

# Определение влияния перпендикулярного магнитного поля на динамику распространения лазерно-индуцированных плазменных потоков рентгеновскими методами

Е. Д. Филиппов<sup>1,2</sup>, С. Н. Рязанцев<sup>1,3</sup>, С. А. Пикуз<sup>1,3</sup> и И. Ю. Скобелев<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

<sup>2</sup> Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород 603155, Россия

<sup>3</sup> Московский государственный инженерно-физический институт (технический университет), Москва, Каширское шоссе, 31, Москва 115409, Россия

E-mail: edfilippov@ihed.ras.ru

Статья поступила в редакцию 17 декабря 2019 г.

**Аннотация.** В работе приводятся результаты исследования влияния сильного поперечного внешнего магнитного поля на динамику плазменного потока, создаваемого в вакууме при помощи взаимодействия наносекундного лазерного импульса с энергией 40 Дж с твердотельной тефлоновой мишенью. Показаны пространственные профили интенсивности спектральных линий ионов фтора в диапазоне 800–1000 эВ, а также измерены электронные плотность и температура при помощи фокусирующего спектрометра с пространственным разрешением (ФСНР). Обнаружено формирование области возмущенной плазмы, характеризуемой повышенными (относительно случая свободного разлета, а также разлета в продольном поле) значениями электронных плотности и температуры. <https://doi.org/10.33849/2020104>

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что внешнее магнитное поле может оказывать существенное влияние на параметры плазмы, а также на характеристики различного рода процессов, происходящих в ней, например, на генерацию рентгеновского излучения. Особенно ярко это проявляется в экспериментах, направленных на реализацию инерциального термоядерного синтеза [1, 2], а также в различных астрофизических объектах. В первом случае магнитное поле используется для сжатия термоядерного топлива окружающей плазмой, подавления различного рода гидродинамических плазменных неустойчивостей, а также для уменьшения эффекта неконтролируемого предварительного прогрева плазмы горячими электронами [3–5]. Во втором случае крупномасштабные магнитные поля определяют процессы выброса корональной массы [6, 7] и взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой планет [8]. Кроме того, влияние магнитных полей приводит к формированию вытянутых плазменных струй из вещества, выбрасываемого молодыми звездными объектами [9–11]. Наблюдаемые в таких сильно коллимированных потоках плазменные неустойчивости по современным представлениям также связаны с действием сил со стороны магнитных полей сложной конфигурации, которые генерируются заряженными частицами, составляющими струю [12, 13].

