМЫКАНИЯ В ЛАБОРАТОРНОМ АСТРОФИЗИЧЕСКОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ ПО РЕНТГЕНОВСКИМ ЭМИССИОННЫМ L-СПЕКТРАМ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

© 2024 г. М. А. Алхимова*, С. С. Макаров, И. Ю. Скобелев,
С. Н. Рязанцев, Е. Д. Филиппов

Учреждение Российской академии наук Объединенный институт высоких температур, Москва, Россия

**E-mail: maryalkhimova@ihed.ras.ru*

Поступила в редакцию 22.09.2023 г.

После доработки 01.12.2023 г.

Принята в печать 27.12.2023 г.

В работе рассмотрено применение метода рентгеновской спектроскопии с высоким пространственным разрешением для исследования эффекта магнитного перезамыкания в лабораторных астрофизических экспериментах, проводимых на современных лазерных комплексах нано- и пико-секундной длительности при умеренных плотностях потока лазерного излучения на мишени $< 10^{18}$ Вт/см². Приведен краткий обзор часто используемых схем для постановки эксперимента. Выполнены атомно-кинетические расчеты для спектров с L-оболочек Ne- и F-подобных ионов железа (Fe, $Z = 26$), которые демонстрируют высокую чувствительность спектров к изменению параметров плазмы. Проведен анализ области применимости различных диагностических подходов к оценке электронной температуры и плотности лазерной плазмы. Показано, что линии переходов в Ne-подобных ионах являются универсальным инструментом для измерения параметров плазмы как в области лазерного взаимодействия с мишенью, так и в зоне перезамыкания.

Ключевые слова: рентгеновская спектроскопия, взаимодействие лазерного излучения с веществом, магнитное перезамыкание, лабораторная астрофизика

DOI: 10.31857/S0004629924040016 EDN: KGDZQH

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитное перезамыкание (МП), или перезамыкание силовых линий магнитного поля, — фундаментальный физический процесс, возникающий при резком изменении топологии магнитного поля плазмы, в результате чего происходит высвобождение и преобразование магнитной энергии в кинетическую энергию частиц плазмы. Эффект МП характерен для большого числа плазменных сред. Он представляет интерес как для прикладных задач, например, инерциального термоядерного синтеза (ИТС), так и для фундаментальных задач, например, для лучшего понимания эволюции различных астрофизических объектов и явлений. Поскольку в ИТС при прямом поджиге термоядерных мишеней используется большое количество лазерных лучей [1, 2, 3] (например, на установках NIF в США и на строящейся установке УФЛ-2М в Сарове — 192 пучка, а на установке Laser Megajoule (LMJ) во Франции действует 176 из 240 запланированных), важно обеспечить достаточную однородность нагрева и не допустить развития плазменных неустой-

чивостей. Здесь эффект МП является паразитным [1], приводя к разрушению устойчивых плазменных конфигураций и уменьшая эффективность нагрева термоядерного топлива. Важно отметить, что процесс МП имеет место также и в экспериментах с магнитным удержанием плазмы [4, 5].

В астрофизической и космической плазме эффект МП играет определяющую роль в резком нагреве плазмы и повышении энергии частиц, наблюдаемом в различных космических и астрофизических событиях. Например, МП действует как ключевой механизм при распространении солнечного ветра [6], меняя топологию магнитных полей около Солнца во время солнечных вспышек [7, 8, 9, 10, 11, 12, 13]. Оно служит посредником при переносе плазмы из солнечного ветра в магнитосферы планет [14, 15]. Таким образом, эффект МП может быть ответственным за перераспределение энергии в звездных средах и активность экзопланетной магнитосферы [16]. Кроме того, необходимо отметить важность этого эффекта в различных релятивист-

ских объектах, например пульсарах, магнетарах, активных ядрах галактик, гамма-вспышках и при выбросах релятивистских струй за счет энергии вращения черной дыры [17, 18, 19, 20]. Предполагается, что перезамыкание управляет и динамикой магнитных сред малых космических тел [21, 22].

На сегодняшний день существует довольно много экспериментальных [23, 24, 25, 26, 27] и теоретических [28, 29, 30, 31, 32] работ, посвященных исследованию МП в той или иной плазменной среде. Стоит отметить, однако, что верификация существующих моделей до сих пор затруднительна ввиду сложности прямого астрономического наблюдения систем с МП из-за большой временной протяженности и удаленности происходящих в них процессов. Например, остается вопрос о скорости процесса магнитного перезамыкания [33], напрямую влияющей на процесс переноса энергии в результате МП. Комплексной задачей является исследование топологии магнитных полей, имеющих, как правило, намного более сложную структуру в астрофизических явлениях [34, 35], чем обычно рассматривается в теоретической модели. Кроме того, основным нерешенным вопросом является вопрос о том, как именно энергия магнитного поля переходит к частицам плазмы [36].

Возможность исследовать космические и астрофизические процессы в лабораторных экспериментах связана со свойствами подобия, характерными для гидродинамических систем [37]. Благодаря этому становится возможным масштабировать основные параметры природного/космического процесса (время жизни и размер системы, скорость распространения, плотность, температура и др.) и сформировать модельный объект, удобный для изучения в лаборатории [28]. В последние годы появилось достаточное число современных лазерных комплексов высокой мощности, позволяющих проводить эксперименты с астрофизическим подобием, например: PEARL (Россия), OMEGA (США), LFEX (Япония), LULI2000 (Франция) и многие др. Строится лазерный комплекс ELF в НИЯУ МИФИ (Москва, Россия) с подходящими параметрами пучков для аналогичных экспериментов. При этом в арсенал таких комплексов, как правило, входят и различные диагностические приборы и методы, позволяющие более качественно изучать исследуемые явления. Так, например, для исследования топологии электрического и магнитного полей в области МП в экспериментах с астрофизическим подобием наиболее информативным является широко используемый метод протонной дефлектометрии [38, 39, 40]. Для получения дополнительной информации о процессах внутри об-

ласти МП необходимо также знать и параметры плазмы. Рентгеноспектральные методы и средства позволяют с достаточно высокой точностью определить параметры плазмы, формируемой при взаимодействии лазерного импульса с мишенью, а также в локализованной области перезамыкания, например, при применении 2D-схем регистрации с использованием сферически-изогнутых кристаллов [41]. Параметры плазмы, определенные по рентгеновским эмиссионным спектрам, играют ключевую роль в последующих численных расчетах и PIC-моделировании, позволяющем восстановить картину формируемых магнитных полей и более детально описать процесс перезамыкания [42, 43].

Целью настоящей работы является, во-первых, обзор и анализ используемых схем постановок лазерно-плазменных экспериментов, позволяющих комплексно изучить эффект магнитного перезамыкания, и, во-вторых, демонстрация применимости и важности использования в них методов рентгеновской высокоразрешающей спектроскопии.

2. ПРИНЦИПИАЛЬНЫЕ СХЕМЫ ДЛЯ РЕАЛИЗАЦИИ ЭФФЕКТА МАГНИТНОГО ПЕРЕЗАМЫКАНИЯ В ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Многие численные модели с использованием магнитогидродинамических, гибридных или чистых PIC-кодов показывают образование трех отдельных областей вокруг зоны перезамыкания [44, 45]:

- область диффузии электронов (с пространственным масштабом порядка толщины электронного скин-слоя), где неидеальные эффекты допускают топологическую модификацию силовых линий магнитного поля,
- область диффузии ионов, где ионы ускоряются и нагреваются, и
- внешняя область, где магнитное поле вмерзнуто в плазму.

Схематично первые две области и возможная топология магнитного поля в процессе МП представлены на рис. 1а.

