

# Релятивистское магнитное пересоединение в сталкивающихся плазменных облаках, сгенерированных несколькими сверхмощными лазерными импульсами

А.Д.Сладков, А.В.Коржиманов

*Проанализирована возможность создания условий для наблюдения релятивистского магнитного пересоединения при использовании двух лазерных импульсов проектируемой установки XCELS. Необходимые условия предполагается создать в схеме, в которой замагниченные потоки плазмы генерируются на задней поверхности тонких твердотельных мишеней за счёт пучков энергетичных электронов, вбрасываемых в глубину мишени полями лазерного импульса и формирующих сильный ток на оси симметрии системы. Показано, что в этом случае возможно получение сгустков плотной плазмы с относительно невысокой (порядка нескольких мегаэлектронвольт) температурой и в замороженным магнитным полем порядка десятков килотесл, так что параметр замагниченности составит несколько единиц.*

**Ключевые слова:** релятивистская лазерная плазма, релятивистское магнитное пересоединение, замагниченная плазма, многопучковая лазерная система, сверхсильные магнитные поля.

## 1. Введение

Магнитное пересоединение, наблюдаемое при взаимодействии в плазме замагниченных потоков с различным направлением магнитного поля в них, представляет собой одно из наиболее фундаментальных и широко распространённых явлений в физике плазмы [1, 2]. При этом сложность динамики и многомасштабность идущих процессов, а также многообразие возможных параметров взаимодействия обеспечивают интерес к исследованию данного явления на протяжении уже многих десятков лет. В последние годы большое внимание уделяется изучению влияния на процесс магнитного пересоединения релятивистских эффектов [3–6]. Этот интерес обусловлен как предполагаемым существованием условий для так называемого релятивистского магнитного пересоединения вблизи ряда экстремальных астрофизических объектов, например нейтронных звёзд и ядер активных галактик, так и появлением возможностей для лабораторных исследований соответствующих процессов.

Основным инструментом для исследования релятивистского магнитного пересоединения в лабораторных условиях на данный момент представляются лазеры, генерирующие сверхкороткие сверхинтенсивные импульсы, способные ускорить электроны до релятивистских энергий. Отметим, что с применением сверхмощных лазерных импульсов уже в течение более 15 лет проводятся эксперименты по изучению магнитного пересоединения в

нерелятивистском режиме [7, 8]. Однако только недавно были выполнены первые эксперименты в релятивистском режиме взаимодействия [9, 10].

Помимо реализованных экспериментально методов наблюдения релятивистского магнитного пересоединения был предложен и ряд теоретических концепций его реализации [11, 12]. Ключевой проблемой представляется организация взаимодействия лазерного излучения с мишенью таким образом, чтобы сгенерировать относительно холодную плазму с замороженным в неё магнитным полем и чтобы плотность энергии поля была достаточно велика для обеспечения в процессе пересоединения кратного увеличения энергии электронов. В пионерской экспериментальной работе [9] достичь таких условий не удалось, и генерируемая плазма имела релятивистские температуры, а плотность энергии магнитного поля была сравнима с плотностью тепловой энергии электронов в плазме и, вероятно, даже несколько ниже её. В альтернативной экспериментальной схеме [10] получить холодную плазму удалось за счёт использования усложнённой конструкции мишени в виде микроскопического витка. В рамках настоящей работы будет рассмотрена предложенная теоретически альтернативная схема, в которой генерация релятивистской замагниченной плазмы оказывается возможной при относительно простой конфигурации мишени и схемы взаимодействия [13]. В этой схеме замагниченная плазма формируется при разлёте плазмы с обратной стороны тонкой плоской мишени, облучаемой сверхинтенсивным лазерным импульсом.

## 2. Постановка (схема) эксперимента

В типичных экспериментах по лабораторному наблюдению нерелятивистского магнитного пересоединения с применением мощных лазерных систем используются два, как правило, идентичных лазерных импульса, синхронно облучающие поверхность твердотельной мишени на расстоянии порядка десятков – сотен микрометров друг от друга. В результате инициированной ими абля-

А.Д.Сладков. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46

А.В.Коржиманов. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Россия, 603950 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23;  
e-mail: artem.korzhimanov@ipfran.ru

Поступила в редакцию 30 ноября 2022 г.