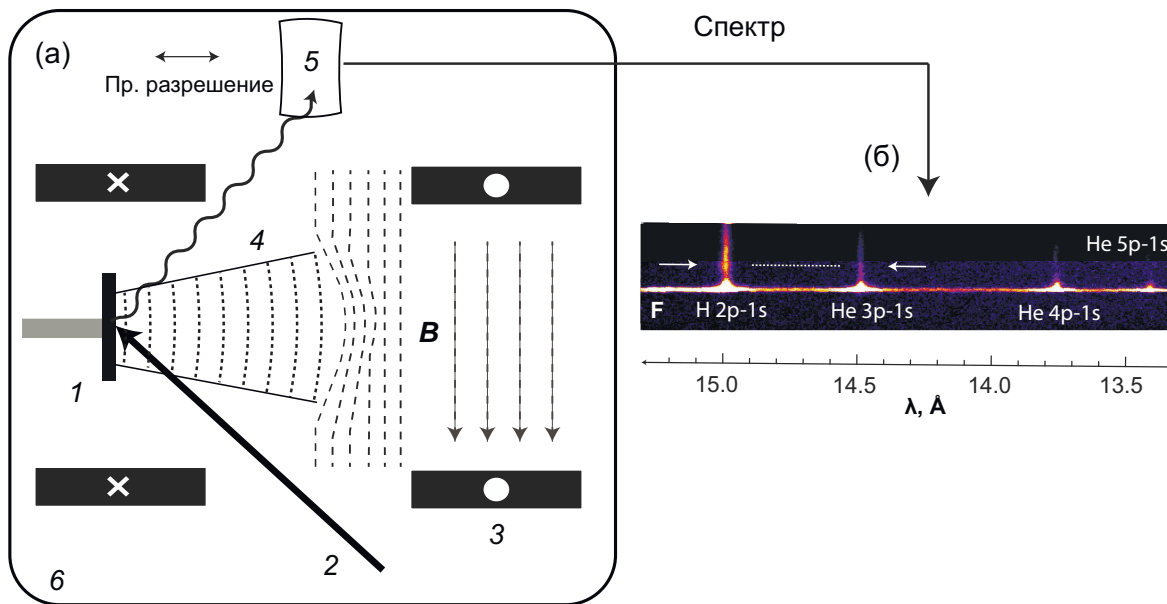
В настоящее время изучение процессов, происходящих в сильно замагниченной плазме, может быть проведено в рамках экспериментов по взаимодействию мощного лазерного излучения с веществом. При этом в пространственной области, окружающей точку облучения, создается магнитное поле заданной конфигурации, параметры которого можно изменять от выстрела к выстрелу. Так, например, в недавних работах [14, 15] были проведены исследования распространения лазерной плазмы параллельно силовым линиям внешнего однородного магнитного поля. Было показано, что в этом случае происходит коллимация плазменного потока, то есть его вытягивание вдоль оси распространения ла-

зерного импульса с сохранением значений электронной плотности на сравнительно высоком уровне при значительном удалении от лазерной мишени. В этих экспериментах при помощи спектрометров с пространственным разрешением было зарегистрировано рентгеновское излучение из областей, значительно удаленных (вплоть до 10 мм) от поверхности мишени. Такая ситуация существенно отличается от случая свободного разлета плазмы в вакууме, при котором уже на расстоянии около 4 мм светимость в рентгеновском диапазоне практически отсутствует.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПЛАТФОРМА

Проведенные в рамках данной работы эксперименты были направлены на исследование методами рентгеновской диагностики динамики разлета плазменного потока во внешнем однородном магнитном поле, силовые линии которого перпендикулярны направлению разлета плазмы. Как было показано в [16] действие поля такой конфигурации может приводить к образованию внутри плазменного потока различного рода неоднородностей электронной плотности.

Эксперименты проводились на установке ELFIE в лаборатории использования интенсивных лазерных импульсов Политехнической школы (Палезо, Франция). Общая схема установки представлена на рисунке 1(а). В экспериментах лазерный импульс с центральной длиной волны  $\lambda = 1.057$  мкм, длительностью 0.6 нс и энергией  $\approx 40$  Дж фокусировался на твердотельную мишень из тефлона  $(CF_2)_n$ . Фокусировка производилась при помощи собирающей линзы ( $f/21$ ) с фокусным расстоянием 2.2 м и фазовой пластинки со случайной фазой (random phase plate) [17]. Диаметр лазерного пятна варьировался от выстрела к выстрелу от 0.35 до 1.7 мм, что соответствует плотности потока на уровне  $\lesssim 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> на мишени. При таких параметрах лазерного излучения атомы фтора, входящие в состав мишени, практически полностью (вплоть до гелие- и водо-



**Рисунок 1.** (а) Схема экспериментальной установки. Твердотельная тефлоновая  $(CF_2)_n$  мишень 1 облучается лазерным импульсом 2 длительностью 0.6 нс с полной энергией  $\approx 40$  Дж ( $I \sim 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>). Разлет плазмы 4 происходит перпендикулярно силовым линиям магнитного поля со значением индукции до 30 Тл, генерируемого катушками Гельмгольца 3, внутри вакуумной камеры 6. В экспериментах при помощи фокусирующего спектрометра 5 с пространственным разрешением (ФСР) регистрировалось излучение плазмы в мягком рентгеновском диапазоне. (б) Спектрограмма рентгеновского излучения плазмы, расширяющейся в поперечном магнитном поле с амплитудой 30 Тл, полученная при помощи ФСР. Изображение получено как сшивка двух спектрограмм, зарегистрированных при различном положении мишени относительно диагностического окна.

