

Эксперименты по моделированию динамики плотного плазменного облака, расширяющегося в замагниченную фоновую плазму, на крупномасштабном стенде “Крот”

М. Е. Гушчин⁺¹⁾, С. В. Коробков⁺, В. А. Терехин^{*}, А. В. Стриковский⁺, В. И. Гундорин⁺, И. Ю. Зудин⁺,
Н. А. Айдакина⁺, А. С. Николенко[×]

⁺Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород

^{*}Российский Федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
607188 Саров, Россия

[×]Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 15 августа 2018 г.

Представлены результаты первых экспериментов по изучению динамики плазменного облака, создаваемого миниатюрной коаксиальной пушкой в замагниченной фоновой плазме. За счет рекордного размера плазмы стенда “Крот” – более одного метра поперек магнитного поля – впервые реализуется режим “безграничного” плазменного фона, оптимальный для моделирования астрофизических и геофизических явлений. В субальфвеновском режиме разлета облака демонстрируется комплекс характерных эффектов, включая образование диамагнитной каверны, торможение ионов облака фоновой плазмой и развитие высокочастотной неустойчивости на границе облака.

DOI: 10.1134/S0370274X18180091

Задача о расширении плазменного облака в замагниченную фоновую плазму возникает в разных областях космической физики, включая разработку моделей солнечных вспышек и астрофизических джетов, прогноз эффектов от космических взрывов, эксперименты по инъекции плазменных струй и бариевых облаков с борта космических аппаратов [1]. С учетом многокомпонентного состава плазмы и ее существенно неоднородной динамики, для верификации моделей перспективным подходом представляется лабораторный эксперимент. Ограниченное моделирование космических эффектов возможно на больших плазменных установках с использованием кририев подобия [2].

В первых модельных экспериментах плазменные облака создавались коаксиальными пушками [3]. В типичном исполнении это – стационарные высоковольтные устройства, размещаемые на фланцах вакуумных камер. Подобная геометрия затрудняет перенос получаемых результатов на космические условия, в которых фоновая среда является, по сути, безграничной. Позже была предложена другая схема генерации плазменных облаков – посредством абляции твердотельной мишени лучом мощного импульсного

лазера. Достоинствами данной схемы являются дистанционная доставка энергии к мишени, со всех сторон окруженной фоновой плазмой, возможность создания плотных и высокоскоростных (до 1000 км/с) плазменных потоков. Динамика лазерной плазмы в режимах, соответствующих различным космическим событиям, активно исследуется на стендах КИ-1 (Россия, [4]) и LAPD (США, [5]).

При всех неоспоримых достоинствах этой схемы отметим, что используемые лазеры являются уникальными устройствами, сложными в эксплуатации и не работающими с высокой частотой повторения. Для реализации же такого преимущества моделирования, как накопление больших массивов данных в повторяющихся измерениях со сканированием по параметрам, предпочтительны простые и надежные способы генерации плотной плазмы с высокой частотой повторения и хорошей воспроизводимостью от одного “выстрела” к другому. Поэтому в лаборатории, в качестве альтернативы лазерной плазме, оправдан возврат к коаксиальным генераторам – при условии их соответствующего развития и доработки. С помощью коаксиальной пушки успешно моделировались плазменные струи активных экспериментов “Fluxus” и “North Star” [6]. Наблюдается тенденция к более активному примене-

¹⁾e-mail: mguschin@appl.sci-nnov.ru

нию плазменных пушек и в лабораторной астрофизике [7].

В настоящей работе представлены результаты экспериментов, в которых миниатюрная пушка устанавливалась в центре разрядной камеры и была со всех сторон окружена фоновой плазмой, создаваемой сторонним источником. С коаксиальными генераторами такая геометрия использована впервые. За счет рекордных размеров стенда “Крот” удается реализовать приближение “безграничной” плазмы и получать подробные данные по динамике облака, образующейся диамагнитной каверны и развивающейся неустойчивости.

Установка представляет собой камеру диаметром 3 м, откачиваемую до давления остаточного газа $5 \cdot 10^{-6}$ Торр. Столб замагниченной фоновой плазмы длиной около 5 м создается импульсным высокочастотным (ВЧ) индукционным разрядом. Максимальная концентрация плазмы $n_e \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$, разряд зажигается каждые 20 с. Большой объем камеры позволяет моделировать явления при распространении электромагнитных волн в плазме на длинных трассах [8], транспортные процессы, эффекты взаимодействия плазменных неоднородностей с масштабами от нескольких миллиметров до нескольких метров [9]. Среди установок своего класса “Крот” характеризуется наибольшим размером плазмы поперек магнитного поля – ее диаметр достигает 1.4 м. Для сравнения, на стенде LAPD диаметр фоновой плазмы – около 50 см [5], на стенде КИ-1 – 70 см [4].