Наибольший интерес представляет область диффузии ионов, где, как считается, контролируется скорость перезамыкания. При этом говорят о нескольких структурных особенностях [45] в процессе МП — это образование так называемых нейтральных, или нулевых, точек (или линий), где магнитное поле исчезает, а также наличие особых сепаратрис (рис. 1а), которые разделяют плоскость на

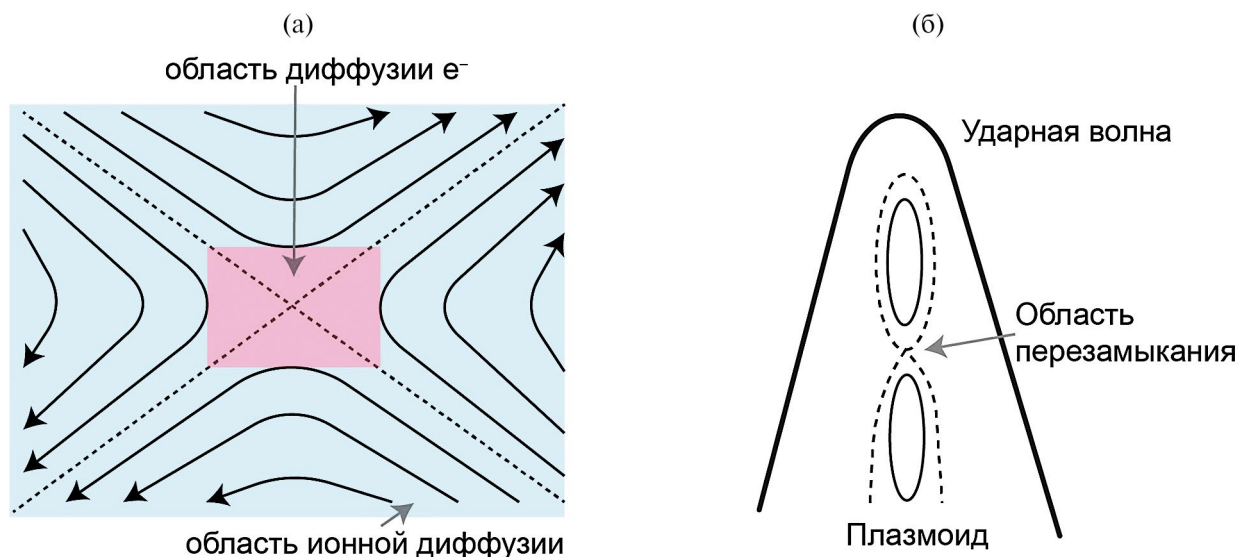


Рис. 1. (а) Силовые линии магнитного поля (сплошные стрелки) и сепаратрисы (пунктирные линии) в геометрии Х-точки, образующие области диффузии электронов (подсвечено розовым) и ионов (синим), (б) пример схемы МП в лабораторном эксперименте (соответствует схеме на рис. 2а) [42], имитирующем астрофизический случай выброса плазмOIDов при солнечных вспышках [47].

топологически разные области и формируют так называемый скелет магнитной конфигурации. Разделяют 2- и 3-мерное магнитное перезамыкание. В 2-мерном случае силовые линии магнитного поля расходятся и соединяются в нулевой точке, поскольку магнитный поток перемещается из одной топологической области в другую по сепаратрисам. Нулевые точки в этом случае могут быть двух типов: Х (как показано на рис. 1а) или О, около которых силовые линии поля являются гиперболическими или эллиптическими. В 3-мерном случае геометрия магнитных линий становится еще более сложной и поэтому вводится понятие квазисепаратрис, где перезамыкание связано с резкими градиентами силовых линий. Исходя из вышеизложенного, очевидно, что моделирование магнитного перезамыкания является очень сложным и трудоемким, поэтому во многих лабораторных экспериментах исследуются лишь отдельные механизмы данного явления. Например, можно выделить недавние эксперименты по исследованию МП, инициированного электронной динамикой [46], где авторы моделируют (рис. 1б) топологию полей с Х-точкой, обнаруженную при солнечных вспышках [47].

На рис. 2 приведены общие схемы экспериментов по МП, используемые в последнее время. Можно заметить, что могут быть реализованы схемы либо с перезамыканием собственных магнитных полей [39] лазерной плазмы (рис. 2в), либо схемы с перезамыканием внутри внешних магнит-

ных полей (рис. 2а, б) со значительной величиной магнитной индукции, вплоть до ~ 10 Тл [48], силовые линии которых искривляются при взаимодействии с индуцированными плазменными потоками. Для экспериментов может использоваться одна [40, 49] или несколько [46, 48] мишеней различного состава (от низких Z до высоких), множество лазерных пучков [49], а также использоваться фоновая плазменная среда [46]. Назначение фоновой плазмы здесь состоит в том, чтобы внедрить магнитное поле до того, как оно будет сжато основным лазерно-индуцированным плазменным факелом. Такая сложная геометрия эксперимента требует тщательной диагностики и контроля каждого отдельного элемента.

Наиболее проста в реализации схема, представленная на рис. 2а. Она предполагает распространение лазерной плазмы в постоянном внешнем магнитном поле, создаваемым, например, постоянным магнитом. В процессе распространения плазменного потока магнитные линии искривляются и, таким образом, направление поля с двух разных сторон плазменного факела становится противоположным. В этом случае происходит разрыв плазменного объема и формирование плазмOIDа [47, 50, 51, 52], схематично показанного на рис. 1б. Такая постановка эксперимента была успешно реализована в работе [46], где было показано, что динамика электронов в лазерной плазме играет ключевую роль в формировании

области перезамыкания. Для этого в эксперименте использовались сразу три лазерных пучка, смещенных по пространству друг относительно друга для создания коллимированного плазменного потока с задней стороны поверхности пластиковой (СН, 10 мкм) мишени. Формирование плазмоидов и их движение со скоростью близкой к альфвеновской наблюдалось только при наличии внешнего перпендикулярного магнитного поля. В работе [52] с идентичной экспериментальной схемой приведены экспериментальные измерения, демонстрирующие двойную инверсию магнитного поля и эффективное преобразование магнитной энергии в кинетическую энергию электронов, выброс ко-

торых происходит в обе стороны от места локализации перезамыкания, в результате чего формируются вистлеры, являющиеся прямым свидетельством МП в электронном масштабе.

Другие схемы эксперимента по изучению МП основаны на взаимодействии двух и более отдельных лазерно-индуцированных плазменных источников (рис. 2б, в). Схема эксперимента, представленная на рис. 2б, с использованием двух плазменных факелов, была реализована в работе [48], экспериментально продемонстрировав перезамыкание между плазменными потоками, распространяющимися навстречу друг другу во внешнем магнитном поле. Такой эксперимент позволяет