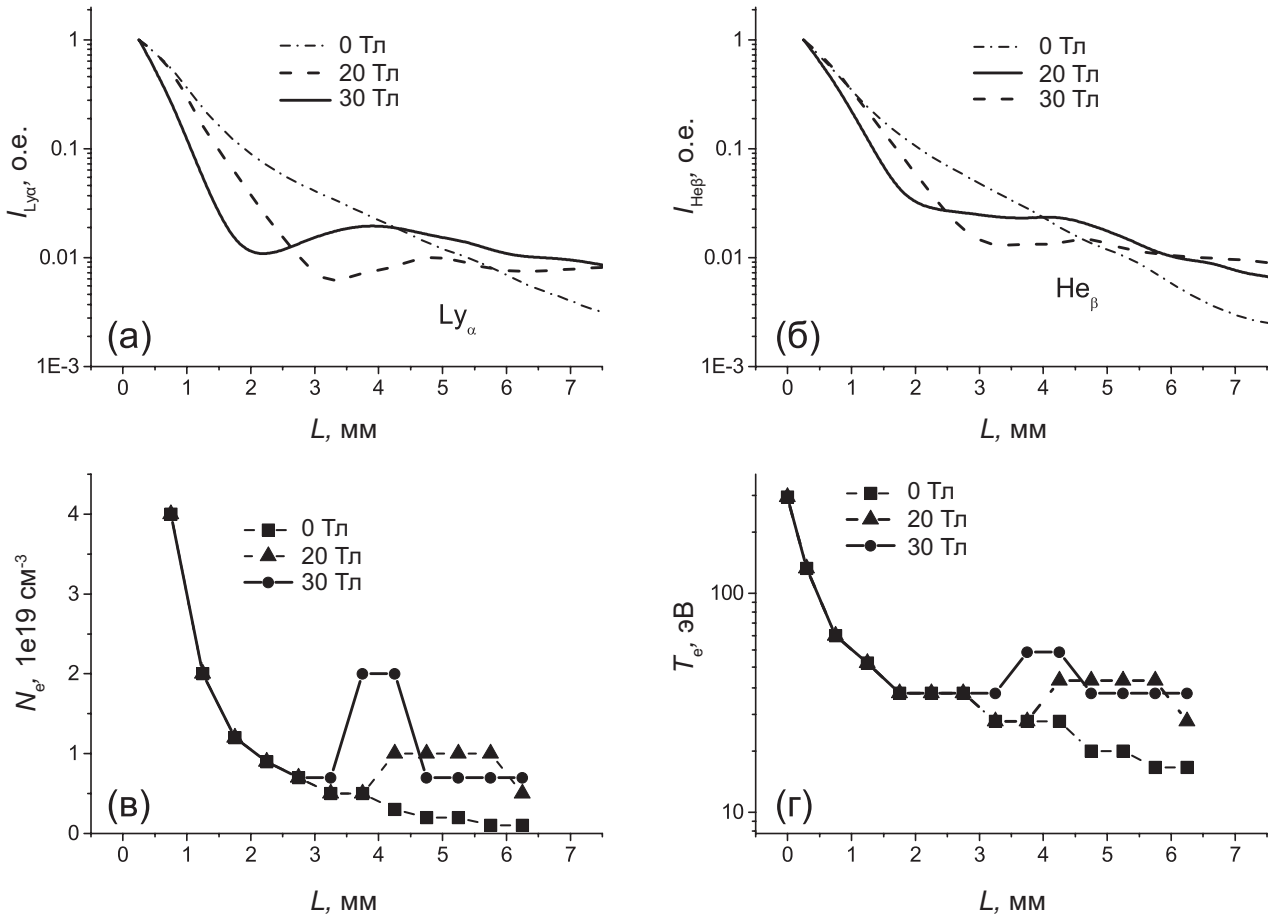
родоподобных состояний) ионизируются, что подтверждается наличием в спектре линий, соответствующих переходам между энергетическими уровнями таких ионов. В качестве внешнего магнитного поля использовалась полоидальная компонента поля катушек Гельмгольца [18], в которых имеются технологические отверстия для заведения внутрь лазерного излучения, а также для наблюдения за образующейся плазмой.

