

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОТОКА ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ С ПОПЕРЕЧНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

*А. А. Соловьёв*<sup>1</sup>, *К. Ф. Бурдонов*<sup>1</sup>, *А. В. Котов*<sup>1</sup>, *С. Е. Перевалов*<sup>1</sup>, *Р. С. Земсков*<sup>1</sup>,  
*В. Н. Гинзбург*<sup>1</sup>, *А. А. Кочетков*<sup>1</sup>, *А. А. Кузьмин*<sup>1</sup>, *А. А. Шайкин*<sup>1</sup>, *И. А. Шайкин*<sup>1</sup>,  
*Е. А. Хазанов*<sup>1</sup>, *И. В. Яковлев*<sup>1</sup>, *А. Г. Лучинин*<sup>1</sup>, *М. В. Морозкин*<sup>1</sup>, *М. Д. Проявин*<sup>1</sup>,  
*М. Ю. Глявин*<sup>1</sup>, *Ж. Фукс*<sup>2</sup>, *М. В. Стародубцев*<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup> Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup> Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, Palaiseau, France

Представлены результаты экспериментального исследования расширения лазерной плазмы в сильном (с индукцией 13,5 Тл) внешнем магнитном поле при различных размерах области плазмообразования на поверхности твёрдотельной мишени. Показано, что при размерах области плазмообразования, меньших классического радиуса торможения плазмы, наблюдается практически идентичная топология потоков плазмы, которая характеризуется формированием тонкого плазменного листа, ориентированного вдоль внешнего магнитного поля. При ширине области плазмообразования, сравнимой с классическим радиусом торможения плазмы, начинается формирование дополнительного плазменного листа.

### ВВЕДЕНИЕ

Исследование взаимодействия лазерной плазмы с внешними магнитными полями открывает широкие возможности с точки зрения изучения разнообразных волновых и магнитогидродинамических процессов и их использования для решения многочисленных фундаментальных и прикладных задач. Интерес к подобным работам связан в значительной мере с задачами лазерно-плазменного ускорения заряженных частиц и управления их характеристиками [1–4] и с разработкой новых схем генерации вторичных излучений [5–10]. В то же время сильные внешние магнитные поля активно применяются в области физики высоких плотностей энергии. Здесь процессы взаимодействия лазерной плазмы с магнитными полями открывают широкие возможности для экспериментального исследования целого спектра задач, от повышения эффективности нагрева мишеней в управляемом термоядерном синтезе при использовании сильного внешнего магнитного поля [11–16] до лабораторного моделирования астрофизических явлений [17–24]. Так, при моделировании аккреции вещества на молодые звёзды успешно применяются лабораторные эксперименты с использованием высокоскоростных потоков лазерной плазмы, создаваемых при воздействии наносекундными лазерными импульсами на расположенные во внешнем магнитном поле твёрдотельные мишени [20–24].

Использование лабораторного моделирования позволяет решить ряд важных астрофизических задач. В частности, применяемые в настоящее время методы численного моделирования процесса падения вещества из аккреционного диска на молодую звезду не могут в полной мере решить вопрос о структуре переходной зоны между внутренним краем аккреционного диска и магнитосферой звезды. В результате этого существует несколько заметно отличающихся моделей, описывающих этот процесс, включая модели аккреции вдоль магнитных силовых линий [25–28] и аккреции в экваториальной плоскости звезды [29, 30], происходящей в результате

\* mstar@ipfran.ru

развития неустойчивости Рэля—Тейлора. В данной ситуации лабораторные эксперименты позволяют выяснить, какие именно физические процессы являются определяющими в переходной зоне, построить соответствующую численную модель взаимодействия движущейся плазмы с окружающим магнитным полем и на её основе оценить основные характеристики плазмы в аккреционном диске на границе с магнитосферой и течения внутри аккреционной колонки.

В силу того, что переходная зона между внутренним краем аккреционного диска и магнитосферой звезды характеризуется приблизительным балансом газодинамического давления плазмы и магнитного давления, выполнение именно этого условия является основным требованием при разработке схемы эксперимента. Для оценки характерных параметров лазерной плазмы в этих условиях можно воспользоваться так называемым классическим радиусом торможения плазмы [31, 32]:

$$R_b \sim (3E_0/B_0^2)^{1/3}. \quad (1)$$

При этом предполагается, что лазерная плазма с полной энергией  $E_0$  мгновенно создаётся в некоторой точке пространства с однородным внешним магнитным полем  $B_0$ , после чего изотропно расширяется с начальной сверхзвуковой скоростью  $V_0$ . В силу своей высокой проводимости лазерная плазма выталкивает магнитное поле из своего объёма и достигает размера порядка  $R_b$  к моменту своей полной остановки. Средняя концентрация плазмы внутри сферы с радиусом  $R_b$  оказывается порядка

$$\langle N \rangle \sim \frac{E_0}{V_0^2 M (4\pi/3) R_b^3} \sim \frac{B_0^2}{4\pi V_0^2 M}, \quad (2)$$

где  $M$  — масса иона. Видно, что значение  $\langle N \rangle$  не зависит от энергии лазерного импульса и определяется отношением индукции внешнего магнитного поля  $B_0$  к начальной скорости ионов  $V_0$ . Следует отметить, что для большинства экспериментов по разлёту лазерной плазмы, создаваемой при облучении твёрдотельных мишеней наносекундными лазерными импульсами [17–24], характерные величины  $V_0$  оказываются довольно близкими, лежащими в диапазоне от 100 до 500 км/с, несмотря на заметно отличающиеся параметры лазерного излучения (например, его интенсивность на поверхности мишени меняется от  $I \sim 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup> [17, 18] до  $I \sim 10^{13} \div 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> [20–24]). Таким образом, влияние индукции внешнего магнитного поля  $B_0$  на среднюю концентрацию плазмы оказывается определяющим.

Заметная часть экспериментальных работ по взаимодействию потоков лазерной плазмы с внешним магнитным полем проводится на крупномасштабных экспериментальных стендах с характерными масштабами внешнего магнитного поля порядка 1 м и индукцией порядка 100 ÷ 1 000 Гс (0,01 ÷ 0,10 Тл) [18, 19]. В этом случае (для энергий лазерных импульсов 10 ÷ 100 Дж) характерные размеры  $R_b$  оказываются порядка десятков сантиметров, а средние концентрации  $\langle N \rangle$  — порядка  $10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Следует отметить, что использование подобного подхода несколько ограничивает геометрию эксперимента, при которой размер источника лазерной плазмы всегда оказывается много меньше  $R_b$  и исследуется квазисферический разлёт плазмы в однородное внешнее магнитное поле.