В описываемых экспериментах фоновая плазма создавалась в атмосфере аргона и гелия при давлениях $3 \cdot 10^{-4}$ и $5 \cdot 10^{-3}$ Торр, соответственно. Начальная концентрация плазмы $n_{e0} = (1 - 5) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, время распада – порядка нескольких миллисекунд, на стадии распада устанавливались температуры электронов и ионов $T_{e0} \sim T_{i0} \sim 0.5 - 1 \text{ эВ}$. Индукция магнитного поля $B_0 = 45 - 360 \text{ Гс}$, что для фоновой плазмы соответствует $\beta_0 = 8\pi n_{e0} (T_{e0} + T_{i0}) / B_0^2 < 5 \cdot 10^{-2}$.

Плазменная пушка эрозионного типа была изготовлена из коаксиального кабеля диаметром 6 мм с полиэтиленовой изоляцией. Вводимая в камеру на подвижной штанге с высоковольтной линией внутри пушка могла устанавливаться в любой радиальной позиции под произвольным углом к магнитному полю. Для питания пушки использовалась батарея емкостью 50 мкФ, разряжаемая через тиристорный ключ с различными задержками относительно момента создания фоновой плазмы каждый “выстрел” установки. Рабочее напряжение пушки от 1.5 до 3.5 кВ, ток в максимуме до 4 кА. Длительность

импульса тока – порядка 70 мкс, что существенно меньше времени распада фоновой плазмы. Таким образом, параметры фоновой плазмы в процессе расширения облака почти неизменны. Малые размеры пушки, в свою очередь, позволили минимизировать возмущения профиля фоновой плазмы. Конструкция пушки обеспечивала высокую повторяемость параметров облака (в пределах 10%) от одного “выстрела” к другому при высоком ресурсе – до 350–400 рабочих циклов с постепенной деградацией.

Измерения параметров плазмы производились двойным электрическим зондом и зондом с сверхвысокочастотным (СВЧ) резонатором на отрезке двухпроводной линии [10]. Магнитные возмущения регистрировались шестивитковыми индуктивными зондами диаметром 18 мм в электростатических экранах, которые размещались на подвижных штангах, а также на двухкоординатном электромеханическом приводе внутри камеры. Для съемки облака в интегральном свете использовалась скоростная камера.

Типичный снимок плазменного облака при инжекции вдоль внешнего магнитного поля представлен на рис. 1а. В результате испарения полиэтилена $[\text{C}_2\text{H}_4]_n$ образуется углеродно-водородная плазма, разлетающаяся в конус с углом у основания от 60° до 90° , определяемым ускоряющим напряжением, величиной магнитного поля и ориентацией пушки. Скорость разлета плазмы – в среднем около 20 км/с, что для ионов H^+ соответствует энергии 2 эВ, а для C^+ – 25 эВ. Концентрация электронов облака в точке инжекции не измерялась, но по данным [11] она не меньше чем 10^{15} см^{-3} , т.е. на 2–3 порядка превышает концентрацию фоновой плазмы. Продольный масштаб облака в процессе разлета $\Delta z \sim 100 \text{ см}$. Поперечный размер облака $\Delta r \sim 5 - 50 \text{ см}$, в зависимости от B_0 и направления инжекции. На расстоянии $z = 30 \text{ см}$ от пушки в различных режимах получены температуры электронов облака $T_e = 3 - 6.5 \text{ эВ}$, в среднем – около 5 эВ. На этом же расстоянии из тока насыщения двойного зонда можно получить концентрацию электронов облака $n_e = (1 - 3) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, считая плазму чисто водородной (рис. 1б). Это – оценка снизу; при учете ионов углерода тот же ток насыщения соответствует более высоким значениям n_e .