ции возникают разлетающиеся с поверхности сгустки неравновесной плазмы. Из-за различия в направлениях градиентов температуры и плотности за счёт механизма термоЭДС в этих сгустках происходит генерация квазистационарных магнитных полей, направленных азимутально по отношению к оси симметрии сгустка. Через некоторое время границы близкорасположенных расширяющихся сгустков соприкасаются и начинается их взаимодействие. В точке взаимодействия в замороженные в поток плазмы магнитные поля в различных сгустках оказываются направленными противоположно, что и приводит к возникновению условий для наблюдения магнитного пересоединения.

Аналогичная схема была использована и в первой работе по наблюдению релятивистского магнитного пересоединения [9]. Отличие заключалось только в интенсивности лазерных импульсов, которая превышала  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>, что при длине волны излучения около 1 мкм достаточно для достижения энергией осцилляций электронов в волне величины порядка их энергии покоя. Эта энергия осцилляций в процессе взаимодействия переходила в тепловую энергию электронов, а затем и в энергию генерируемого ими магнитного поля, что и обеспечивало в итоге условия для наблюдения релятивистского магнитного пересоединения. Из-за квазитеплового характера генерации магнитного поля в такой схеме её неотъемлемым свойством является относительно малая плотность энергии магнитного поля по сравнению с плотностью тепловой энергии электронов и, как следствие, доминирование тепловой энергии в процессе пересоединения.

В качестве альтернативы рассмотрим схему, предложенную в работе [13], в которой генерация расширяющегося сгустка замагниченной плазмы происходит на обратной стороне облучаемой мишени. Толщина мишени предполагается равной, как правило, примерно нескольким микрометрам. Для эффективной генерации при этом требуются более высокие интенсивности излучения, порядка  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> и выше. Известно, что при взаимодействии лазерного излучения такой интенсивности с мишенью происходит генерация компактных сгустков высокоэнергетичных электронов, вбрасываемых внутрь мишени и вылетающих с её обратной стороны. Эти сгустки обеспечивают возникновение сильного поля разделения зарядов на обратной стороне мишени, которое инициирует ионизацию вещества и его разлёт в окружающее пространство. В результате формируется разлетающийся плазменный сгусток с квазитепловыми электронами и ламинарным потоком холодных ионов. Из-за компактности сгустков вылетающих с обратной стороны мишени электронов они создают на оси плазменного сгустка сильный ток, генерирующий азимутальное магнитное поле. При этом вместе с ионами из мишени вылетает и большое количество холодных электронов. Таким образом, условия формирования магнитного поля и плазмы в рассматриваемой схеме существенно неравновесны и далеки от квазитепловых, и они не могут быть описаны моделью термоЭДС. Данное обстоятельство и обеспечивает образование на периферии плазменного сгустка достаточно обширной области холодной замагниченной плазмы. Типичный размер сгустка, создаваемого импульсом длительностью 100–1000 фс, составляет десятки микрометров. При наличии двух таких сгустков, инициированных двумя лазерными импульсами на расстоянии около 50–100 мкм друг от друга, возможно их взаимодействие с

наблюдением пересоединения магнитных полей сгустков в точке соприкосновения.

