Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 10, с. 660 – 665

К механизму запуска плазменного выброса на установках плазменного фокуса

В. И. Крауз[+1)], *В. С. Бескин*[+*×], *М. А. Медведев*[+], *А. М. Харрасов*[+], *В. В. Мялтон*[+]

[+]*Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия*

[*]*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

[×]*Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), 141701 Долгопрудный, Россия*

Поступила в редакцию 22 сентября 2025 г.
После переработки 5 октября 2025 г.
Принята к публикации 8 октября 2025 г.

Проведенное нами детальное исследование области запуска плазменного выброса на установках плазменного фокуса показало, что источником выброса является лишь малая область в верхней части сходящейся токонесущей плазменной оболочки, которая активизируется при этом только после резкого падения тока, протекающего в оболочке. В работе также обсуждаются возможные причины, приводящие к тому, что эта область выполняет роль "центральной машины", подобной той, которая реализуется в молодых звездных объектах.

DOI: 10.31857/S0370274X25110196

1. Введение. Проводимые уже более семидесяти лет лабораторные эксперименты на установках плазменного фокуса (ПФ) позволили существенно продвинуться в понимании физических процессов, происходящих в сильноточных плазменных разрядах [1]. На протяжении многих лет основное внимание в большинстве экспериментов на ПФ установках было привлечено к начальной стадии пинчевания, т.е. к процессам сжатия, обеспечивающим высокие плотности и температуры и генерацию широкого спектра излучений (нейтронного, рентгеновского, пучков заряженных частиц). Однако в последние годы большой интерес проявляется и к стадии стагнации пинча, сопровождающейся генерацией интенсивных плазменных потоков, которые находят широкое применение в различных областях [2, 3]. В том числе получили свое развитие лабораторные эксперименты по моделированию астрофизических джетов, для которых установки плазменного фокуса также оказались востребованы [4]. Однако уже с началом экспериментов по лабораторному моделированию астрофизических струйных выбросов стало ясно, что ключевую роль в механизме запуска таких выбросов в ПФ играют процессы, происходящие во время распада пинча [5]. В частности, уже достаточно давно было показано, что формирование плазменного выброса происходит лишь после резкого падения разрядного тока, текущего в токонесущей плазменной оболочке (ТПО), обусловленного развитием как МГД, так и кинетических неустойчивостей в пинчевой стадии. Однако однозначной точки зрения на механизмы генерации потоков до настоящего времени не существует. Наиболее популярными механизмами являются кумулятивное выструивание плазмы либо еще на стадии сжатия ТПО к оси, либо при развитии перетяжек уже на теле сформировавшегося пинча [6–8], однако убедительных доказательств этим гипотезам до сих пор нет. Необходимость понимания механизма генерации потока, в том числе локализации области и момента его генерации, возрастает при лабораторном моделировании джетов молодых звездных объектов, поскольку, как было показано в работе [9], структура ПФ разряда в стадии пнчевания может рассматриваться как аналог "центральной машины" астрофизического джета. В данной работе представлены экспериментальные данные и теоретическая модель, позволяющие сформулировать принципиально новый взгляд на физику формирования плазменного выброса в ПФ разряде.

2. Данные эксперимента. Эксперименты выполнены на установке плазменного фокуса мейзеровского типа ИСПФ-М при энергии разряда $W = 28$ кДж, рабочие газы – водород, аргон. В качестве основных диагностических средств использовались многокадровая система на основе электронно-оптических преобразователей (ЭОП), позволяющая