На стенде PEARL (ИПФ РАН) реализован иной подход к изучению процессов взаимодействия лазерной плазмы с внешним магнитным полем, основанный на использовании значительно больших магнитных полей — более 10 Тл. При этом характерные размеры  $R_b$  оказываются около 3 мм, а средние концентрации плазмы — порядка  $10^{18}$  см<sup>-3</sup> для характерной энергии лазерного импульса 10 Дж. Перечислим основные преимущества такого подхода, основанного на использовании более сильных магнитных полей. Во-первых, видно, что получившиеся значения  $R_b$  и  $\langle N \rangle$  делают возможным использование оптических методов диагностики, таких, например, как фемтосекундная лазерная интерферометрия, что позволяет получать мгновенные двумерные

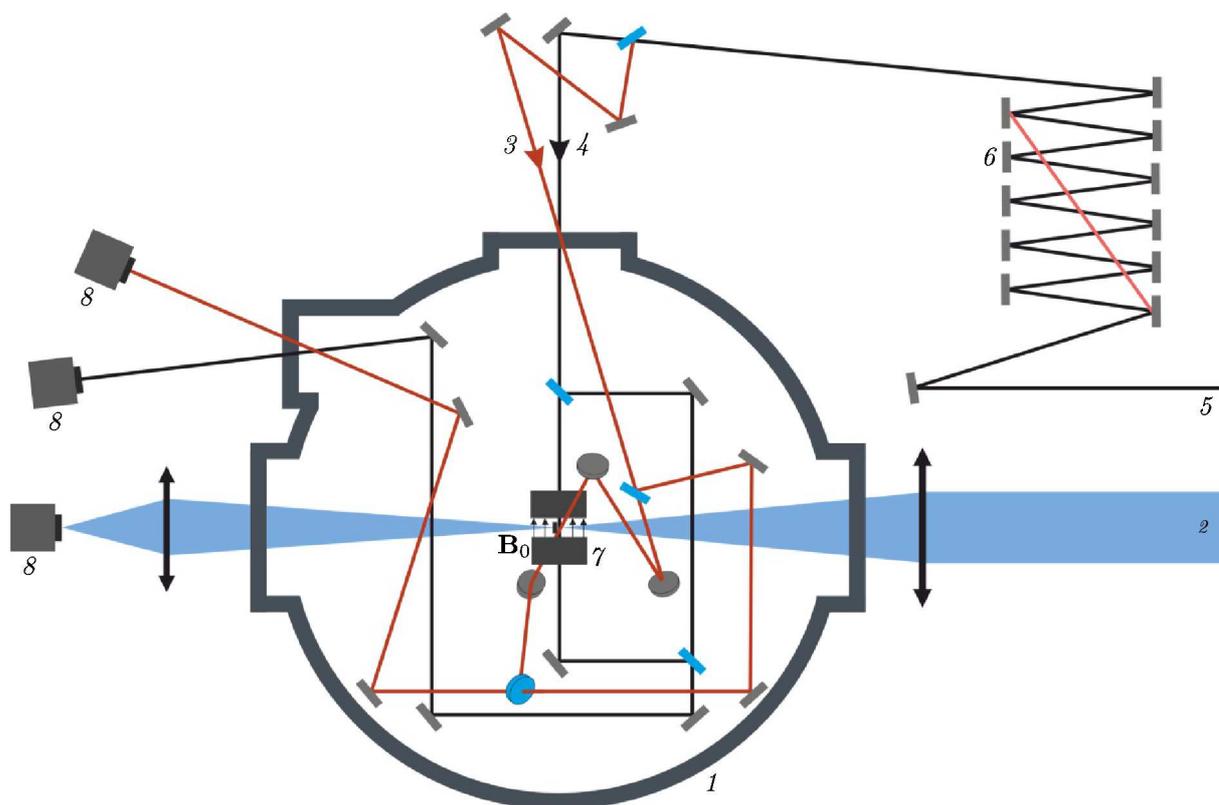


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — мишенная камера, 2 — лазер накачки, 3 и 4 — вертикальная и горизонтальная составляющие диагностического лазерного пучка 5 соответственно, 6 — линия задержки, 7 — катушки, 8 — ПЗС-камеры

снимки распределения концентрации электронов в потоке разлетающейся лазерной плазмы с высоким пространственным и временным разрешением. Во-вторых, малость  $R_b$  даёт возможность существенного изменения геометрии эксперимента, в том числе возможность создания источника лазерной плазмы с размером порядка или даже больше, чем  $R_b$ , что позволяет существенно расширить геометрию экспериментов по взаимодействию плазменных потоков с внешним магнитным полем.

В данной работе исследовано влияние размера лазерного пятна на поверхности мишени на структуру плазменного потока, расширяющегося в однородное внешнее магнитное поле, в случае, когда этот размер меньше или сопоставим с классическим радиусом торможения плазмы  $R_b$ . В том числе представлены впервые полученные экспериментальные данные о топологии лазерно-плазменного потока при размерах лазерного пятна порядка  $R_b$ .

## 1. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

### 1.1. Лазерная система

Эксперименты проводились на лабораторном стенде для исследований лазерно-плазменного взаимодействия [33, 34], созданном на базе лазерного комплекса PEARL [35]. Лазерная плазма создавалась внутри магнитной системы, которая описана в разделе 1.2.