### 3. Моделирование эксперимента

Для исследования достижимых параметров генерируемой замагниченной плазмы было проведено двумерное полностью электромагнитное численное моделирование методом частиц в ячейках (particle-in-cell, PIC) с использованием программного комплекса PICADOR [14]. Параметры лазерного импульса в моделировании были выбраны близкими к планируемым для установки XCELS (eXawatt Center for Extreme Light Studies). Энергия импульса составляла 400 Дж, длина волны – 910 нм, а его длительность и размер пятна фокусировки варьировались. Моделирование проводилось в области размером  $560 \times 280$  мкм на сетке размером  $8000 \times 4000$ . Шаг по времени составлял 0.017 фс, а полное время моделирования выбиралось равным трём длительностям импульса по уровню половины интенсивности. Плазма в начальный момент времени представляла собой однородный плоский слой толщиной 2 мкм. Число частиц в ячейке в начальный момент времени было равно 200. Левая граница плазмы находилась на расстоянии 40 мкм от левой границы расчётной области. Плазма предполагалась состоящей из полностью ионизованных ионов алюминия и имела плотность, соответствующую плотности металлического алюминия. Таким образом, концентрация электронов в начальный момент составляла  $7.8 \times 10^{23}$  см<sup>-3</sup>. Для ускорения разлёта плазмы, а также с целью имитировать естественное загрязнение, присутствующее на мишенях, на правой границе плазмы располагался слой водородной плазмы толщиной 70 нм. Лазерный импульс генерировался на левой границе расчётной области и падал по нормали к поверхности мишени. Он имел гауссову форму по обеим координатам. Максимум импульса входил в расчётную область в момент времени, равный длительности импульса по уровню  $1/e^2$  по интенсивности. Плоскость фокусировки лазерного импульса располагалась на левой границе плазмы.

Для анализа квазистационарных распределений проводилось выделение низкочастотных составляющих концентрации электронов и магнитного поля путём гауссовой фильтрации с шириной гауссовой функции, равной двум пространственным периодам лазерной волны.

Температура электронов плазмы определялась как среднее значение величины  $(\gamma - 1)m_e c^2$  ( $\gamma$  – гамма-фактор электрона,  $m_e$  – масса электрона,  $c$  – скорость света) по всем макрочастицам, находящимся в ячейке сетки.

### 4. Результаты анализа и моделирования

В основной серии расчётов диаметр фокусировки лазерного импульса был фиксирован и составлял 4 мкм по уровню половины интенсивности. На рис.1 приведён типичный результат расчёта. Видно, что после начала действия лазерного импульса происходит генерация сгустков высокоэнергетичных электронов, вбрасываемых в мишень и вылетающих с её обратной стороны. В результате формируется поле разделения зарядов, инициирующее разлёт плазмы. Электронная концентрация в разлетающейся плазме находится в интервале  $10^{19}$ – $10^{22}$  см<sup>-3</sup>, а температура электронов составляет от единиц до десятков мегаэлектронвольт. Поперечный размер разлетаю-