1)e-mail: Krauz_VI@nrcki.ru

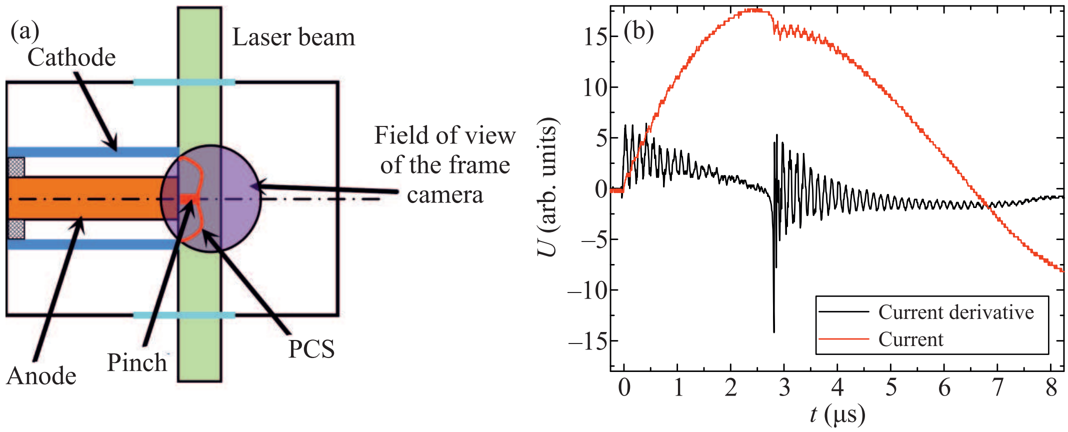

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Схема эксперимента, направление наблюдения ЭОП-регистраторами – в плоскость рисунка; (b) – осциллограммы разрядного тока и его производной

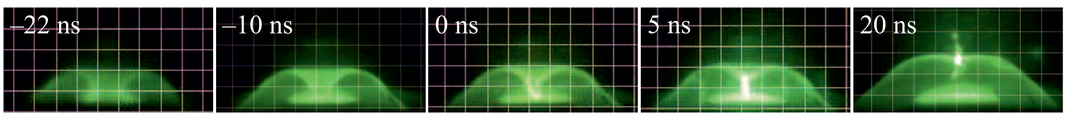

Рис. 2. (Цветной онлайн) Фотографии динамики ТПО и пинчевания (газ Ar, 1 Торр, 28 кДж). Время указано относительно пика производной разрядного тока. Экспозиция каждого кадра 10 нс, масштаб сетки 1 см

получать от одного до пяти снимков плазмы с экспозицией 10 нс и регулируемой задержкой между кадрами под одним ракурсом наблюдения [10], и лазерная диагностика. Для лазерного зондирования использовался импульс Nd:YAG лазера Lotis LS-2131M на основной (1064 нм) и второй (532 нм) гармониках и длительностью 7 нс на полувысоте. Схема эксперимента и типичные осциллограммы разрядного тока и его производной приведены на рис. 1. Запуск обеих диагностик синхронизован относительно пика производной тока ($t = 0$), соответствующего, при определенных допущениях, моменту максимального сжатия пинча.

На рисунке 2 приведены фотографии фаз схождения ТПО к оси и пинчевания. На фотографиях, полученных до пика производной разрядного тока и в пинчевой фазе, не наблюдается каких-либо объектов над ТПО, которые можно было бы идентифицировать как плазменный поток, и лишь на более поздних стадиях ($t = 20$ нс) можно отметить появление ярко светящихся объектов.

Подобный вывод можно сделать и при анализе изображений, полученных с помощью лазерного зондирования. На рисунке 3 приведены теневые снимки структуры ТПО на различных этапах пинчевания. Тени (темные области) на фотографиях в данном случае обусловлены отклонением зондирующего излучения на углы большие, чем угловая апертура регистрирующей оптической системы, составляющая $4 \cdot 10^{-3}$ рад. Рефракция происходит на градиентах коэффициента преломления, причем тем сильнее, чем больше градиент и больше угол между градиентом и направлением распространения лазерного пучка. Поэтому на кадрах лазерного зондирования в первую очередь проявляются тени от границ ТПО и пинча, расположенных перпендикулярно плоскости изображения. Можно видеть, что ТПО поднимается над уровнем анода под действием сил магнитного давления, но генерация потока не наблюдается ни на стадии схождения ТПО (рис. 3a), ни в стадии, близкой к максимальному сжатию (рис. 3b), ни даже на стадии развала пинча (рис. 3c).