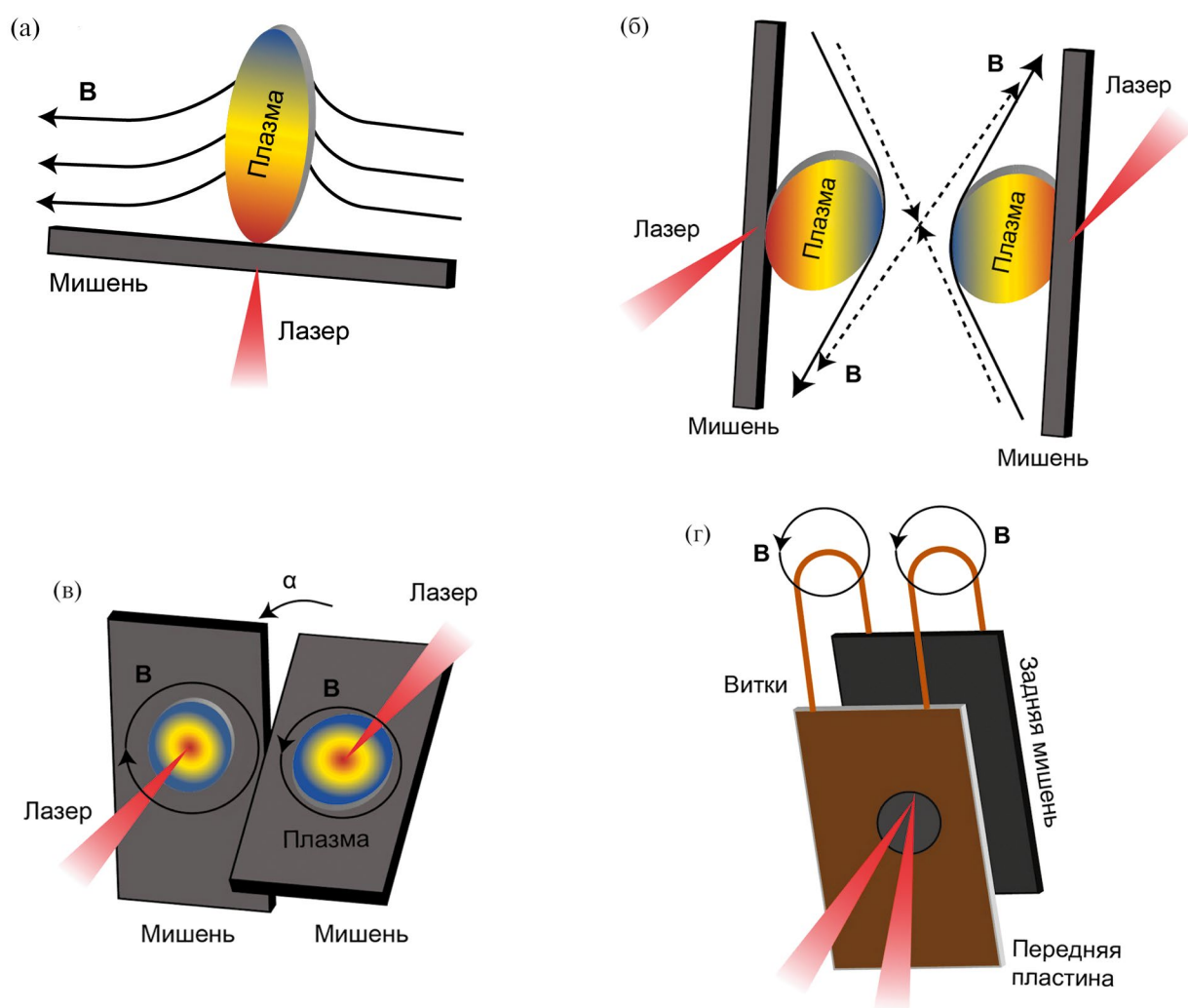


Рис. 2. Схемы экспериментов по изучению магнитного перезамыкания в лазерно-плазменном эксперименте: (а) формирование области МП за счет распространения лазерной плазмы в постоянном внешнем магнитном поле, перпендикулярном оси разлета плазменного факела; (б) формирование области МП Х-типа в эксперименте с двумя встречными потоками плазмы во внешнем магнитном поле; (в) формирование области перезамыкания между собственными магнитными полями двух плазменных факелов; (г) конденсаторная мишень, облучаемая лазерными импульсами сквозь отверстие в передней пластине, позволяющая генерировать взаимодействие магнитных полей между витками, соединяющими части мишени.

наблюдать формирование одиночного перезамыкания X-типа, где формируется токовый слой и происходит диссипация магнитной энергии. Заметим, что в данной схеме плазма может создаваться как с тыльной, так и с передней стороны мишени, а расстояния между мишенями варьироваться, что будет напрямую влиять на ее характеристики и свойства разлета. В эксперименте пространство между мишенями (4.25 мм) заполнялось фоновой плазмой с контролируемыми параметрами плотности и температуры, а внешнее магнитное поле составляло ~ 10 Тл. Результаты экспериментальных измерений и PIC расчета демонстрируют хорошее согласие в описании процесса эволюции магнитного поля, состоящего из четырех этапов: образование магнитных «лент» и вытеснение фоновой плазмы, стадия столкновения, перезамыкание и последующая аннигиляция магнитного поля.

Похожий принцип проведения эксперимента, сочетающий в себе схемы, показанные на рис. 2а, б, был реализован в работе [53]. Для облучения первой мишени были использованы 4–5 лазерных пучков. Она была достаточно тонкой, чтобы пропустить часть излучения и создать на второй мишени, расположенной на расстоянии 4.5 мм от первой, менее энергосодержащий плазменный факел, нагреваемый расфокусированными и частично поглощенными лазерными пучками. Применение рентгеновской камеры-обскуры позволило наблюдать образование плазменных струй и горячих точек. Внешнее магнитное поле отсутствовало. Было показано, что в этих условиях наличие буферной плазмы является ключевым фактором для образования плазменных джетов из зоны столкновения и, возможно, перезамыкания собственных магнитных полей плазменных факелов.

В некоторых экспериментах по МП также может использоваться и радиальное расширение лазерно-индуцированной плазмы, как, например, показано на рис. 2в. Может использоваться одна сторона лазерно-облучаемой мишени [40, 49, 54] или использоваться две мишени, ориентированных под углом или со смещением друг к другу [39, 55]. В этом случае говорят о МП за счет взаимодействия азимутальных магнитных полей, формирующихся вокруг точек фокусировки лазерного излучения на поверхности мишени. В качестве мишеней в этих экспериментах использовались алюминиевые, медные или золотые мишени. В работе

[56] пространственная и временная структура МП мегагауссных полей были изучены при взаимодействии сразу четырех лазерно-индуцированных факелов. В работе [55] для экспериментального моделирования эффекта МП успешно использовались две расположенные рядом со смещением 150–240 мкм алюминиевые мишени, что обеспечивало электрическую изоляцию двух плазменных/магнитных источников. Для диагностики здесь использовалась как рентгеновская камера-обскура, так и рентгеновский спектрометр, регистрирующий спектры титана с дополнительной мишени, позволяющий измерять размер и параметры токового слоя. Наиболее интересный результат был получен в работе [49] с использованием рентгеновской камеры-обскуры, где заметно образование рентгеновского излучения ниже зоны перезамыкания на вторичной необлучаемой мишени, выполняющую роль дополнительного витка. Данный результат является свидетельством наличия явления высокоскоростного выброса из зоны перезамыкания, аналогичного существующему в рентгеновских источниках, наблюдаемым в солнечных вспышках.

В последнее время возрос интерес и к исследованию эффекта МП, возникающего при столкновении плазменных факелов, не имеющих строго антипараллельных компонентов магнитного поля. На практике это реализуется за счет постановки двух мишеней под углом α друг к другу (рис. 2в), как например в работе [39], где обнаружено сжатие антипараллельного компонента, а также уменьшение эффективности перезамыкания при увеличении угла раствора между мишенями. В данной работе рентгеноспектральная диагностика с пространственным разрешением вдоль оси, соединяющей плазменные факелы, позволила измерить параметры плазменных факелов и точнее смоделировать генерируемые собственные магнитные поля.

Стоит выделить экспериментальную схему с использованием мишеней типа конденсатор-виток [57, 58], где несколько лазерных пучков облучают заднюю поверхность конденсаторной мишени через специальное отверстие на передней стороне (рис. 2г). Дисковые пластины располагают на расстоянии порядка нескольких сотен микрон и соединяют двумя проводниками. Лазерный луч проходит через отверстие первого диска, взаимодействуя со вторым. Тем самым между дисками создается разность потенциалов, а в проводниках на-

чинает течь сонаправленный ток. Магнитные силовые линии, формируемые в такой системе проводников, искривляются, что приводит к эффекту МП.

3. РЕНТГЕНОСПЕКТРАЛЬНАЯ ДИАГНОСТИКА В ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ЭФФЕКТА МП

Все вышеописанные схемы эксперимента имеют свои особенности, однако в каждой из них важно не только реализовать условия для возникновения перезамыкания, но и осуществить контроль за параметрами эксперимента, диагностику процесса формирования плазменных факелов и их последующего расширения, приводящего к эффекту МП. Рентгеновская спектрометрия, реализованная при помощи фокусирующих спектрометров с пространственным разрешением (далее ФСПР) [59, 60], представляет отдельный интерес. Данная диагностика широко используется в экспериментах по физике высокой плотности энергии и позволяет с высокой точностью определить параметры плазмы, формируемой при взаимодействии лазерного импульса с мишенью [61, 62, 63]. Главным преимуществом ФСПР является высокое спектральное (вплоть до $\lambda/\Delta\lambda \sim 10000$) и пространственное разрешения, а также возможность регистрации спектров с двумерным разрешением [41, 64, 65]. Это позволяет использовать данную диагностику одновременно для локализации области перезамыкания и измерения параметров плазмы в различных точках, что необходимо для определения начальных условий в численных расчетах конфигурации магнитных полей.