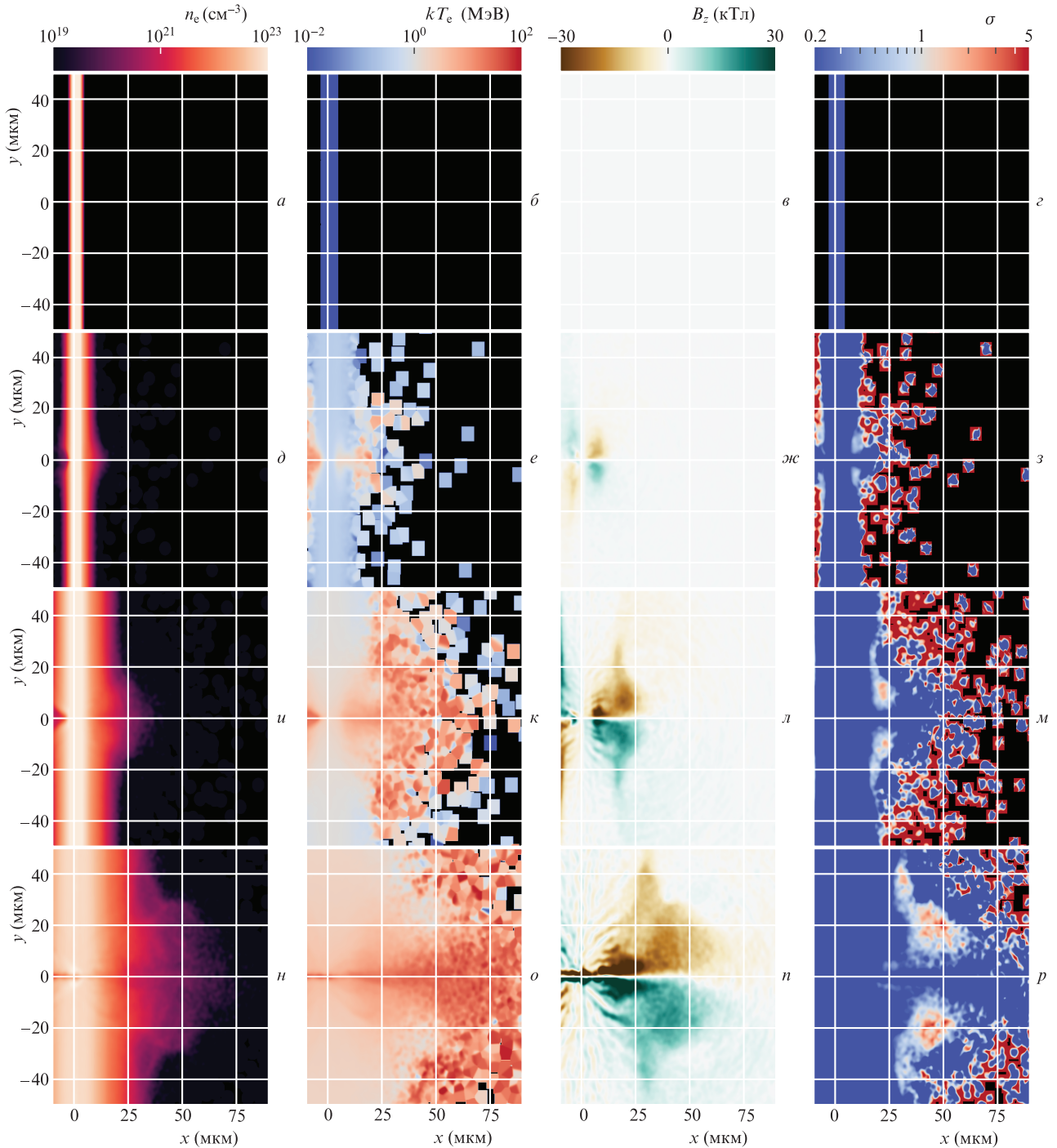


Рис. 1. Динамика разлёта самомагнитной плазмы, инициированного действием мощного лазерного импульса длительностью 1000 фс на тонкую металлическую фольгу: пространственные распределения концентрации электронов  $n_e$  (первый столбец), электронной температуры  $kT_e$  (второй столбец), низкочастотной компоненты поперечного магнитного поля  $B_z$  (третий столбец) и параметра замагнитченности  $\sigma$  (четвёртый столбец) в моменты времени  $t = 0$  (первая строка), 900 (вторая строка), 1350 (третья строка) и 1800 фс (четвёртая строка) после начала расчёта.

щегося сгустка достигает примерно 40–60 мкм. Ток вылетающих высокоэнергетичных электронов генерирует также азимутальное квазистационарное магнитное поле, достигающее величины в десятки килотесл. В результате в обширной области на периферии разлетающейся плазмы формируется релятивистская замагнитченная плазма. Для её характеристики принято использовать параметр замагнитченности, равный отношению плотности магнитной энергии к плотности полной энергии электронов:

$$\sigma = \frac{B^2}{\mu_0 n_e \langle \gamma \rangle m_e c^2},$$

где  $B$  – индукция магнитного поля;  $\mu_0$  – магнитная постоянная;  $n_e$  – концентрация электронов. Как видно из рис. 1,  $p$ , параметр  $\sigma$  в разлетающейся плазме достигает  $\sim 5$ .