Оценки показывают, что давление электронной компоненты облака сравнимо с магнитным давлением либо превышает его, $\beta_e = 8\pi n_e T_e / B_0^2 = 0.15 - 10$, давление ионов – того же порядка величины: $\beta_i \geq \beta_e$. Соответственно, облако должно достаточно эффективно вытеснять магнитное поле, что подтверждается зондовыми измерениями. При продольной инжекции (рис. 2) длина диамагнитной ка-

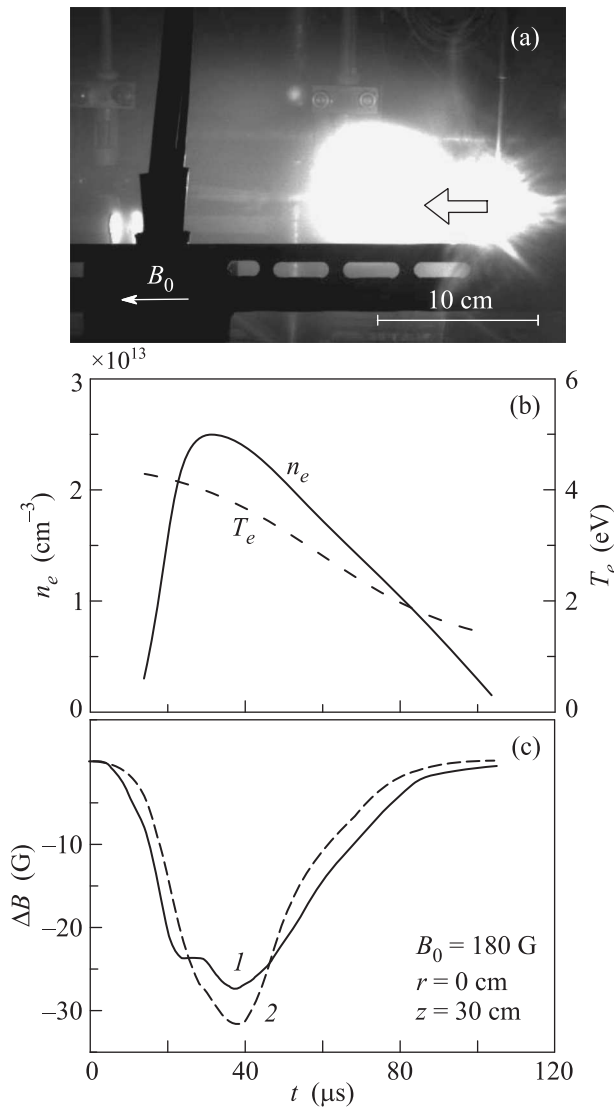


Рис. 1. (а) – Интегральная фотография облака, инжектируемого в фоновую плазму вдоль магнитного поля (время экспозиции 40 мкс). (б) – Измеренные на расстоянии $z = 30 \text{ см}$ от пушки концентрация и температура электронов облака в зависимости от времени. (с) – Диамагнитный сигнал в плазменном облаке в той же точке: 1 – с фоновой плазмой при концентрации $n_{e0} \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$, 2 – без фоновой плазмы

верны $\Delta z > 50 \text{ см}$, ее глубина – от 20 до 50 % B_0 . При поперечной инжекции плотность энергии облака выше: радиус каверны изменяется в пределах от 5 см до 25 см, а ее глубина достигает 75 % B_0 (рис. 2а). Величина диамагнитных возмущений согласуется с оценками, следующими из условия баланса давлений с измеренными значениями n_e , T_e и энергии ионов.

Динамика расширения облака в фоновую плазму и в нейтральный газ (без ионизации) заметно отли-

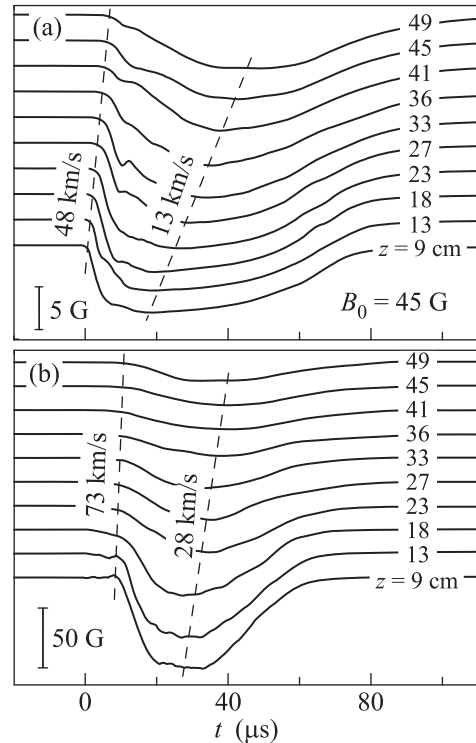


Рис. 2. Диамагнитные сигналы на различных расстояниях от пушки при инжекции облака в фоновую плазму вдоль магнитного поля индукцией 45 Гс (а) и 180 Гс (б)