Однако на практике измерение рентгеновских спектров с пространственным разрешением является не слишком простой задачей как минимум по двум причинам. Во-первых, размер плазмы и области перезамыкания напрямую зависит от схемы эксперимента. В большинстве лазерно-плазменных экспериментов, как было показано выше, пространственные масштабы, на которых исследуется МП, варьируются от нескольких десятков мкм (то есть сравнимы с диаметром пятна фокусировки) до нескольких мм. Таким образом, необходимо подобрать оптическую схему с оптимальным увеличением и спектральным диапазоном. Во-вторых, возможность пространственного измерения ограничена разрешением рентгеновского детектора. Основными рентгеновскими детекторами являются IP пластины с типичным разрешением сканирования $\Delta x \sim 25$ мкм или рентгеновские ПЗС-камеры с

размером пикселя вплоть до $\Delta x \sim 4$ мкм. Они хорошо подходят для схем, например, на рис. 2в, когда размер области плазмы достаточно большой. В экспериментах, где размер области взаимодействия и локализации МП не превышает 50–100 мкм можно использовать и рентгеновские пленки в оптических схемах с достаточно большим увеличением [66]. Они имеют разрешение $\Delta x \sim 4$ –6 мкм, но более сложны в применении.

Как видно из анализа последних экспериментов, в качестве мишеней часто используются совершенно разные материалы: от пластика (СН, CF_2 и др.) до золота. Как правило, экспериментаторы руководствуются здесь проводимостью материала, достижимой электронной плотностью или гидродинамического давления, эмиссионными характеристиками, как, впрочем, и доступностью. Поскольку кристаллические дисперсионные элементы хорошо работают в диапазоне 0.5–19.9 Å, то не представляется возможным регистрировать эмиссионные спектры от легких мишеней с $Z < 8$ и оказывается затрудненным выбор оптимальных спектральных компонентов при высоких $Z > 60$. При работе с проводящими фольгами часто используются такие материалы, как алюминий ($Z = 13$), медь ($Z = 29$), железо ($Z = 26$) или золото ($Z = 79$).

Для низких Z в основном применяется эмиссионная спектроскопия К-переходов [31, 65], использующая относительные интенсивности линий ионов, обусловленных переходами оптического электрона в К-оболочку. Например, типичные рентгеновские эмиссионные спектры алюминиевой плазмы, формируемой при характерных потоках для изучения эффекта МП $\sim 10^{14}$ – 10^{19} Вт/см², представлены в работах [31, 67, 68, 69]. Однако для средних значений Z этот подход может быть затруднен ввиду недостаточной кратности ионизации, достигаемой в плазме. В этом случае оптимальным решением является использование спектральных линий, обусловленных переходами оптического электрона в L-оболочку [70]. В частности, могут использоваться $n = 3 \rightarrow n = 2$ или $n = 4 \rightarrow n = 2$, как в случае с ионами меди или железа [71, 72].

В следующем разделе мы остановимся на моделировании эмиссионных L-спектров многозарядных ионов железа, которые могут быть использованы в таких экспериментах с проводящими мишенями. Отметим, что моделирование медной плазмы может быть выполнено схожим образом.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ПО L-СПЕКТАМ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ ЖЕЛЕЗА

Типичная средняя по плазменному факелу электронная плотность N_e лазерно-индуцированной плазмы в упомянутых выше экспериментах по МП при облучении наносекундными импульсами с интенсивностью на мишени порядка $10^{14} - 10^{19}$ Вт/см² составляет 10^{19} см⁻³ и выше [39, 54] с околочритическими параметрами в случае использования экспериментальных схем с собственными магнитными полями (например, рис. 2в). При этом, как правило, достигаются умеренно высокие электронные температуры — более 100 эВ, но менее 1 кэВ, что является весьма неудобным диапазоном для использования традиционной К-оболочечной спектроскопии ввиду малой чувствительности к изменениям интегральной светимости и ширине линий [73]. В отличие от К-спектров, L-спектры характеризуются большим количеством интенсивных спектральных линий, что позволяет делать более надежные измерения.

На рис. 3 представлен расчет L-спектров многозарядных ионов железа, лежащих в диапазоне длин волн $\Delta\lambda = 12.7 - 17.4$ Å, выполненный в радиационно-кинетическом коде PrismSpect [74] при фиксированных значениях ионной плотности плазмы $N_i = 10^{20}$ см⁻³ (рис. 3а) и $N_i = 10^{20}$ см⁻³ (рис. 3б) и различных значениях электронных температур T_e . При температурах $T_e = 125 - 400$ эВ в спектре доминируют линии излучения, отвечающие переходам в Ne-подобных ионах Fe, наиболее интенсивные из которых: линия $2p^5 3d - 2p^6$ ($^1P_1 - ^1S_0$) с длиной волны $\lambda_1 = 15.02$ Å, линия $2p^5 3d - 2p^6$

($^3D_1 - ^1S_0$) с $\lambda_2 = 15.26$ Å и две линии, соответствующие переходам $2p^5 3s - 2p^6$ ($^1P_1 - ^1S_0$) и $2p^5 3s - 2p^6$ ($^3P_1 - ^1S_0$), с длинами волн $\lambda_3 = 16.77$ Å и $\lambda_4 = 17.05$ Å, соответственно. При этом можно заметить, что при увеличении электронной температуры (ср. рис. 3а и б) в спектре появляются линии, отвечающие переходам в ионах все большей кратности — например, при $T_e \geq 200$ эВ в F-подобных (Fe XVIII), а при $T_e \geq 400$ эВ в O-подобных ионах железа (Fe XIX).

На рис. 4а представлен расчет доли F- и Ne-подобных ионов железа в общем объеме в зависимости от электронной температуры T_e при фиксированных значениях ионной плотности плазмы N_i . Видно, что в интервале температур 120–300 эВ доля Ne-подобного железа не ниже 20–30% даже для значений концентрации плазмы, близких к твердотельной $N_i \sim 10^{22}$ см⁻³, а для критического значения плотности плазмы $N_i \sim 10^{20}$ см⁻³ (соответствующего электронной плотности плазмы $N_e \approx 1.8 \times 10^{21}$ см⁻³ с небольшой зависимостью от температуры) доля таких ионов превышает 50%. В плазме с докритической ионной плотностью $N_i \sim 10^{18} - 10^{19}$ см⁻³ вклад в эмиссионный спектр от Ne-подобного железа остается значительным на более широком интервале температур $\Delta T_e = 120 - 400$ эВ. Дальнейшее повышение температуры плазмы ($T_e > 400$ эВ) приводит к резкому снижению концентрации Ne-подобных ионов железа в плазме и повышению концентрации ионов последующей кратности ионизации, например, F-подобных ионов Fe XVIII (рис. 4б). Таким образом, именно этот спектральный диапазон с Ne и