Принципиальная схема эксперимента представлена на рис. 1. Для создания плазмы использовалась вторая гармоника лазера накачки стенда PEARL (лазер на неодимовом стекле [36],

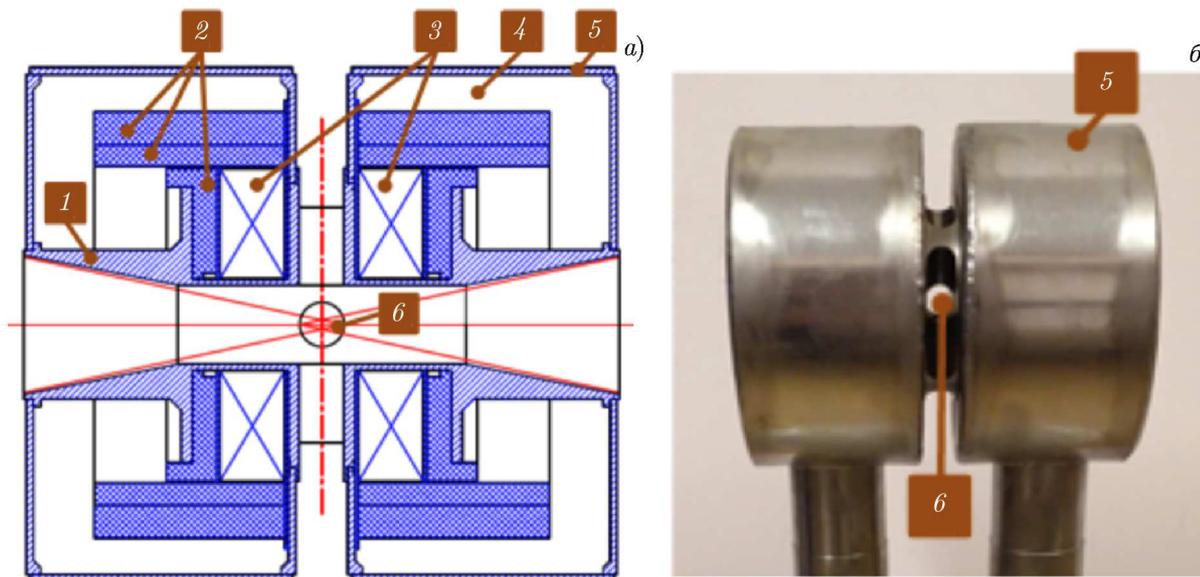


Рис. 2. Схематичное изображение магнитной системы в разрезе (а) и внешний вид магнитной системы (б): 1 — металлический силовой каркас, 2 — композитные элементы силового каркаса, 3 — обмотки, 4 — азотная камера, 5 — внешний экран, 6 — конусные отверстия для ввода лазерного излучения и вывода плазменного потока

длительность импульсов 1 нс, энергия импульса до 180 Дж, длина волны 527 нм, диаметр пучка  $D = 10$  см; изображён голубым цветом на рис. 1). Лазерный импульс фокусировался на твёрдотельную мишень, располагавшуюся внутри магнитной системы, при помощи линзы с фокальным расстоянием  $F = 1$  м. Диаметр пятна на мишени мог меняться от 0,1 до 2 мм, интенсивность излучения при этом лежала в диапазоне  $2 \cdot 10^{11} \div 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. Под действием такого излучения создавался высокоскоростной (100 ÷ 500 км/с) поток плазмы с концентрацией порядка  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>, расширяющийся в вакуум преимущественно в направлении, перпендикулярном поверхности мишени.

## 1.2. Магнитная система

Для моделирования процессов взаимодействия высокоскоростных плазменных потоков с внешним магнитным полем мишенная камера была оснащена магнитной системой, представляющей собой катушки Гельмгольца и обеспечивающей возможность ввода лазерного излучения накачки и пробного лазерного излучения (см. рис. 2). Максимальная индукция внешнего магнитного поля в центре катушки может достигать величины порядка 20 Тл.

Поскольку лазерно-плазменные эксперименты проводятся в мишенной камере с давлением остаточных газов менее  $10^{-5}$  торр, а частота следования выстрелов может достигать одного раза в несколько минут, для охлаждения катушек магнитной системы использован криостат, заполняемый жидким азотом. Магнитная система, созданная для работ на лазерно-плазменном стенде PEARL, состоит из пары катушек, разнесённых на расстояние около 1 см и закреплённых в герметичном корпусе с двойными стенками, между которыми заливается жидкий азот. При этом конструкция корпуса, наряду с механической прочностью и вакуумной плотностью, обеспечивает:

- 1) установку мишени внутри катушки с возможностью тонкой подстройки положения мишени;

2) обеспечение просвета не менее 2 см во взаимно-перпендикулярных направлениях для диагностического излучения;

3) возможность ввода мощного лазерного излучения в широком диапазоне углов относительно направления магнитного поля.

Необходимость фокусировки мощного лазерного излучения внутрь магнитной системы налагает дополнительное требование на её конструкцию: конструкционные элементы не должны мешать фокусировке (в том числе и достаточно острой) лазерного излучения в центр магнитной системы. Созданная на стенде PEARL магнитная система обеспечивает максимальную фокусировку  $D/F \leq 1/5$  в направлении поперёк внешнего магнитного поля и  $D/F \leq 1/4$  в продольном направлении. Так же она обеспечивает однородность индукции магнитного поля в промежутке между катушками порядка  $\Delta B_0/B_0 \sim 10\%$ , чего вполне достаточно для проведения экспериментов по расширению наносекундной лазерной плазмы во внешнее магнитное поле. Требования на однородность индукции магнитного поля не очень высокие, т. к. в любом случае оно сильно возмущается плазменным потоком.

Магнитное поле создавалось разрядом конденсаторного блока через катушку. Время прихода лазерного импульса на мишень было синхронизовано с пиком разряда, когда поле в катушке было максимальным. Характерные времена разряда составляли несколько миллисекунд, что гораздо больше характерных времён динамики исследуемой лазерной плазмы (меньше или порядка 100 нс), вследствие чего магнитное поле можно было считать постоянным на временах проведения эксперимента по расширению лазерной плазмы.

### 1.3. Система диагностики лазерной плазмы

Конструкция магнитной системы, состоящая из двух катушек Гельмгольца, позволяла, как отмечалось выше, размещать мишени внутри однородной области магнитного поля, вводить туда мощные плазмосоздающие лазерные импульсы и просвечивать область, занятую лазерной плазмой, двумя взаимно-перпендикулярными коллимированными диагностическими фемтосекундными лазерными пучками с диаметрами порядка 2 см, обеспечивая тем самым возможность получения мгновенных двумерных интерферометрических снимков лазерной плазмы одновременно в двух плоскостях: вдоль и поперёк внешнего магнитного поля (см. рис. 3).