чается. При продольной инжекции в фоновую плазму диамагнитное возмущение появляется на несколько микросекунд раньше, чем в нейтральном газе, а релаксирует позже: диамагнитный сигнал затягивается (рис. 1с). При поперечной инжекции, начиная с некоторого расстояния от пушки, в фоновой плазме происходит сжатие линий магнитного поля; без фоновой плазмы регистрируется чисто диамагнитное возмущение. Эффективный размер каверны в фоновой плазме на несколько сантиметров меньше, чем без плазмы (рис. 3б). Все эти результаты указывают на то, что облако, расширяясь, “сгребает” фоновую плазму, которая, в свою очередь, тормозит ионный поток из пушки.

Диамагнитные измерения, выполненные на различных расстояниях от пушки, позволяют уточнить характер влияния магнитного поля и фоновой плазмы на скорость расширения облака. По задержке максимума диамагнитного сигнала скорость движения облака в целом определяется в диапазоне 10–30 км/с, она зависит от ориентации пушки, ускоряющего напряжения и B_0 (см. рис. 2 и вставку рис. 3а); скорость переднего края облака не превышает 75 км/с. Эти значения согласуются со скоростя-

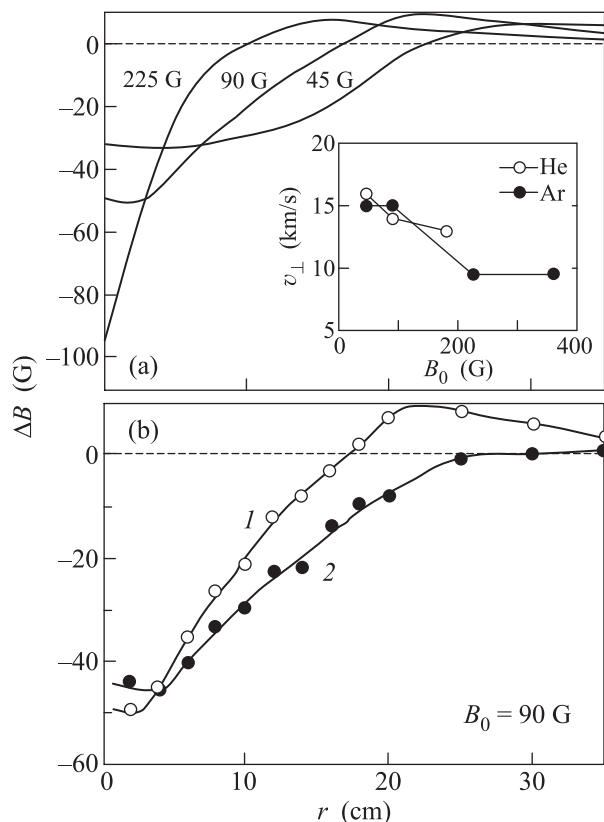


Рис. 3. Структура диамагнитной каверны при инжекции облака поперек магнитного поля — пушка установлена на оси камеры ($r = 0$ см). (а) — Профили каверны в моменты времени, соответствующие ее максимальной глубине, при различных B_0 ; скорость поперечного расширения облака в фоновую плазму в зависимости от B_0 и плазмообразующего газа (вставка). (б) — Профиль каверны при наличии фоновой аргоновой плазмы (1) и без фоновой плазмы (2)

ми движения границы свечения при видеосъемке. И магнитные измерения, и съемка подтверждают эффект торможения облака фоновой плазмой: скорость уменьшается в 1.5–2 раза по сравнению с инжекцией в нейтральный газ. Этот результат, наряду со “сгребанием” фоновой плазмы, свидетельствует о сильном взаимодействии ионов облака с фоновой средой. При этом существенных отличий динамики облака в аргоновой и гелиевой плазме одинаковой плотности ($\sim 10^{12}$ см $^{-3}$) не зафиксировано.