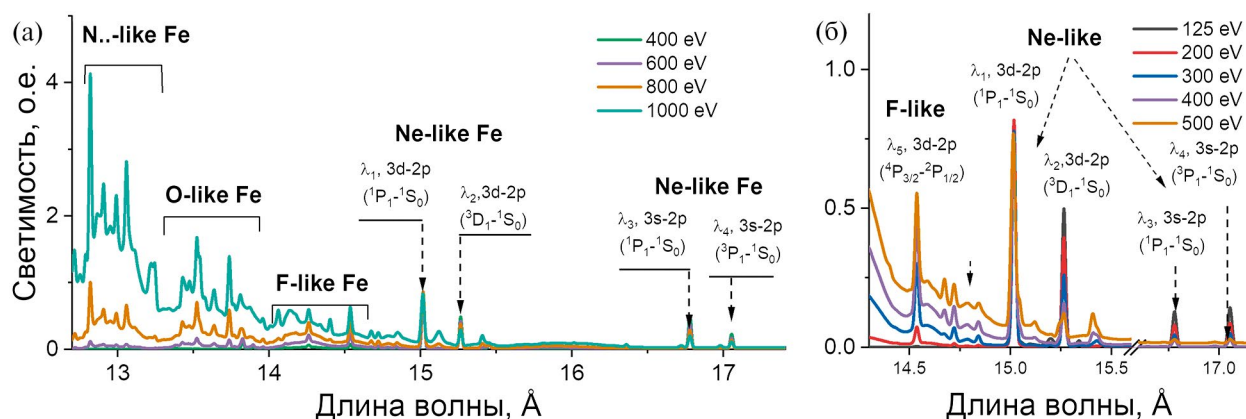


Рис. 3. Расчет для рентгеновских эмиссионных спектров с L-оболочек для ионов Fe, выполненный в программном коде PrismSPECT; (а) L-спектр Fe, рассчитанный для электронных температур $T_e = 400 - 1000$ эВ и плотности $N_i = 10^{18}$ см⁻³; (б) L-спектр Fe, рассчитанный для электронных температур $T_e = 125 - 400$ эВ и плотности $N_i = 10^{20}$ см⁻³. На обеих панелях все интенсивности нормированы на Ne-подобную линию λ_1 , указанную на рисунке.

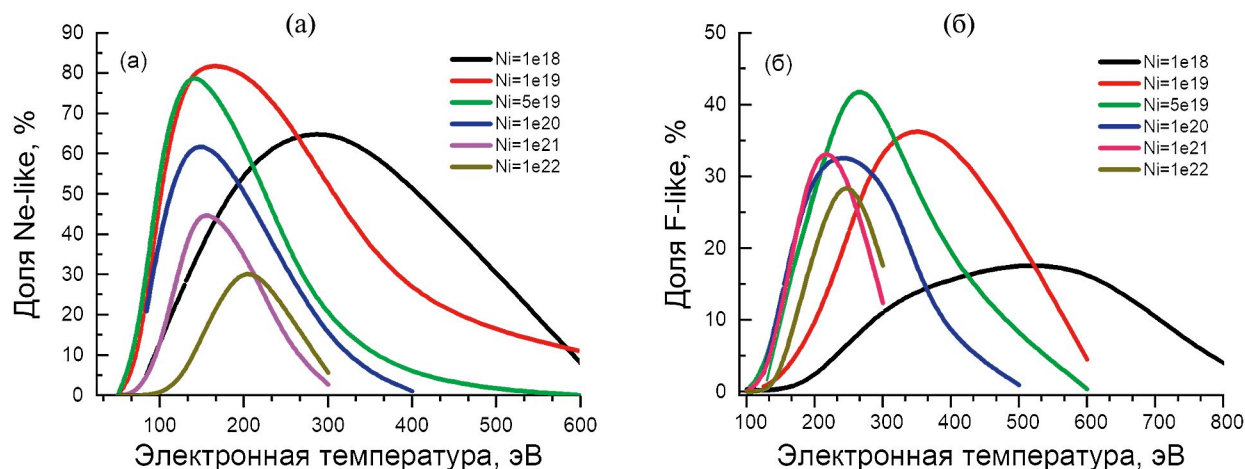


Рис. 4. Моделирование зависимости доли (а) Ne- и (б) F-подобных ионов железа в зависимости от электронной температуры плазмы T_e для различных значений ионной плотности плазмы в предположении оптически тонкой плазмы.

F-подобными ионами является достаточно интенсивным при регистрации экспериментальных спектров и может использоваться для определения параметров плазмы.

Зависимость относительных интенсивностей спектральных линий Ne — подобного железа Fe XVII λ_1 и λ_2 (см. рис. 3) можно использовать для определения электронной плотности плазмы, как продемонстрировано на рис. 5а для случая оптически тонкой плазмы. Видно, что такой метод в основном подходит в случае ионных плотностей в диапазоне 10^{19} – 10^{22} cm^{-3} , являясь слабо чувстви-

тельным при меньших плотностях. Ввиду особенности в районе плотности $N_i = 10^{21}$ cm^{-3} для верхнего предела необходимо использовать анализ уширения профиля спектральных линий, которые связаны с эффектами Штарка и Доплера, см. рис. 5б. При плотностях плазмы $N_i \ll N_{\text{cr}} \sim 10^{20}$ cm^{-3} профиль спектральной линии λ_1 остается узким, однако стоит отметить появление дополнительных сателлитов на коротковолновых и длинноволновых крыльях линии (см. фиолетовый профиль на рис. 5б). Кроме того, в оптически толстом случае также можно ожидать

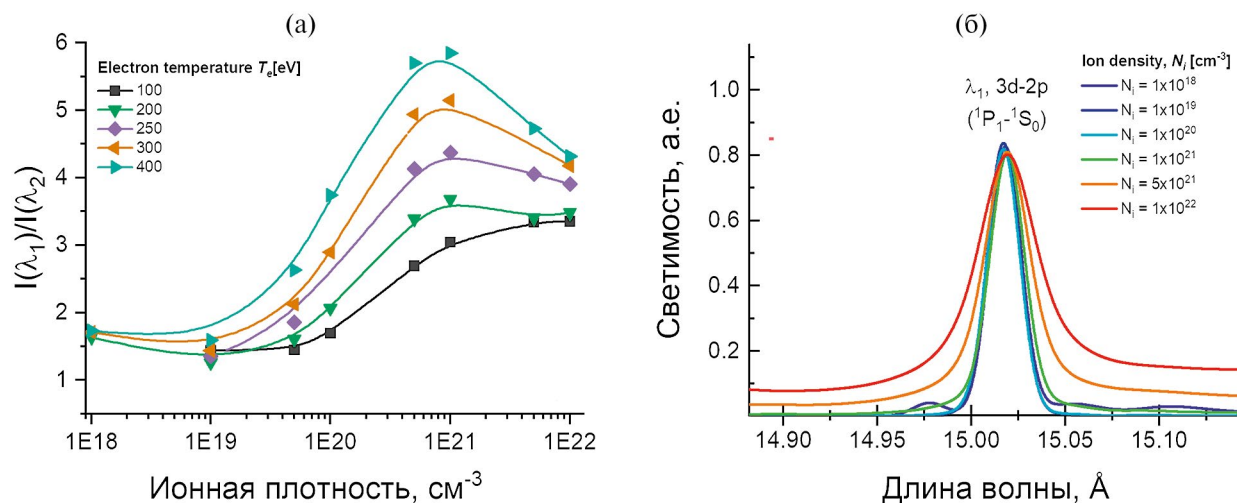


Рис. 5. (а) Зависимость соотношения интенсивности спектральных компонентов λ_1 и λ_2 , отвечающих переходам $2p^5 3d-2p^6$ ($^1P_1-^1S_0$) и $2p^5 3d-2p^6$ ($^3D_1-^1S_0$) в Ne-подобном ионе Fe XVII от плотности плазмы при фиксированных значениях электронных температур $T_e = 100 - 400$ эВ; (б) Расчет уширения профиля линии $\lambda_1 = 15.02$ Å, отвечающей переходу $2p^5 3d-2p^6$ ($^1P_1-^1S_0$) в Ne-подобном ионе Fe XVII в зависимости от значения ионной плотности плазмы. Расчет выполнен при фиксированном значении электронной температуры $T_e = 200$ эВ в предположении оптически тонкой плазмы.