Мишени размещались приблизительно по нормали к направлению плазмосоздающего наносекундного лазерного импульса. В качестве них использовались пластинки из тефлона  $\text{CF}_2$  прямоугольной формы (с размерами около  $5 \times 10 \times 1$  мм), присоединённые к стеклянной трубочке, закреплявшейся на специально смонтированной для данной серии экспериментов моторизованной системе позиционирования. Эта система позволяла размещать мишень в плоскости, обеспечивающей необходимую интенсивность лазерного импульса на её поверхности, а также передвигать её мишень в новую точку после каждого выстрела. Это дало возможность проводить серию выстрелов с использованием одной мишени без

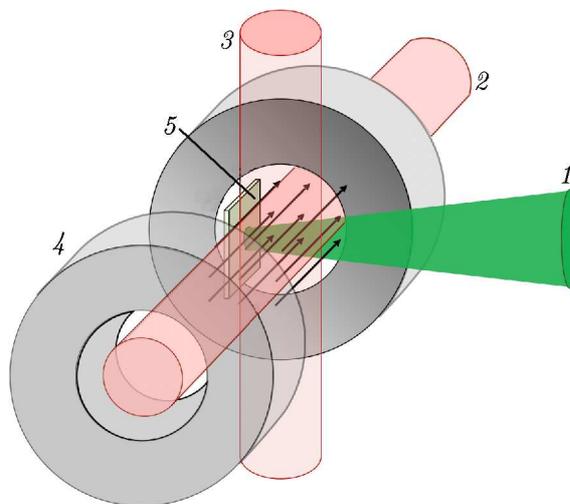


Рис. 3. Схема расположения плазмосоздающего наносекундного (1) и зондирующих фемтосекундных (2, 3) лазерных пучков в магнитной системе (4 — обмотка, 5 — мишень)

необходимости девакуумизации мишенной камеры для замены мишени после каждого выстрела.

Диагностика плазмы осуществлялась посредством фемтосекундной оптической интерферометрии, в которой использовалось поставляемое PEARL лазерное излучение на выходе из оптического компрессора с центральной длиной волны 910 нм, длительностью менее 100 фс и энергией до 10 мДж. В мишенной камере были собраны два интерферометра Маха—Цандера (горизонтальный и вертикальный, изображены на рис. 1 чёрным и коричневым цветами соответственно), позволявшие с помощью линии задержки (см. рис. 1) получать информацию о фазовых искажениях в плазме на временах от 8 до 108 нс после начала формирования плазменного облака в двух плоскостях: вдоль направления силовых линий магнитного поля (вертикальный интерферометр) и перпендикулярно ему (горизонтальный интерферометр). При помощи призм Глана фемтосекундный пучок разделялся в пространстве на две поляризационные компоненты, одна из которых задерживалась относительно другой на 10 нс, что позволяло получать за один выстрел два различных момента эволюции плазмы. Набор мгновенных «снимков» плазмы в процессе её взаимодействия с внешним магнитным полем, получаемый таким методом, даёт исчерпывающую информацию об исследуемых процессах.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 4 представлены интерферограммы лазерной плазмы, разлетающейся во внешнее магнитное поле  $B_0 = 13,5$  Тл. Характерное время разлёта плазменного облака до размера  $R_b$ , когда оно должно останавливаться давлением внешнего магнитного поля, составляет величину порядка  $\tau_b \sim R_b/V_0 \sim 8$  нс. В динамике взаимодействия плазменного потока с магнитным полем выделяются несколько характерных этапов. На начальном этапе (на временах много меньше  $\tau_b$ ) внешнее магнитное поле не оказывает влияния на разлёт плазмы, плазменный поток при этом характеризуется большим отношением газодинамического давления к магнитному давлению:  $2\mu_0\rho_0V_0/B_0^2 \sim \sim 10^3$  (здесь  $\mu_0$  — магнитная постоянная,  $\rho_0$  — плотность плазмы). На временах порядка  $\tau_b$  плазма достигает размера порядка  $R_b$  и её разлёт останавливается магнитным давлением (см. рис. 4а). При этом магнитные силовые линии искривляются и формируется достаточно резкая граница между плазменным облаком и магнитным полем; на этой границе начинает развиваться магнитная неустойчивость Рэлея—Тэйлора (желобковая неустойчивость; вставка на рис. 4а, см. также [20] для детального описания этого процесса). На больших временах плазменный поток в целом направляется в верхнюю часть плазменного облака, где начинает формироваться тонкий лист плазмы, сильно сжатый в направлении поперёк внешнего магнитного поля (см. рис. 4б) и вытянутый в направлении вдоль магнитного поля (подобная геометрия потока подтверждается не представленными здесь интерферограммами, измеренными поперёк  $B_0$ ; таким образом, тонкая структура, наблюдаемая в верхней части рис. 4б–г, представляет собой проекцию плазменного листа, ориентированного перпендикулярно плоскости наблюдения). В дальнейшем плазменное облако сжимается давлением магнитного поля и плазма вытесняется преимущественно вдоль этого плазменного листа (см. рис. 4в–д). Как видно из экспериментальных данных, характерный масштаб желобковой неустойчивости увеличивается при расширении плазменного облака (ср. вставки на рис. 4а и б, а также структуру боковых лепестков на рис. 4в–д).

Вышеописанный процесс взаимодействия потока лазерной плазмы с магнитным полем детально изучен в работе [22], его начальная стадия (соответствующая рис. 3а) также хорошо исследована в экспериментах на крупномасштабных стендах [18, 19]. Вместе с тем экспериментальные результаты, представленные в работах [18, 19, 22], получены при размерах источника лазерной плазмы, существенно меньших радиуса торможения плазмы  $R_b$  магнитным полем. В данной работе мы приводим первые экспериментальные данные с использованием источника лазерной