Катушки были расположены в пространстве таким образом, чтобы силовые линии магнитного поля были перпендикулярны плазменному потоку и параллельны линии наблюдения диагностического оборудования. При этом характерные размеры исследуемой плазмы значительно меньше области существования внешнего поля, а время его нарастания существенно больше времени жизни плазменного факела. Эти два фактора одновременно позволяют рассматривать внешнее поле однородным [14, 18]. Величина магнитной индукции варьировалась в пределах от 0 до 30 Тл. В экспериментах была реализована возможность смещения лазерной мишени относительно диагностического окна, что позволяло выводить на луч зрения диагностического оборудования области пространства значительно удаленные от точки взаимодействия. Рентгеновское излучение плазмы регистрировалось при помощи фокусирующего спектрометра с пространственным разрешением (ФСР). В ФСР в качестве диспергирующего элемента использовался сферически изогнутый (радиус кривизны  $R = 150$  мм) кристалл слюды с межплоскостным расстоянием  $2d = 19.9149$  Å. Данный спектрометр был настроен на регистрацию рентгеновского излучения в диапазоне длин волн от 13 до 16 Å с пространственным разрешением на уровне 0.1 мм. При его помощи детек-

тировалось рентгеновское излучение плазмы, соответствующее переходам в гелиеподобных (переходы 3p–1s, 4p–1s, 5p–1s и т.д.) и водородоподобных (переход 2p–1s) ионах фтора. Из-за недостаточного места в экспериментальной камере кристалл был установлен на расстоянии 480 мм от плазменного источника, из-за чего плоскость регистрации излучения находилась за пределами круга Роуланда. В качестве детектора рентгеновского излучения использовались флуоресцентные пластины Fujifilm Image Plate TR, которые помещались внутрь специального держателя, защищенного от видимого излучения. Типичный вид спектра, зарегистрированного при помощи ФСР, показан на рисунке 1(б). В нем ось, вдоль которой происходил разлет плазмы, направлена по вертикали, а стрелками обозначены области, в которых наблюдается рост интенсивности излучения.

### 3. АНАЛИЗ И РЕЗУЛЬТАТЫ

В общем случае плазма, расширяющаяся в вакууме, подвержена самоколлимации за счет вихревых магнитных полей, опоясывающих плазменный поток (механизм батареи Биермана [19]). Эти поля обладают высоким значением индукции (10–100 Тл) и существуют в области с характерным размером около 0.1 мм в непосредственной близости от поверхности мишени. В результате их действия разлет плазмы происходит в конус с углом раствора около 30°. При этом в отсутствие внешнего поля процесс расширения плазменного сгустка характеризуется достаточно быстрым, по сравнению, например, со случаем разлета параллельно силовым линиям однородного поля [20], спаданием электронной плотности и температуры плазмы (прямоугольные символы на рисунках 2(в) и 2(г) соответственно).