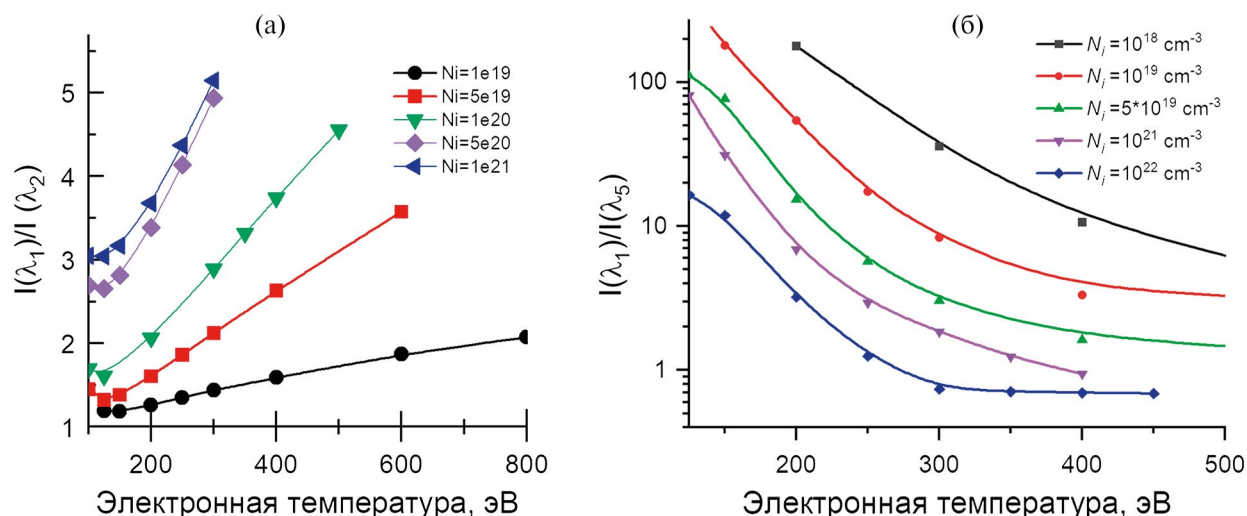


Рис. 6. Определение температуры плазмы по L-спектрам многозарядных ионов железа: (а) Зависимость соотношения интенсивностей спектральных компонентов λ_1 и λ_2 , отвечающих переходам $2p^53d-2p^6$ ($^1P_1-^1S_0$) и $2p^53d-2p^6$ ($^3D_1-^1S_0$) в Ne-подобном ионе Fe XVII от электронной температуры плазмы при фиксированных значениях ионной плотности; (б) Зависимость соотношения интенсивностей спектральных компонентов $\lambda_1 - 2p^53d-2p^6$ ($^1P_1-^1S_0$) в Ne-подобном ионе Fe XVII и $\lambda_5 - (2p^43d)^4P_{3/2}-(2p^5)^2P_{1/2}$ — в F-подобном ионе Fe XVIII от температуры плазмы для фиксированных значений ионной плотности плазмы $N_i = 10^{18} - 10^{22}$ см $^{-3}$. Расчет выполнен в предположении оптически тонкой плазмы.

большого различия в профилях даже при меньших плотностях [70]. Одновременное сопоставление расчетных и экспериментальных значений интенсивностей для нескольких спектральных линий помогает существенно повысить достоверность такой диагностики и улучшить ее точность, как, например, показано в работе [75].

Для оценки электронной температуры плазмы, как и ранее, можно использовать соотношение интенсивностей линий в Ne-подобном ионе (рис. 6а). В случае определенной ионной плотности метод является достаточно чувствительным вплоть до достаточно высоких значений $N_i \sim 10^{21}$ см $^{-3}$. Кроме того, для уточнения температуры также часто используется методика определения относительных интенсивностей, отвечающих переходам в ионах разной кратности ионизации [76]. В частности, на рис. 3в видно, что в группе линий излучения F-подобного иона удобно выделить для диагностики отдельно расположенный яркий спектральный компонент с длиной волны $\lambda_5 = 14.53$ Å, отвечающий переходу $(2p^43d)^4P_{3/2}-(2p^5)^2P_{1/2}$. Зависимость относительных интенсивностей линий λ_1 и λ_5 от электронной температуры представлена на рис. 6б. Видно, что данное соотношение изменяется в десятки раз при изменении температуры на 100–200 эВ даже для плотности плазмы $N_i \geq N_{cr} \sim 10^{20}$ см $^{-3}$. Кроме

того, при необходимости можно рассматривать и другие степени ионизации материала, например, Na-подобные сателлиты, как это было сделано для анализа спектров меди в работе [39]. Если в спектре отдельные компоненты разрешены слабо, для определения температуры плазмы можно использовать и соотношения интегральных интенсивностей целых групп спектральных компонентов. Стоит отметить, однако, что в случае диагностики без временного разрешения такой подход хоть и позволяет уточнить параметры плазмы, но все-таки не является весьма точным ввиду различного времени образования и существования различных ионов в плазме.

Стоит заметить, что моделирование, выполненное для оптически тонкого слоя плазмы, заметно отличается от расчетов оптически толстого случая, однако, выбор размеров плазмы, используемых в расчетах, зависит от особенностей конкретного эксперимента — диаметра фокального пятна, параметров разлета и пр. На рис. 7 представлены результаты расчета эмиссионных спектров медной плазмы в диапазоне длин волн 9.0–9.6 Å, где расположены Ne-подобные линии 4d–2р и 4s–2р и сопутствующие Na-сателлиты. Хорошо видно, что относительная интенсивность линий 4d–2р заметно изменяется при увеличении оптической толщины до $d = 100$ мкм (рис. 7б).

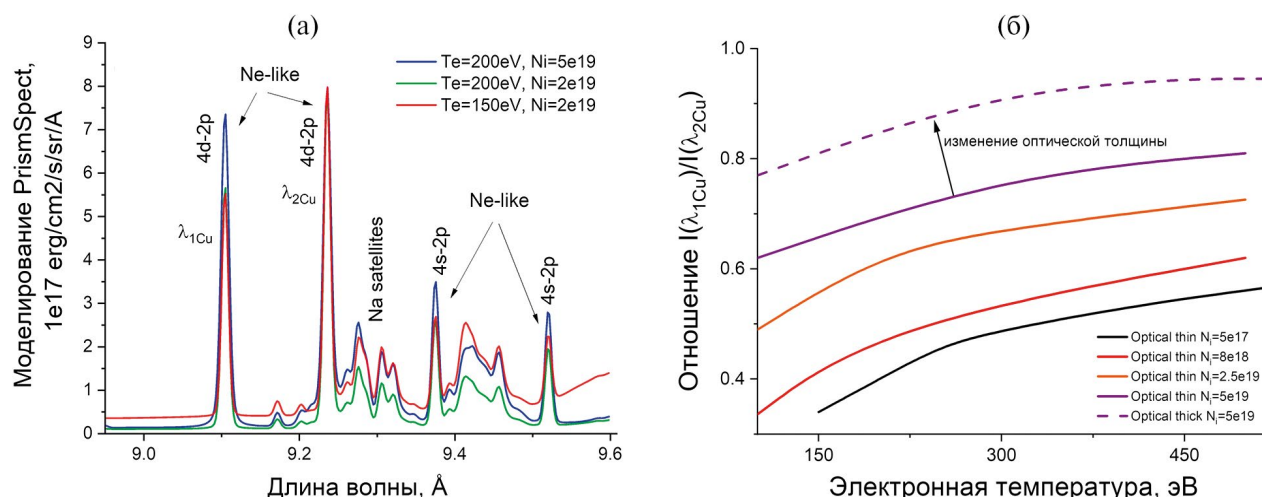


Рис. 7. (а) Моделирование Ne- и Na-подобных переходов в L-спектрах меди (Cu) в диапазоне 9.0–9.6 Å с помощью радиационно-кинетического кода PrismSPECT для нескольких наборов температур и плотностей. (б) Зависимость относительной интенсивности спектральных линий $\lambda_{1\text{Cu}}$ и $\lambda_{2\text{Cu}}$, указанных на панели (а), в зависимости от электронной температуры и при учете оптической толщины $d = 100$ мкм.