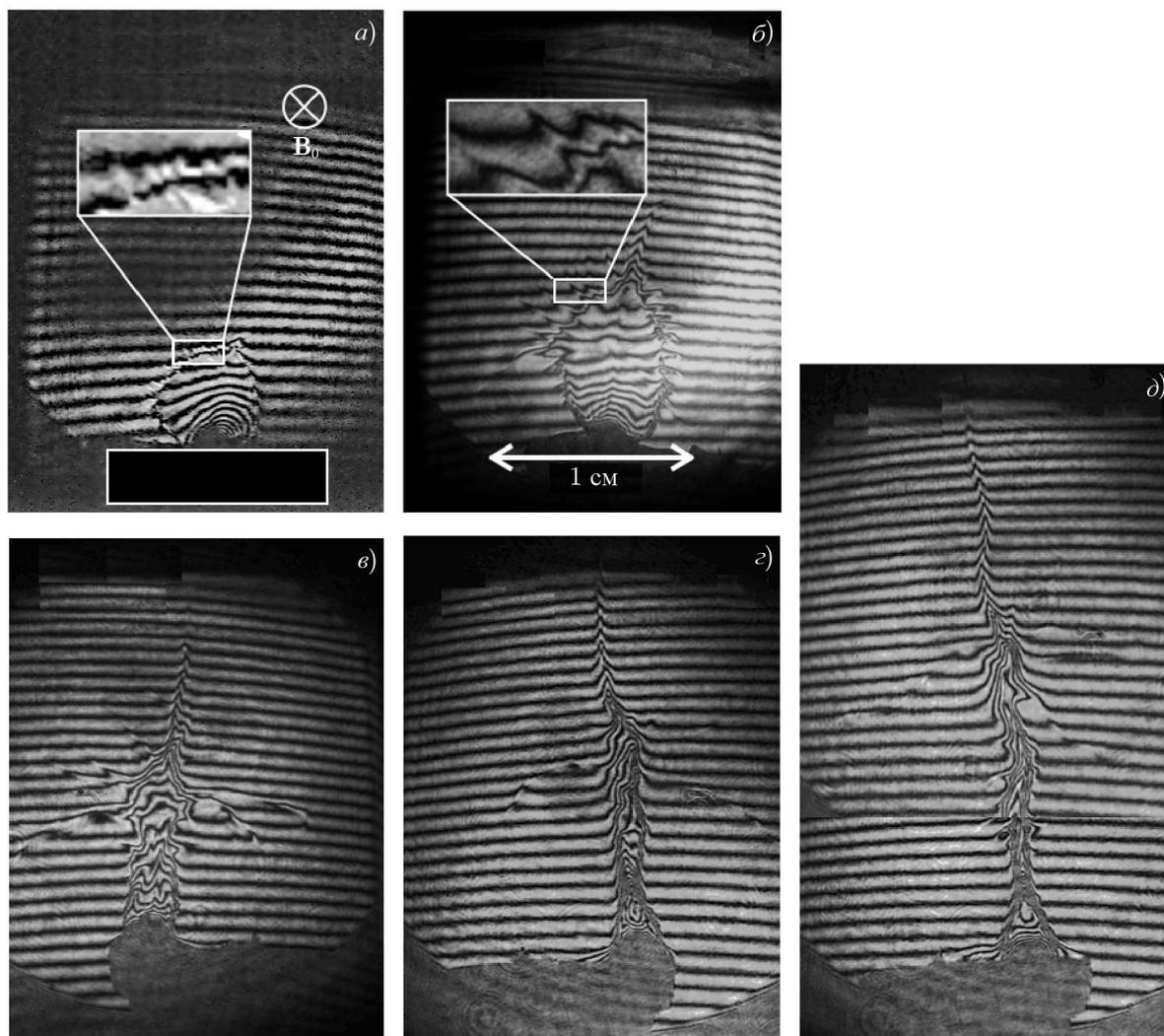


Рис. 4. Динамика разлёта лазерной плазмы во внешнее магнитное поле с индукцией 13,5 Тл для моментов времени  $8 \text{ нс} \sim \tau_b$  (а), 18 нс (б), 28 нс (в), 38 нс (г) и 48 нс (д); прямоугольник внизу панели а обозначает мишень

плазмы с размером порядка  $R_b$ .

На рис. 5 представлены интерферограммы лазерной плазмы, разлетающейся в направлении поперёк внешнего магнитного поля с индукцией 13,5 Тл, при нескольких диаметрах лазерного пятна на поверхности твёрдотельной мишени. Они измерены в направлении вдоль магнитного поля и позволяют получить представление о различии в режимах разлёта лазерной плазмы при изменении размера её источника.

На рис. 5а для сравнения показана интерферограмма облака лазерной плазмы через 28 нс после окончания плазмоздающего лазерного импульса в отсутствие внешнего магнитного поля. Виден почти изотропный режим разлёта плазмы, что приводит к быстрому расплыванию облака и отсутствию различимого сигнала уже на расстоянии нескольких миллиметров от мишени. На рис. 5б-е представлены интерферограммы плазменных потоков через 28 нс после окончания плазмоздающего импульса в магнитном поле с индукцией 13,5 Тл. Момент времени 28 нс больше  $\tau_b \sim R_b/V_0 \sim 8 \text{ нс}$  и соответствует фазе сжатия плазменного облака давлением магнитного поля и вытеснению плазмы в форме листа в направлении, перпендикулярном поверхности мишени. Ин-