**Рисунок 2.** (а) Пространственные профили интегральной (по времени) интенсивности спектральной линии  $Ly_{\alpha}$ , полученные при помощи ФСПР для случая свободного разлета и разлета поперек силовых линий однородного магнитного поля с амплитудой 20 и 30 Тл; (б) то же самое для спектральной линии  $He_{\beta}$ ; (в) профиль электронной плотности для случая свободного разлета потока лазерной плазмы (прямоугольные символы) и для разлета поперек силовых линий магнитного поля с индукцией 20 и 30 Тл (треугольные и круглые символы соответственно); (г) профиль электронной температуры для случая свободного разлета потока лазерной плазмы (прямоугольные символы) и для разлета поперек силовых линий магнитного поля с индукцией 20 и 30 Тл (треугольные и круглые символы соответственно).

На рисунке 2 показано сравнение параметров свободно разлетающейся плазмы с параметрами плазмы, движущейся перпендикулярно силовым линиям магнитного поля, при помощи ФСПР. Из полученных пространственных профилей интенсивности отдельных спектральных линий можно заметить, что в присутствии поперечного магнитного поля на расстояниях 1–2 мм присутствует гораздо более резкий спад интегральной интенсивности с расстоянием, чем в случае свободного разлёта (рисунки 2(а, б) на примере линий  $Ly_{\alpha}$  и  $He_{\beta}$ ). Однако на расстоянии 2–4 мм от мишени происходит рост, который продолжается до 5–6 мм, после которого значения вновь начинают уменьшаться, но не так быстро, как в случае свободного разлета. Следует отметить, что для меньшего ( $B = 20$  Тл) значения индукции внешнего поля спад более пологий (штриховая линия на рисунках 2(а) и (б)). Скорость спада определяется в данном случае соотношением между магнитным и гидродинамическим давлением и никак не связано с взаимодействием плазмы со стенками магнитных катушек, которое начинает сказываться на расстояниях  $\sim 10$  мм.

ФСПР позволяет получать детальную информацию о спектральном составе излучения плазмы, благодаря высокому спектральному разрешению. В связи с этим

диагностика плазменных параметров (электронной температуры  $T_e$  и плотности  $N_e$ ) осуществлялась путем анализа спектров, зарегистрированных этим спектрометром, в рамках двух подходов. Первый из них основывается на предположении о рекомбинационном [21] типе нестационарности разлетающейся лазерной плазмы на значительном ( $> 0.5$  мм) удалении от мишени. Оно позволяет существенно упростить [22] процедуру расчета соотношений интенсивностей спектральных линий, соответствующих переходам в He-подобных (переходы  $1snp-1s^2$ , где  $n = 3-6$ ) ионах, в частности для ионов фтора, для широкого диапазона плазменных параметров. После этого становится возможным производить диагностику плазмы путем сравнения экспериментальных значений относительных интенсивностей с теоретическими. Второй подход применялся для определения параметров плазмы, находящейся в непосредственной близости (менее 0.5 мм) от поверхности мишени. Для этого при помощи кода PrismSpect [23] для различных значений электронной температуры и плотности было определено соотношение интенсивностей  $Ly_{\alpha}$  и ее диэлектронных сателлитов. Полученные при помощи указанных методик пространственные профили электронной температуры и плотности плазмы, расширяющей