Такая зависимость может быть очень полезной при наличии большого количества спектральных компонентов, т. к. она позволит определить не только параметры плазменной зоны в конкретной точке пространства, но еще и ее ожидаемые пространственные масштабы. Также стоит подчеркнуть хорошую чувствительность отношения интенсивностей линий $\lambda_{1\text{Cu}}$ и $\lambda_{2\text{Cu}}$ к плотности плазмы (рис. 7а).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе мы рассмотрели различные схемы постановки лазерно-плазменного эксперимента с астрофизическим подобием для исследования эффекта МП. На основе атомно-кинетических расчетов, выполненных для эмиссионных спектров некоторых L-ионов (Ne- и F-подобные ионы железа), продемонстрировано, что рентгеновская высокоразрешающая спектроскопия на основе фокусирующих спектрометров с пространственным разрешением может использоваться для диагностики параметров плазмы в области МП в такого типа экспериментах. Показано, что для получения наиболее точной оценки параметров плазмы по рентгеновским эмиссионным L-спектрам железа можно использовать линии излучения Ne-подобных ионов Fe XVII в совокупности с массивами линий F-подобного иона Fe XVIII или ионов еще более высоких кратностей ионизации. Условия формирования F- и Ne-подобных состояний в лазерной плазме Fe мишеней (т. е. элект-

ронные температуры порядка 200–600 эВ, и электронные плотности $N_e \sim 10^{19} - 10^{21} \text{ см}^{-3}$) таковы, что довольно легко могут быть реализованы в схемах лазерно-плазменных экспериментов по изучению магнитного перезамыкания. Отметим, что в настоящей статье мы привели расчет только для оптически тонкой плазмы, оставив за рамками статьи случай оптически толстой плазмы и соответствующие особенности, возникающие в контурах спектральных линий. Случай малой оптической толщины практически всегда может быть реализован экспериментально за счет использования диагностических ионов в качестве малых примесей.

Следует заметить, что на сегодняшний день существуют задачи по экспериментальному исследованию не только одиночного эффекта перезамыкания, но и эффекта множественного МП, развивающегося из вытянутого токового слоя в множественные участки, разделенные плазмоидами [55]. Такой тип перезамыкания характерен для астрофизической плазмы и для плазмы с высокой плотностью энергии, но все еще мало изучен с точки зрения временной эволюции и пространственной структуры. Результаты проведенных расчетов позволяют быть уверенными в полезности и информативности методов рентгеновской спектроскопии на основе ФСПР для изучения, в том числе эффекта множественного перезамыкания магнитных линий в будущих экспериментах.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках работы Программы 10 «Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика НЦФМ». Расчеты были выполнены с использованием ресурсов МСЦ РАН. Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (грант № 075-00270-24-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. G. H. Miller, Opt. Eng. 43, 2841 (2004).
2. N. Fleurot, C. Cavailler, J. L. Bourgade, Fusion Eng. Des. 74, 147–154 (2005).
3. S. G. Garanin, F. A. Starikov, R. A. Shnyagin, Opt. Spectrosc. 114, 851–858 (2013).
4. M. Yamada, R. Kulsrud, H. Ji, Rev. Mod. Phys. 82, 603–664 (2010).
5. P. Helander, L.-G. Eriksson, F. Andersson, Plasma Phys. Control. Fusion. 44, B247–B262 (2002).
6. J. T. Gosling, Space Sci. Rev. 172, 187–200 (2012).
7. Somov B. V., Plasma Astrophysics, Part II: Reconnection and Flares (Springer, 2006).
8. M. Bárta, M. Karlický, R. Žemlička, Sol. Phys. 253, 173–189 (2008).
9. X. Cheng, J. Zhang, Y. Liu, M. D. Ding, Astrophys. J. 732, L25 (2011).
10. X. Cheng, Y. Li, L. F. Wan, M. D. Ding, P. F. Chen, J. Zhang, J. J. Liu, Astrophys. J. 866, 64 (2018).
11. P. Pagano, D. H. Mackay, S. Poedts, Astron. and Astrophys. 554, A77 (2013).
12. J. Lin, Y. -K. Ko, L. Sui, J. C. Raymond, G. A. Stenborg, Y. Jiang, S. Zhao, S. Mancuso, Astrophys. J. 622, 1251–1264 (2005).
13. L. K. S. Daldorff, J. E. Leake, J. A. Klimchuk, Astrophys. J. 927, 196 (2022).
14. A. Retinò, D. Sundkvist, A. Vaivads, F. Mozer, M. André, C. J. Owen, Nat. Phys. 3, 235–238 (2007).
15. P. Louarn, N. Andre, C. M. Jackman, S. Kasahara, E. A. Kronberg, M. F. Vogt, Space Sci. Rev. 187, 181–227 (2015).
16. J. Varela, V. Réville, A. S. Brun, P. Zarka, F. Pantellini, Astron. and Astrophys. 616, A182 (2018).
17. V. Semenov, S. Dyadechkin, B. Punsly, Science 80, 305, 978–980 (2004).
18. Y. Lyubarsky, Astrophys. J. 897, 1 (2020).
19. M. Lyutikov, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 346, 540–554 (2003).
20. M. Hesse, P. A. Cassak, J. Geophys. Res. Sp. Phys., in press, doi:10.1029/2018JA025935.
21. C. T. Russell, M. A. Saunders, J. L. Phillips, J. A. Fedder, J. Geophys. Res. 91, 1417 (1986).
22. O. Price, G. H. Jones, J. Morrill, M. Owens, K. Battams, H. Morgan, M. Drückmüller, S. Deiries, Icarus 319, 540–557 (2019).
23. Л. В. Франк, А. Г., Артемьев, А. В., Зеленый, ЖЭТФ 150, 807–825 (2016).
24. S. Y. Bogdanov, G. V. Dreiden, V. S. Markov, G. V. Ostrovskaya, A. G. Frank, Plasma Phys. Reports 32, 1034–1046 (2006).
25. N. Katz, J. Egedal, W. Fox, A. Le, J. Bonde, A. Vrublevskis, Phys. Rev. Lett. 104, 255004 (2010).
26. W. Fox, F. Sciortino, A. v. Stechow, J. Jara-Almonte, J. Yoo, H. Ji, M. Yamada, Phys. Rev. Lett. 118, 125002 (2017).
27. J. D. Hare, L. Suttle, S. V. Lebedev, N. F. Loureiro, et al., Phys. Rev. Lett. 118, 085001 (2017).
28. A. Ishizawa, R. Horiuchi, Phys. Rev. Lett. 95, 045003 (2005).
29. M. Hesse, T. Neukirch, K. Schindler, M. Kuznetsova, S. Zenitani, Space Sci. Rev. 160, 3–23 (2011).
30. S. V. Bulanov, Plasma Phys. Control. Fusion. 59, 014029 (2017).
31. K. Burdonov, A. Fazzini, V. Lelasseux, J. Albrecht, et al., Matter Radiat. Extrem. 6, doi:10.1063/5.0065138 (2021).
32. А. Г. Франк, Успехи физических наук. 53, 941–947 (2010).
33. Y. H. Liu, P. Cassak, X. Li, M. Hesse, S. C. Lin, K. Genestreti, Commun. Phys. 2022 51, 5, 1–9 (2022).
34. J. Qiu, W. Liu, N. Hill, M. Kazachenko, Astrophys. J. 725, 319–330 (2010).
35. K. J. Trattner, J. S. Mulcock, S. M. Petriner, S. A. Fuselier, Geophys. Res. Lett. 34, L03108 (2007).
36. M. Yamada, J. Yoo, J. Jara-Almonte, H. Ji, R. M. Kulsrud, C. E. Myers, Nat. Commun. 5, doi:10.1038/ncomms5774 (2014).
37. É. Falize, C. Michaut, S. Bouquet, Astrophys. J. 730, 96 (2011).
38. L. Willingale, P. M. Nilson, M. C. Kaluza, A. E. Dangor, et al., Phys. Plasmas. 17, doi:10.1063/1.3377787 (2010).
39. S. Bolaños, A. Sladkov, R. Smets, S. N. Chen, et al., J. Fuchs, Nat. Commun. 13, 6426 (2022).
40. P. M. Nilson, L. Willingale, M. C. Kaluza, C. Kamperidis, et al., Phys. Rev. Lett. 97, 255001 (2006).
41. B. K. F. Young, A. L. Osterheld, D. F. Price, R. Shepherd, et al., Rev. Sci. Instrum. 69, 4049–4053 (1998).
42. W. Fox, A. Bhattacharjee, K. Germaschewski, Phys. Rev. Lett. 106, 215003 (2011).
43. W. Fox, A. Bhattacharjee, K. Germaschewski, Phys. Plasmas. 19, doi:10.1063/1.3694119 (2012).
44. M. Øieroset, T. D. Phan, R. Ergun, N. Ahmadi, et al., Phys. Plasmas. 28, doi:10.1063/5.0072182 (2021).
45. D. I. Pontin, E. R. Priest Magnetic reconnection: MHD theory and modelling (Springer International Publishing; vol. 19, 2022).
46. Y. Kuramitsu, T. Moritaka, Y. Sakawa, T. Morita, et al., Nat. Commun. 9, 5109 (2018).