Для максимизации величины  $\sigma$  была проведена серия расчётов с различной длительностью лазерного импульса при фиксированной энергии. Результаты приведены на

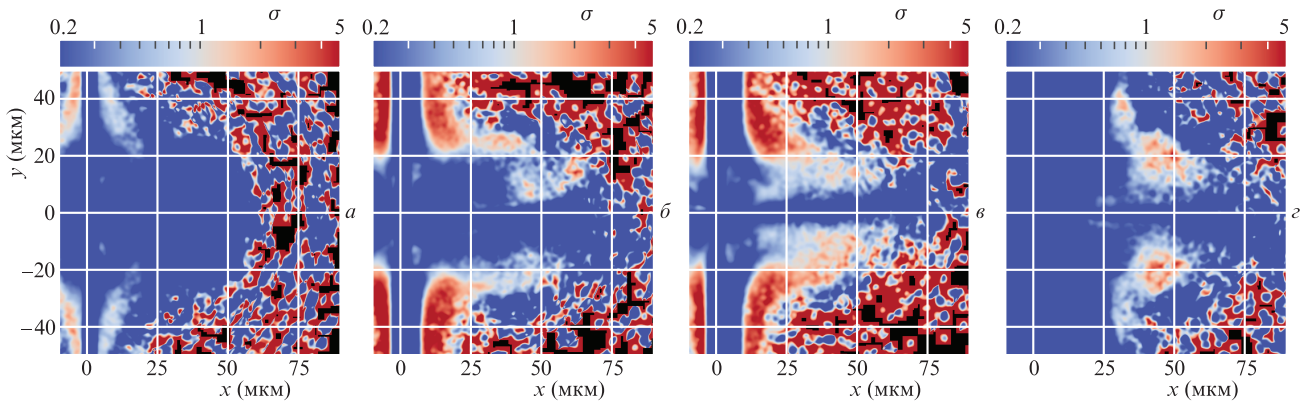


Рис.2. Пространственные распределения параметра загамниченности  $\sigma$  для длительностей падающего лазерного импульса 50 (а), 250 (б), 500 (в) и 1000 фс (г) в моменты времени  $t = 500$  (а), 900 (б), 1200 (в) и 1800 фс (г) после начала расчёта.

рис.2. Видно, что с увеличением длительности импульса параметр загамниченности плазмы растёт. Это связано с тем обстоятельством, что, хотя с увеличением длительности интенсивность лазерного излучения снижается, время разлёта плазмы и, соответственно, область загамниченной плазмы увеличиваются. В результате низкочастотная составляющая магнитного поля оказывается практически не зависящей от длительности импульса при фиксированной энергии и размере пятна фокусировки. Это видно из рис.3, на котором приведены временные зависимости пикового значения низкочастотной компоненты магнитного поля в расчётной области. В момент прихода максимума интенсивности лазерного импульса для всех его длительностей оно достигает  $\sim 70$  кТл, а затем релаксирует к значению  $\sim 30$  кТл. Тем не менее при длительности импульса свыше 700 фс рост параметра  $\sigma$  практически останавливается, поэтому именно данная длительность представляется оптимальной для проведения эксперимента.

Некоторого увеличения параметра  $\sigma$  при фиксированной энергии и длительности импульса можно ожидать при уменьшении пятна фокусировки, сопровождающимся ростом интенсивности излучения. Однако для сверхострой фокусировки меняется характер генерации быстрых электронов, увеличивается угол их разлёта и, как следствие, уменьшается эффективность генерации магнитного поля. На рис.4 показан пример расчёта для диаметра пятна фокусировки 1.5 мкм и длительности импульса 1000 фс. Видно, что параметр  $\sigma$  действительно несколько больше, чем на рис.2,г, но различие не столь существенно.

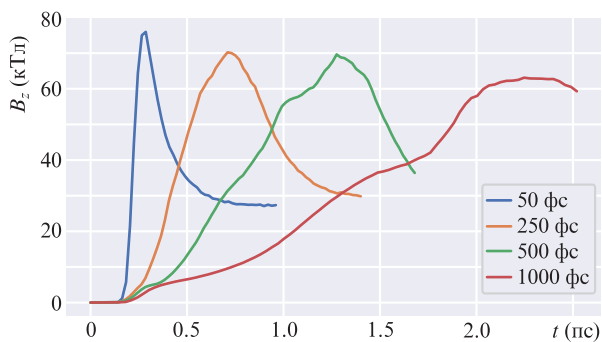


Рис.3. Зависимости пикового значения низкочастотной компоненты поперечного магнитного поля  $B_z$  от времени для различных длительностей падающего лазерного импульса.