ся перпендикулярно магнитным силовым линиям, представлены на рисунках 2(б) и 2(г). Вполне очевидно, что на небольшом удалении от мишени, параметры плазмы не зависят от характеристик магнитного поля. В этой области наблюдается довольно быстрый спад температуры от максимального значения  $\approx 300$  эВ в непосредственной близости ( $< 0.5$  мм) облучаемой поверхности до  $\approx 80$  эВ на расстоянии около 1 мм. Далее, на удалении  $\geq 2$  мм, в случае распространения плазмы поперек силовых линий магнитного поля, наблюдается увеличение как электронной температуры, так и плотности. Важно отметить, что из того, что в этой области процесс разлета чувствителен к влиянию внешнего поля, следует, что на таких расстояниях магнитное давление становится сравнимо с гидродинамическим. Из-за этого плазма сжимается и на расстояниях около 4 мм плотность достигает величины  $2 \times 10^{19}$  см $^{-3}$ , что приблизительно в пять раз превышает значения, полученные для данной области при разлете плазмы параллельно силовым линиям магнитного поля с индукцией 20 Тл [20], и в 10 раз выше значений, характерных для свободного разлета. При этом температура находится на уровне  $\approx 50$  эВ. Следует отметить, что указанные здесь значения плазменных параметров являются усредненными по всему времени существования плазмы, так как ФСПР не имеет временного разрешения.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, внешнее поперечное магнитное поле достаточной величины может существенным образом изменять динамику разлета плазменных потоков, генерируемых при взаимодействии в вакууме лазерного излучения с веществом. Под его действием в разлетающейся плазме формируется область, характеризующаясь повышенным (относительно случая свободного разлета, а также разлета в продольном поле) значением электронной плотности вплоть до  $2 \times 10^{19}$  см $^{-3}$  и электронной температурой порядка 50 эВ. Удаление этой области от поверхности лазерной мишени зависит от величины индукции внешнего магнитного поля.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 19-32-60008.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Li C K, Séguin F H, Frenje J A, Rygg J *et al* 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 135003
2. Lindman E 2010 *High Energy Density Phys.* **6** 227–236
3. Hohenberger M, Chang P -Y, Fiksel G, Knauer J *et al* 2012 *Phys. Plasmas* **19** 056306
4. Santos J, Bailly-Grandvaux M, Ehret M, Arefiev A V *et al* 2018 *Phys. Plasmas* **25** 056705
5. Sano T, Inoue T and Nishihara K 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 205001
6. Gopalswamy N, Nitta N, Akiyama S, Mäkelä P, Yashiro S *et al* 2012 *Astrophys. J.* **744** 72
7. Tun S D and Vourlidis A 2013 *Astrophys. J.* **766** 130
8. Regi M, De Lauretis M and Francia P 2015 *Earth, Planets Space* **67** 9
9. Ferrari A 1985 *Proc. Int. Astron. Union* **107** 393–411
10. Shu F, Najita J, Ostriker E, Wilkin F, Ruden S, Lizano S *et al* 1994 *Astrophys. J.* **429** 781
11. Goodson A P and Winglee R M 1999 *Astrophys. J.* **524** 159–168
12. Moll R, Spruit H C and Obergaulinger M 2008 *A&A* **492** 621–630
13. Alves E, Grismayer T, Fonseca R and Silva L 2014 *New J. Phys.* **16** 035007
14. Higginson D, Korneev P, Béard J, Chen S *et al* 2015 *High Energy Density Phys.* **17** 190–197
15. Higginson D P, Revet G, Khair B, Béard J *et al* 2017 *High Energy Density Phys.* **23** 48–59
16. Khair B, Revet G, Ciardi A, Burdonov K *et al* 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 205001
17. Kato Y, Mima K, Miyanaga N, Arinaga S *et al* 1984 *Phys. Rev. Lett.* **53** 1057
18. Albertazzi B, Béard J, Ciardi A, Vinci T *et al* 2013 *Rev. Sci. Instrum.* **84** 043505
19. Schoeffler K M, Loureiro N F, Fonseca R A and Silva L O 2016 *Phys. Plasmas* **23** 056304
20. Filippov E D, Pikuz S A, Skobelev I Yu, Ryazantsev S N *et al* 2016 *J. Phys.: Conf. Ser.* **774** 012114
21. Скобелев И Ю и Хахалин С Я 1985 *Оптика и спектроскопия* **59** 22–26
22. Ryazantsev S N, Skobelev I Y, Faenov A Y, Pikuz T A *et al* 2016 *Phys. Plasmas* **23** 123301
23. Macfarlane J J, Golovkin I E, Woodruff P R, Welch D R *et al* 2004 Simulation of the Ionization Dynamics of Aluminum Irradiated by Intense Short-Pulse Lasers *Inertial Fusion Sciences and Applications 2003 (IFSA 2003): State of the Art 2003* p 457