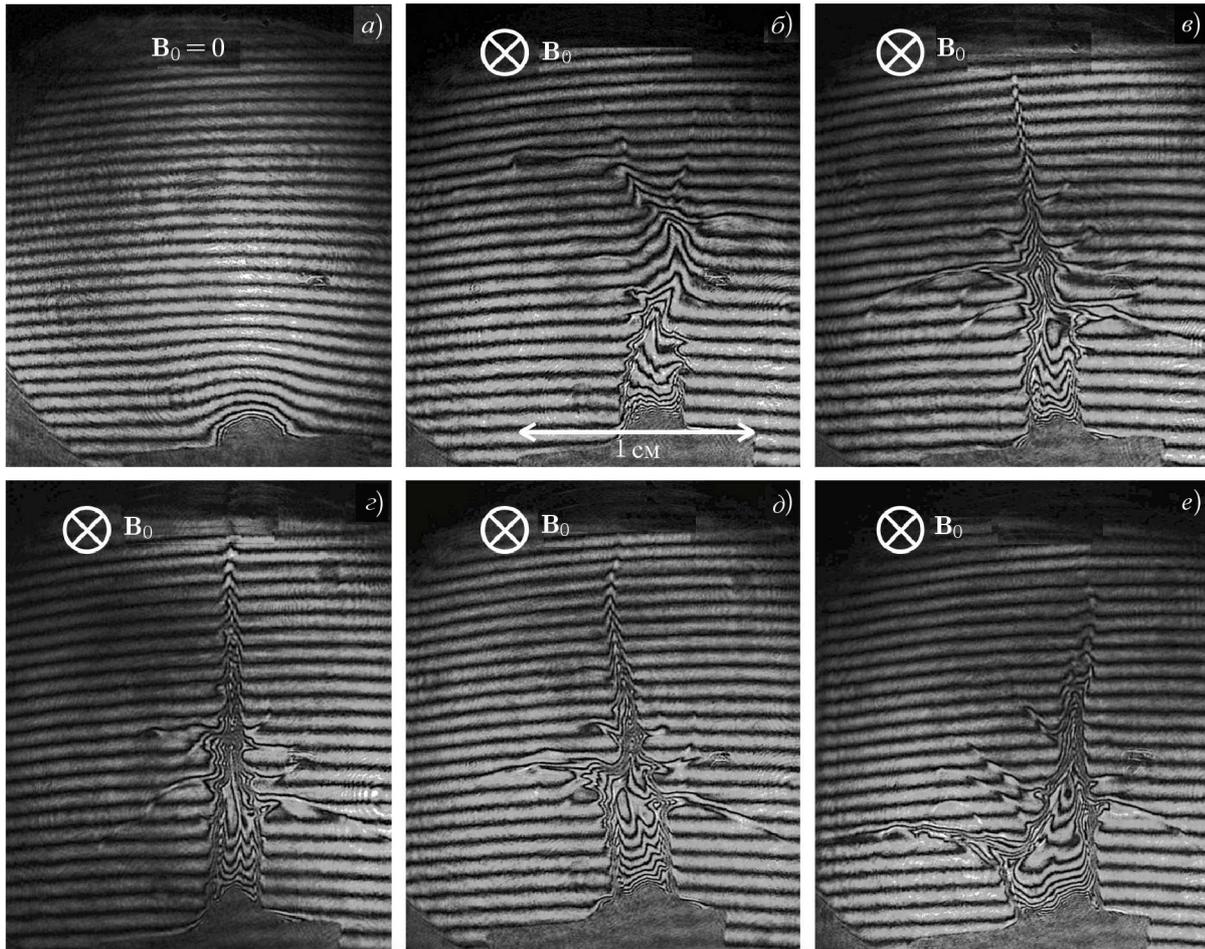


Рис. 5. Интерферограммы лазерной плазмы, полученные через 28 нс после окончания плазмоздающего лазерного импульса. Панель *a* соответствует разлёту плазмы без внешнего магнитного поля, *б–е* — разлёту поперёк внешнего магнитного поля с индукцией 13,5 Тл и измерениям вдоль него. Параметры плазмоздающего импульса следующие: энергия порядка 18 Дж, длительность 1 нс, длина волны 527 нм; диаметр лазерного пятна на мишени:  $D = 0,55 \text{ мм} < R_b$  (*a*),  $D \sim 0,1 \text{ мм} \ll R_b$  (*б*),  $D = 0,6 \text{ мм} < R_b$  (*в*),  $D = 1 \text{ мм} < R_b$  (*г*),  $D = 1,4 \text{ мм} \lesssim R_b$  (*д*),  $D = 1,8 \text{ мм} \sim R_b$  (*е*)

терферограммы на рис. 5*б–е* соответствуют разным диаметрам лазерных пятен на поверхности мишени  $D$  при одинаковой энергии лазерного импульса порядка 18 Дж: значение  $D$  увеличилось примерно от 0,1 мм (рис. 5*б*) до 1,8 мм (рис. 5*е*). Следует отметить, что коэффициент поглощения лазерного излучения уменьшается с увеличением его интенсивности на поверхности мишени, но для данных, представленных на рис. 4, он лежит в диапазоне от 90 % (для рис. 5*е*) до 70 % (для рис. 5*б*) [37]. Таким образом, его можно считать приблизительно одинаковым для всех представленных интерферограмм.

Из сравнения интерферограмм, приведённых на рис. 5*в–д*, видно, что при малых размерах источника плазмы наблюдается весьма сходная, практически неотличимая топология плазменных потоков, характеризующаяся единственным плазменным листом, распространяющимся перпендикулярно поверхности мишени, и выраженными боковыми лепестками, связанными с развитием магнитной неустойчивости Рэля—Тэйлора. При увеличении лазерного пятна на поверхности твёрдотельной мишени до размеров порядка 2 мм эта топология начинает искажаться: в частности, видно, что от поверхности мишени начинает отходить дополнительный плазменный лист,

хорошо наблюдающийся в левой нижней части рис. 5е. Этот результат, по-видимому, является новым и требует дальнейших детальных экспериментальных и теоретических исследований. Кроме того, интересно отметить, что плазменный лист на рис. 5б, т. е. при очень малом размере лазерного пятна на поверхности мишени (и, соответственно, при больших интенсивностях лазерного излучения и, по-видимому, при больших температурах плазмы), кажется менее устойчивым, чем на рис. 5в–д: видно, что он испытывает поперечные колебания и распадается на несколько листов при удалении от мишени. Этот результат также требует дополнительного исследования.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленных экспериментах была детально изучена динамика взаимодействия движущегося плазменного потока с поперечным магнитным полем. Исследованы особенности проникновения плазмы в магнитное поле и показано, что даже сильное магнитное поле (с индукцией более 10 Тл) не останавливает плазменный поток в области равенства газодинамического и магнитного давлений. Напротив, представленные экспериментальные результаты иллюстрируют сложную трёхмерную динамику взаимодействия лазерной плазмы с внешним магнитным полем, в результате которого формируется тонкий, ориентированный вдоль внешнего магнитного поля лист плазмы, который удаляется от мишени на расстояния, в десятки раз превышающие размеры лазерного пятна. Основным механизмом, определяющим подобную динамику плазменного потока, является, по-видимому, магнитная неустойчивость Рэля–Тэйлора [22]. Представленные экспериментальные результаты демонстрируют, что если начальный поперечный размер  $D$  плазменного потока достаточно мал (заметно меньше радиуса торможения  $R_b$ ), то его топология практически не зависит от  $D$ . В то же время, при поперечном размере  $D$ , сопоставимом с  $R_b$ , в топологии потока начинают происходить некоторые изменения: в частности, наблюдается начало формирования дополнительного плазменного слоя, отходящего от поверхности мишени. Этот экспериментальный результат может оказаться важным для разработки и тестирования численных моделей, предназначенных для описания процессов взаимодействия плазменных потоков с магнитным полем.