Во всем диапазоне параметров расширение облака сопровождается развитием неустойчивости, напоминающей описанную в [12]. В сигналах зондов наблюдаются интенсивные пульсации с характерными частотами от 50 кГц до 1 МГц. При поперечной инжекции амплитуда шумов максимальна на участке с наибольшим поперечным градиентом магнитного возмущения (рис. 4). При увеличении B_0 интенсив-

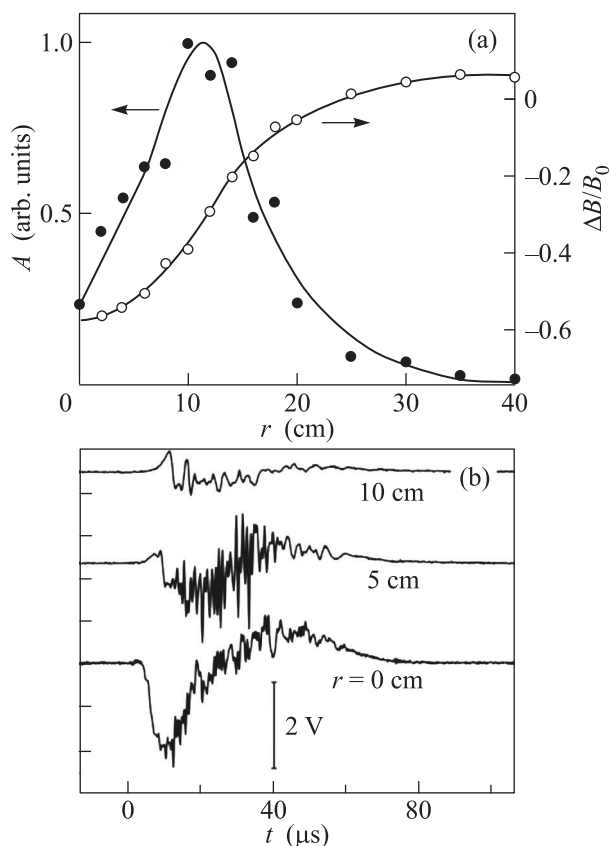


Рис. 4. (а) — Профиль диамагнитной каверны при поперечной инжекции плазмы в поле $B_0 = 90$ Гс и пространственное распределение амплитуды высокочастотных шумов, наводимых на магнитный зонд в полосе 0.2–1 МГц. (б) — Неинтегрированные сигналы магнитного зонда на различных расстояниях от пушки в условиях развития неустойчивости при поперечной инжекции в поле $B_0 = 225$ Гс (соответствующий профиль диамагнитной каверны — см. рис. 3а)

ность шумов возрастает, а пространственный максимум амплитуды смещается ближе к точке инжекции вместе с границей каверны. При $B_0 \sim 200$ Гс амплитуда шумов $B_{osc} \sim 5–10$ Гс, т.е. аксиальная компонента магнитного поля на “стенке” каверны пульсирует с амплитудой порядка 10% абсолютной величины.

Кратко обсудим полученные результаты. Целью экспериментов является демонстрация применения простейшей плазменной пушки для моделирования динамики плотного плазменного облака в “безграничной” фоновой плазме, имитирующей космическую среду. Пушка формирует плазменные облака со скоростями, соответствующими субальфвеновскому режиму разлета, реализуемому, например, в активных ионосферных экспериментах [1, 6]. Наблюдается весь комплекс характерных эффектов, включая

(1) образование диамагнитной каверны, (2) торможение плазменного облака в результате взаимодействия с фоновой плазмой, (3) развитие неустойчивости на границе каверны. Высокая частота повторения импульсного эксперимента, хорошая воспроизводимость результатов от одного “выстрела” установки к другому позволяют детально исследовать динамические процессы зондовыми методами, накапливая большие массивы экспериментальных данных со сканированием по параметрам облака и фона. Принципиально, что размеры облака и каверны оказываются меньше размеров замагниченной фоновой плазмы, в том числе – в направлении поперек магнитного поля. Таким образом, в силу своих уникальных характеристик, стенд “Крот” является перспективной платформой для моделирования крупномасштабных магнитогазродинамических (МГД) эффектов, например, генерации бесстолкновительных ударных волн, для которой необходима значительная длина трассы поперек магнитного поля [13, 14].

Здесь необходимо отметить, что взаимодействие ионов облака с фоном при имеющихся скоростях (10–30 км/с) в значительной мере определяется столкновениями. Длина свободного пробега ионов H^+ или C^+ относительно столкновений с нейтральными атомами аргона или гелия составляет 30 – 40 см, относительно кулоновских столкновений с Ar^+ или He^+ – от 4 мм до 7 см. Это величины одного порядка с масштабами исследуемых магнитоплазменных структур; такой режим может реализоваться, например, при инжекции плазменных струй в нижнюю ионосферу. В то же время, в физике космоса большой интерес представляют бесстолкновительные механизмы взаимодействия облака с фоновой плазмой в сверхальфвеновском режиме разлета [4, 5]. Постановка соответствующих модельных экспериментов требует увеличения скорости ионов облака до значений более 100 км/с, что достижимо за счет выбора более высоких рабочих напряжений и токов, а также оптимизации конструкции коаксиального ускорителя.