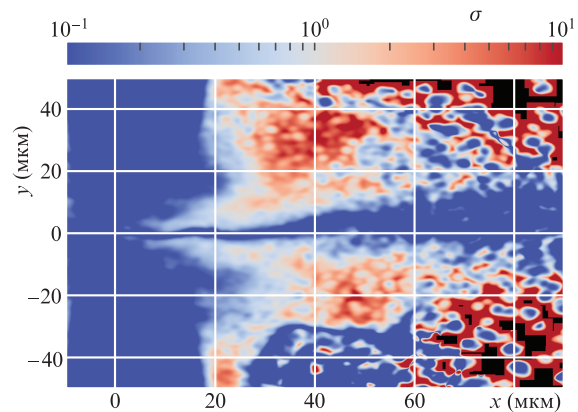


Рис.4. Пространственное распределение параметра загамниченности  $\sigma$  для случая импульса длительностью 1000 фс при сверхострой фокусировке в момент времени  $t = 1500$  фс после начала расчёта.

Для длительности импульса 1000 фс был проведён также расчёт для двух лазерных импульсов, облучающих мишень в двух точках, расположенных на расстоянии 14 мкм друг от друга. Это позволило оценить параметры плазмы в области взаимодействия потоков, инициируемых двумя импульсами. В расчёте для имитации двух импульсов с близкорасположенными пятнами фокусировки использовались периодические граничные условия в поперечном направлении, что дало возможность наблюдать взаимодействие плазменного потока с самим собой. Размер расчётной области в поперечном направлении в данном случае составлял 28 мкм, а шаг сетки не менялся. Результаты расчёта приведены на рис.5. Видно, что взаимодействие не приводит к существенному изменению параметра  $\sigma$  в области налетающего потока плазмы, однако размер загамниченной области увеличился. Это связано с «поджатием» магнитного поля в области, близкой к нейтральной линии, и, как следствие, с эффективным локальным увеличением величины магнитного поля.

## 5. Требования к эксперименту

Таким образом, для проведения эксперимента необходимы два лазерных импульса длительностью в несколько сотен фемтосекунд с интенсивностью более  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>, облучающих твердотельную мишень толщиной в несколько микрометров в двух точках, расположенных на расстоянии примерно 10–50 мкм друг от друга. Для диагностики процесса пересоединения возможно