Следует отметить, что в задаче расширения лазерной плазмы во внешнее магнитное поле существуют и другие пространственные масштабы, например характерный пространственный период неустойчивости Рэля–Тейлора  $\lambda_{RT}$ , который для наших экспериментальных параметров составляет величину меньше или порядка 1 мм [22]. Изменение топологии плазменного потока в зависимости от соотношения между  $D$  и  $\lambda_{RT}$  должно стать предметом дальнейших исследований.

Помимо очевидной связи проведённых экспериментов с лабораторной астрофизикой [20–24],

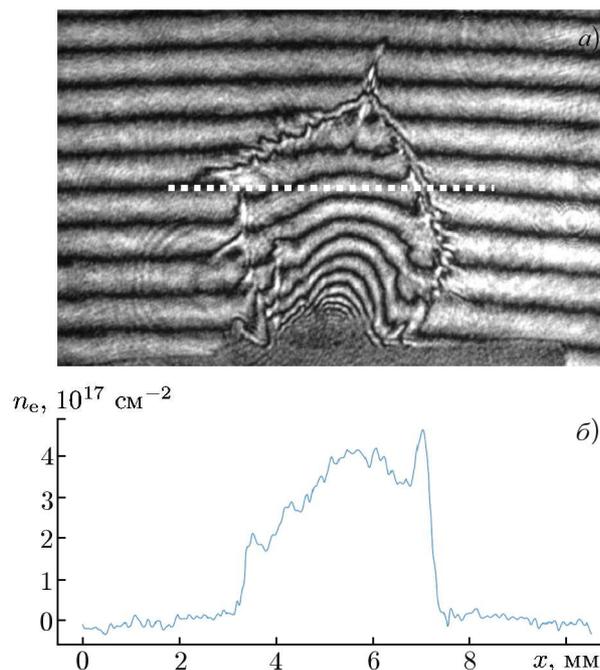


Рис. 6. (а) Интерферограмма плазменного облака, взаимодействующего с внешним магнитным полем ( $B_0 = 13,5$  Тл), спустя 8 нс после окончания плазмоздающего импульса, (б) профиль  $n_e(x) \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} N_e(x, y) dy$  ( $N_e$  — концентрация плазмы, ось  $y$  направлена поперёк плоскости рисунка а), соответствующий пунктирной линии на панели (а)

в частности с задачами проникновения плазмы из аккреционного диска в магнитосферу звёзд [23], обнаруженные замагниченные плазменные структуры могут представлять интерес и с точки зрения других приложений. Действительно, целый ряд схем лазерно-плазменных источников ускоренных заряженных частиц и вторичных излучений требуют резких границ между вакуумом и плазмой. В качестве примера можно отметить задачу создания источника терагерцового излучения с использованием замагниченной кильватерной волны [5–10], где резкая граница между плазмой и вакуумом требуется для эффективной генерации терагерцового излучения. Другим примером может являться задача распространения мощных фемтосекундных лазерных импульсов в околосубкритической плазме в режиме самозахвата [38, 39], что сопровождается эффективной генерацией электронных пучков с большим зарядом и жёсткого бетатронного излучения. Для экспериментальной реализации такого режима взаимодействия лазерного излучения с плазмой требуется, чтобы лазерный импульс был сфокусирован на достаточно резкую границу плазмы.

Создание плазменной мишени с резкой границей является сложной экспериментальной задачей. Одним из путей создания таких мишеней может являться использование рассмотренных в данной работе плазменных потоков в сильном поперечном внешнем магнитном поле, что как раз и позволяет сформировать достаточно резкую границу между плазмой и вакуумом (см. рис. 6) с характерной толщиной переходной области, не превышающей 200 мкм (в численном моделировании, представленном в работе [21], также получено близкое значение толщины переходного слоя между плазмой и вакуумом).

Магнитная система изготовлена при поддержке Российского научного фонда (проект 20–12–00395). Экспериментальное исследование режимов взаимодействия потоков плазмы с магнитным полем выполнено при поддержке РФФИ (проект 18–29–21029-мк).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bolaños S., Béard J., Revet G., et al. // *Matter and Radiation at Extremes*. 2019. V. 4. Art. no. 044401. <https://doi.org/10.1063/1.5082330>
2. Kodama R., Tanaka K. A., Sentoku Y., et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 84, No. 4. P. 674–677. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.674>
3. Rassou S., Bourdier A., Drouin M. // *Phys. Plasmas*. 2015. V. 22. Art. no. 073104. <https://doi.org/10.1063/1.4923464>
4. Nakatsutsumi M., Sentoku Y., Korzhimanov A., et al. // *Nat. Commun.* 2018. V. 9. Art. no. 280. <https://doi.org/10.1038/s41467-017-02436-w>
5. Yoshii J., Lai C. H., Katsouleas T., et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1997. V. 79, No. 21. P. 4194–4197. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.79.4194>
6. Yugami N., Higashiguchi T., Gao H., et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 89, No. 6. Art. no. 065003. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.065003>
7. Dorranean D., Starodubtsev M., Kawakami H., et al. // *Phys. Rev. E*. 2003. V. 68, No. 2, Part 2. Art. no. 026409. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.68.026409>
8. Dorranean D., Ghoranneviss M., Starodubtsev M., et al. // *Laser and Particle Beams*. 2005. V. 23, No. 4. P. 583–596. <https://doi.org/10.1017/S0263034605060052>
9. Dorranean D., Ghoranneviss M., Starodubtsev M., et al. // *Phys. Lett. A*. 2004. V. 331, No. 1–2. P. 77–83. <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2004.08.027>
10. Bakunov M. I., Bodrov S. B., Maslov A. V., Sergeev A. M. // *Phys. Rev. E*. 2004. V. 70, No. 1. Art. no. 016401. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.70.016401>