47. *W. Liu, Q. Chen, V. Petrosian*, *Astrophys. J.* 767, 168 (2013).
48. *G. Fiksel, W. Fox, A. Bhattacharjee, D. H. Barnak, P.-Y. Chang, K. Germaschewski, S. X. Hu, P. M. Nilson*, *Phys. Rev. Lett.* 113, 105003 (2014).
49. *J. Zhong, Y. Li, X. Wang, J. Wang, Q. Dong, et al.*, *Nat. Phys.* 6, 984–987 (2010).
50. *W. Daughton, J. Scudder, H. Karimabadi*, *Phys. Plasmas* 13, doi:10.1063/1.2218817 (2006).
51. *F. Ebrahimi, R. Raman*, *Phys. Rev. Lett.* 114, 205003 (2015).
52. *K. Sakai, T. Moritaka, T. Morita, K. Tomita, et al.*, *Sci. Rep.* 12, 10921 (2022).
53. *Y. Kuramitsu, Y. Sakawa, J. N. Waugh, C. D. Gregory, T. Morita, S. Dono, H. Aoki, H. Tanji, B. Loupias, M. Koenig, N. Woolsey, H. Takabe*, *Astrophys. J.* 707, L137–L141 (2009).
54. *P. M. Nilson, L. Willingale, M. C. Kaluza, C. Kamperidis, et al.*, *Phys. Plasmas* 15, doi:10.1063/1.2966115 (2008).
55. *Q.-L. Dong, S.-J. Wang, Q.-M. Lu, C. Huang, et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 108, 215001 (2012).
56. *C. K. Li, F. H. Séguin, J. A. Frenje, J. R. Rygg, R. D. Petrasso, R. P. J. Town, O. L. Landen, J. P. Knauer, V. A. Smalyuk*, *Phys. Rev. Lett.* 99, 055001 (2007).
57. *X. X. Pei, J. Y. Zhong, Y. Sakawa, Z. Zhang, et al.*, *Phys. Plasmas* 23, doi:10.1063/1.4944928 (2016).
58. *A. Chien, L. Gao, S. Zhang, H. Ji, E. G. Blackman, et al.*, *Nat. Phys.* 19, 254–262 (2023).
59. *J. P. Geindre, P. Audebert, A. Rousse, J. C. Gauthier, A. Y. Faenov, T. A. Pikuz, S. A. Pikuz, T. A. Shelkovenko*, *Phys. Scr.* 53, 645–647 (1996).
60. *A. Y. Faenov, S. A. Pikuz, A. I. Erko, B. A. Bryunetkin, et al.*, *Phys. Scr.* 50, 333–338 (1994).
61. *S. A. Pikuz, I. Y. Skobelev, M. A. Alkhimova, G. V. Pokrovskii, et al.*, *JETP Lett.* 105, 13–17 (2017).
62. *S. N. Ryazantsev, A. S. Martynenko, M. V Sedov, I. Y. Skobelev, et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* 64, 105016 (2022).
63. *M. A. Alkhimova, A. Y. Faenov, I. Y. Skobelev, T. A. Pikuz, et al.*, *Opt. Express* 25, 29501 (2017).
64. *E. D. Filippov, K. F. Burdonov, T. A. Pikuz, I. Y. Skobelev*, *Symmetry (Basel)* 14, 1–21 (2022).
65. *E. D. Filippov, S. S. Makarov, K. F. Burdonov, W. Yao, et al.*, *Sci. Rep.* 11, 8180 (2021).
66. *E. D. Filippov, M. Khan, A. Tentori, P. Gajdos, et al.*, *Matter Radiat. Extrem.* 8, 065602 (2023).
67. *V. M. Dyakin, A. I. Magunov, T. A. Pikuz, I. Y. Skobelev, A. Y. Faenov, J. Wolowski, E. Woryna, P. Parys, T. Pisarczyk*, *Quantum Electron.* 25, 690–694 (1995).
68. *C. Y. Chien, J. C. Kieffer, O. Peyrusse, D. Gilles, M. Chaker, J. S. Coe, G. Mourou, Y. Beaudoin*, *Opt. Lett.* 18, 1535 (1993).
69. *Z. Jiang, J. C. Kieffer, J. P. Matte, M. Chaker, O. Peyrusse, D. Gilles, G. Korn, A. Maksimchuk, S. Coe, G. Mourou*, *Phys. Plasmas* 2, 1702–1711 (1995).
70. *V. A. Boiko, A. V. Vinogradov, S. A. Pikuz, I. Y. Skobelev, A. Y. Faenov*, *J. Sov. Laser Res.* 6, 85–290 (1985).
71. *C. Kaur, S. Chaurasia, N. Singh, J. Pasley, S. Aggarwal, M. Mohan*, *Phys. Plasmas* 26, doi:10.1063/1.5051758 (2019).
72. *G. V. Brown, P. Beiersdorfer, D. A. Liedahl, K. Widmann, S. M. Kahn, E. J. Clothiaux*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 140, doi:10.1086/339374 (2002).
73. *E. V. Marley, D. A. Liedahl, M. B. Schneider, R. F. Heeter, et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* 89, 1–5 (2018).
74. *J. J. MacFarlane, I. E. Golovkin, P. R. Woodruff, D. R. Welch, B. V. Oliver, T. A. Melhorn, R. B. Campbell, T. A. Mehlhorn, R. B. Campbell*, *Proc. Inert. Fusion Sci. Appl. (American Nucl. Soc. La Grange Park, IL)*, 1–4, (2003).
75. *E. D. Filippov, I. Y. Skobelev, G. Revet, S. N. Chen, B. Khair, A. Ciardi, D. Khaghani, D. P. Higginson, S. A. Pikuz, J. Fuchs*, *Matter Radiat. Extrem.* 4, doi:10.1063/1.5124350 (2019).
76. *B. Khair, G. Revet, A. Ciardi, K. Burdonov, et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 123, 205001 (2019).

ON THE POSSIBILITY OF STUDYING THE EFFECT OF MAGNETIC RECONNECTION IN A LABORATORY ASTROPHYSICAL EXPERIMENT USING X-RAY EMISSION L-SPECTRA OF MULTIPLY CHARGED IONS

M. A. Alkhimova*, S. S. Makarov, I. Yu. Skobelev, S. N. Ryazantsev, E. D. Filippov

Joint Institute for High Temperature of RAS, Moscow, Russia

**E-mail: maryalkhimova@ihed.ras.ru*

The paper considers the application of X-ray spectroscopy with high spatial resolution for investigation of magnetic reconnection in laboratory astrophysical experiments carried out on laser facilities of nano- and pico-second duration at moderate laser intensity on the target $<10^{18}$ W/cm². A brief overview of commonly used experimental schemes is given. We present atomic kinetic calculations for the spectra from the L-shells of Ne- and F-like iron ions (Fe, $Z = 26$), which demonstrate the high sensitivity of the spectra to changes in plasma parameters. An analysis of the range of applicability of various diagnostic approaches to assessing the electron temperature and laser plasma density is carried out. It is shown that transition lines in Ne-like ions are a universal tool for measuring plasma parameters, both in the region of laser interaction with the target and in the reconnection zone.

Keywords: X-ray spectroscopy, high power laser matter interaction, magnetic reconnection, laboratory astrophysics