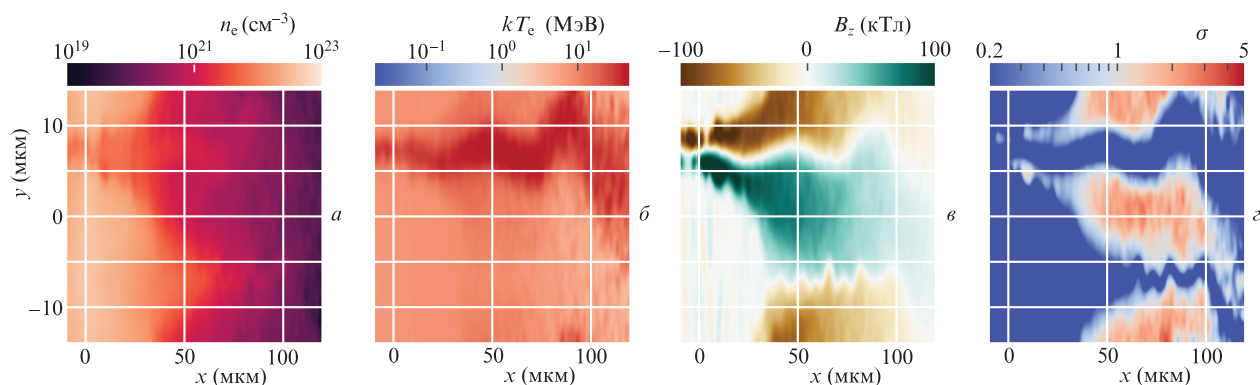


Рис. 5. Пространственные распределения концентрации электронов  $n_e$  (а), электронной температуры  $kT_e$  (б), низкочастотной компоненты поперечного магнитного поля  $B_z$  (в) и параметра замагничности  $\sigma$  (г) при столкновении плазменных потоков, созданных двумя лазерными импульсами длительностью 1000 фс, в момент времени  $t = 1600$  фс после начала расчёта. Импульс облучал точку с координатой  $y = 7$  мкм, взаимодействие двух импульсов имитировалось периодическими граничными условиями по оси  $y$ .

применение протонной радиографии (для получения снимков магнитного поля и структуры области пересоединения). Для этого требуется генерация пикосекундного протонного пучка из отдельной мишени третьим лазерным импульсом, например методом TNSA [15]. Диагностику теплового состояния плазмы можно проводить путём анализа спектрального состава её рентгеновского излучения [16]. Диагностику генерации нетепловых электронов в процессе магнитного пересоединения можно проводить спектрометром на основе стека радиохромных плёнок, разделённых слоями металла, и, возможно, методом парабола Томсона.

## 6. Заключение

В работе продемонстрирована возможность применения установки XCELS для генерации холодной релятивистской замагниченной плазмы с целью наблюдения релятивистского магнитного пересоединения. При использовании двух лазерных импульсов длительностью 250–1000 фс, сфокусированных по нормали в пятна диаметром 2–4 мкм, находящиеся на расстоянии 10–50 мкм друг от друга, на твердотельную мишень толщиной в несколько микрометров, на обратной стороне мишени формируются два сгустка замагниченной разлетающейся плазмы с параметром замагничности  $\sigma \approx 5$ , при столкновении которых возникают условия для магнитного пересоединения. Диагностика на основе протонной радио-

графии, рентгеновской и электронной спектрометрии позволит определить величину магнитного поля в области взаимодействия, структуру области взаимодействия, спектр генерируемых нетепловых электронов и тепловое состояние плазмы.

Работа профинансирована Министерством науки и высшего образования РФ в рамках проекта по созданию Научного центра мирового уровня «Фотоника» (договор № 075-15-2020-906). Численное моделирование проводилось с использованием ресурсов, предоставленных Межведомственным суперкомпьютерным центром РАН.

1. Yamada M., Kulsrud R., Ji H. *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 603 (2010).
2. Ji H. et al. *Nat. Rev. Phys.*, **4**, 263 (2022).
3. Blackman E.G., Field G.B. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 494 (1994).
4. Lyubarsky Y.E. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **358**, 113 (2005).
5. Hakobyan H., Petropoulou M., Spitkovsky A., Sironi L. *Astrophys. J.*, **912**, 48 (2021).
6. Hakobyan H., Philippov A., Spitkovsky A. *Astrophys. J.*, **877**, 53 (2019).
7. Fiksel G. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 105003 (2014).
8. Nilson P.M. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 255001 (2006).
9. Law K.F.F. et al. *Phys. Rev. E*, **102**, 033202 (2020).
10. Raymond A.E. et al. *Phys. Rev. E*, **98**, 043207 (2018).
11. Gu Y.J. et al. *Phys. Rev. E*, **93**, 013203 (2016).
12. Yi L., Shen B., Pukhov A., Fülöp T. *Nat. Commun.*, **9**, 1601 (2018).
13. Korzhimanov A.V. *Appl. Sci.*, **11**, 11966 (2021).
14. Surmin I.A. et al. *Comput. Phys. Commun.*, **202**, 204 (2016).
15. Gao L. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **114**, 215003 (2015).
16. Faenov A.Ya. et al. *Laser Part. Beams*, **33**, 27 (2015).