11. Fujioka S., Zhang Z., Ishihara K., et al. // *Sci. Rep.* 2013. V.3. Art. no. 1170. <https://doi.org/10.1038/srep01170>
12. Chang P. Y., Fiksel G., Hohenberger M., et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2011. V.107, No. 3. Art. no. 035006. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.035006>
13. Froula D. H., Ross J. S., Pollock B. B., et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 98, No. 13. Art. no. 135001. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.135001>
14. Perkins L. J., Logan B. G., Zimmerman G. B., Werner C. J. // *Phys. Plasmas.* 2013. V. 20, No. 7. Art. no. 072708. <https://doi.org/10.1063/1.4816813>
15. Perkins L. J., Ho D. D.-M., Logan B. G., et al. // *Phys. Plasmas.* 2017. V. 24, No. 6. Art. no. 062708. <https://doi.org/10.1063/1.4985150>
16. Sakata S., Lee S., Morita H., et al. // *Nat. Commun.* 2018. V. 9. Art. no. 3937. <https://doi.org/10.1038/s41467-018-06173-6>
17. Plechaty C., Presura R., Esaulov A. A. // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 111, No. 18. Art. no. 185002. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.185002>
18. Захаров Ю. П., Антонов В. М., Бояринцев Э. Л. и др. // *Физика плазмы.* 2006. Т. 32, № 3. С. 207–229.
19. Bondarenko A. S., Schaeffer D. B., Everson E. T., et al. // *Nat. Phys.* 2017. V. 13. P. 573–577. <https://doi.org/10.1038/nphys4041>
20. Albertazzi B., Ciardi A., Nakatsutsumi M., et al. // *Science.* 2014. V. 346, No. 6207. P. 325–328. <https://doi.org/10.1126/science.1259694>
21. Revet G., Chen S. N., Bonito R., et al. // *Sci. Adv.* 2017. V. 3, No. 11. Art. no. e1700982. <https://doi.org/10.1126/sciadv.1700982>
22. Khiar B., Revet G., Ciardi A., et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2019. V. 123, No. 20. Art. no. 205001. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.205001>
23. Курбатов Е. П., Бисикало Д. В., Стародубцев М. В. и др. // *Астроном. журн.* 2018. Т. 95, № 8. С. 509–518. <https://doi.org/10.1134/S0004629918080066>
24. Burdonov K., Revet G., Bonito R., et al. // *Astron. Astrophys.* 2020. V. 642. Art. no. A38. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202038189>
25. Hartmann L. *Accretion Processes in Star Formation.* Cambridge : Cambridge University Press, 2008. 237 p.
26. Camenzind M. // *Accretion and Winds. Reviews in Modern Astronomy.* V. 3. Berlin : Springer, 1990. P. 234–265. [https://doi.org/10.1007/978-3-642-76238-3\\_17](https://doi.org/10.1007/978-3-642-76238-3_17)
27. Koenigl A. // *Astrophys. J. Lett.* 1991. V. 370. Art. no. L39. <https://doi.org/10.1086/185972>
28. Romanova M. M., Ustyugova G. V., Koldoba A. V., Lovelace R. V. E. // *Astrophys. J. Lett.* 2002. V. 578, No. 1. P. 420–438. <https://doi.org/10.1086/342464>
29. Arons J., Lea S. M. // *Astrophys. J.* 1976. V. 207. P. 914–936. <https://doi.org/10.1086/154562>
30. Kulkarni A. K., Romanova M. M. // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2008. V. 386, No. 2. P. 673–687. <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.13094.x>
31. Райзер Ю. П. // *Прикладная механика и техническая физика.* 1963. № 6. С. 19–28.
32. Winske D., Huba J. D., Niemann C., Le A. // *Front. Astron. Space Sci.* 2019. V. 5. Art. no. 51. <https://doi.org/10.3389/fspas.2018.00051>
33. Soloviev A. A., Burdonov K. F., Ginzburg V. N., et al. // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A.* 2011. V. 653, No. 1. P. 35–41. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.01.180>
34. Бурдонов К. Ф., Еремеев А. А., Игнатова Н. И. и др. // *Квантовая электроника.* 2016. Т. 46, № 4. С. 283–287.
35. Lozhkarev V. V., Freidman G. I., Ginzburg V. N., et al. // *Laser Phys. Lett.* 2007. V. 4, No. 6. P. 421–427. <https://doi.org/10.1002/lapl.200710008>

36. Poteomkin A. K., Khazanov E. A., Martyanov M. A., et al. // IEEE J. Quantum Electron. 2009. V. 45, No. 7. P. 854–863. <https://doi.org/10.1109/JQE.2009.2013209>
37. Garban-Labaune C., Fabre E., Max C. E., et al. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48, No. 15. P. 1018–1021. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.48.1018>
38. Lobok M. G., Brantov A. V., Bychenkov V. Yu. // Phys. Plasmas. 2019. V. 26, No. 12. Art. no. 123107. <https://doi.org/10.1063/1.5125968>
39. Bychenkov V. Yu., Lobok M. G., Kovalev V. F., Brantov A. V. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61, No. 12. Art. no. 124004. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab5142>

Поступила в редакцию 19 ноября 2020 г.; принята в печать 18 декабря 2020 г.

## EXPERIMENTAL STUDY OF THE INTERACTION OF A LASER PLASMA FLOW WITH A TRANSVERSE MAGNETIC FIELD

*A. A. Soloviev, K. F. Burdonov, A. V. Kotov, S. E. Perevalov, R. S. Zemskov, V. N. Ginzburg, A. A. Kochetkov, A. A. Kuzmin, A. A. Shaikin, I. A. Shaikin, E. A. Khazanov, I. V. Yakovlev, A. G. Luchinin, M. V. Morozkin, M. D. Proyavin, M. Yu. Glyavin, J. Fuchs, and M. V. Starodubtsev*

We present the results of studying experimentally the expansion of laser plasma in a strong external magnetic field (with a magnetic flux density of 13.5 T) at various sizes of the region of plasma formation on the surface of a solid-state target. It is shown that when the size of the plasma formation region is smaller than the classical plasma braking radius, a nearly identical topology of plasma flows is observed, which is characterized by formation of a thin plasma sheet directed along the external magnetic field. If the width of the plasma formation region is comparable with the classical plasma braking radius, an additional plasma sheet starts to be formed.