Очевидно, что для лучшего понимания эффектов при разлете облака и выбора направлений оптимизации пушки необходимы детальные исследования состава и энергетического спектра компонент облака. Решение этой задачи требует применения дополнительных диагностик, включая средства спектроскопии.

Еще одной актуальной задачей является генерация квазисферически расширяющихся облаков для моделирования естественных и искусственных взрывов в космосе. Подобное облако может быть создано

при облучении несколькими лазерными лучами специальных мишеней [12]. Однако и здесь плазменные пушки могут оказаться неплохой альтернативой лазерным методам. Во-первых, возможна разработка устройств, обеспечивающих разлет плазмы в максимально широкий конус с однородным распределением скорости и плотности ионов по углу. Во-вторых, интересным решением представляются сборки миниатюрных пушек, ориентированных в различных направлениях, и обеспечивающих создание облаков управляемой конфигурации за счет контроля синхронизации и дифференциального питания. Сегодня для некоторых приложений разработаны сборки из нескольких десятков полиэтиленовых пушек [15], что подтверждает реализуемость подобных систем для моделирования плазменных структур в ближнем и дальнем космосе.

Работа выполнена на уникальной научной установке “Комплекс крупномасштабных геофизических стендов ИПФ РАН” (УНУ ККГС) при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках федеральной целевой программы “Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы” (субсидия # 14.607.21.0196, уникальный идентификационный номер проекта RFMEFI60717X0196).

1. P. A. Bernhardt, R. A. Roussel-Dupre, M. B. Pongratz, G. Haerendel, A. Valenzuela, D. A. Gurnett, and R. R. Anderson, *J. Geophys. Res.* **92**, 5777 (1987).
2. Г. Альвен, К.-Г. Фельтхаммар, *Космическая электродинамика*, Мир, М. (1967).
3. H. W. Friedmen and R. M. Patrick, *Phys. Fluids* **14**, 1889 (1971).
4. Y. P. Zakharov, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **31**, 1243 (2003).
5. W. Gekelman, M. van Zeeland, S. Vincena, and P. Pribyl, *J. Geophys. Res. A* **108**, 1281 (2003).
6. B. G. Gavrilov, J. I. Zetzer, D. B. Sobyenin, and I. M. Podgorny, *Adv. Space Res.* **36**, 2470 (2005).
7. T. C. Underwood, K. T. K. Loebner, and M. A. Cappelli, *High Energy Density Physics* **23**, 73 (2017).
8. V. E. Shaposhnikov, S. V. Korobkov, H. O. Rucker, A. V. Kostrov, M. E. Gushchin, and G. V. Litvinenko, *J. Geophys. Res. A* **116**, 03205 (2011).
9. N. Aidakina, M. Gushchin, I. Zudin, S. Korobkov, and A. Strikovskiy, *Phys. Plasmas*, **25**, 072114 (2018)
10. Д. В. Янин, А. В. Костров, А. И. Смирнов, М. Е. Гушчин, С. В. Коробков, А. В. Стриковский, В. И. Гундорин, В. В. Назаров, М. В. Стародубцев *ЖТФ* **82**, 48 (2012).
11. А. А. Жерлицын, Б. М. Ковальчук, Н. Н. Педин, *ПТИ* **4**, 83 (2014).

12. Ю. П. Захаров, В. М. Антонов, Э. Л. Бояринцев, А. В. Мелехов, В. Г. Посух, И. Ф. Шайхисламов, В. В. Пикалов, *Физика плазмы* **32**, 207 (2006).
13. Ю. П. Захаров, А. Г. Пономаренко, В. Н. Тищенко, В. М. Антонов, А. В. Мелехов, В. Г. Посух, П. А. Прокоров, В. А. Терехин, *Квантовая электроника* **46**, 399 (2016).
14. A. S. Bondarenko, D. B. Schaeffer, E. T. Everson, S. E. Clark, B. R. Lee, C. G. Constantin, S. Vincena, B. van Compernelle, S. K. P. Tripathi, D. Winske, and C. Niemann, *Phys. Plasmas* **24**, 082110 (2017).
15. F. D. Witherspoon, A. Case, S. J. Messer, R. Bomgardner II, M. W. Phillips, S. Brockington, and R. Elton, *Rev. Sci. Instrum.* **80**, 083506 (2009).