Иная картина наблюдается на более поздних стадиях разряда. На ЭОП фотографиях, полученных в одном разряде с различной задержкой относительно пика производной (рис. 4), следует обратить внимание на существование двух ярких объектов. Один из них, обведенный красным кружком, находится на вершине ТПО и поднимается вместе с ТПО. Аналогичные объекты в верхней части ТПО наблюдались на ЭОП снимках на установке ПФ-3 в работе [10], а также на интерферограммах на установках "Тюльпан" (ФИАН) [8, 11] и на установке PF-1000 (IPPLM, Варшава) [12]. В то же время на этом снимке хорошо виден еще один компактный объект (показанный белым кружком), удаляющийся от ТПО. Сравнение

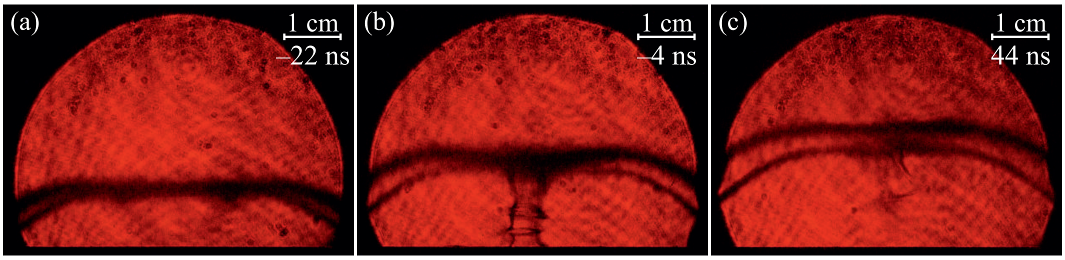

Рис. 3. (Цветной онлайн) Тенеграммы ТПО и пинча на различных стадиях разряда (газ Ar, 1 Торр, 28 кДж). Время указано относительно пика производной разрядного тока. Экспозиция каждого кадра 7 нс

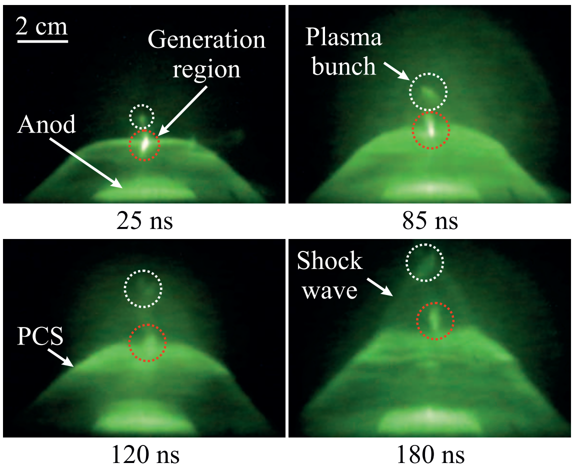

Рис. 4. (Цветной онлайн) Генерация и динамика плазменного потока. Видно формирование ударной волны при движении плазменного сгустка в фоновом газе/плазме

скоростей показывает более чем двукратное различие в скоростях движения этих объектов. Именно движение этого объекта приводит к возникновению хорошо видимой ударной волны.

Таким образом, можно предположить, что именно яркий объект, находящийся в верхней части ТПО и жестко привязанный к ее динамике, является источником плазменного сгустка, генерируемого фактически уже после развала пинча и распространяющегося вдоль оси установки на значительные расстояния [4]. Более того, из тенеграммы на рис. 5а, зарегистрировавшей начальный этап зарождения сгустка при разряде в аргоне, видно, что генерация происходит непосредственно внутри ТПО, между ее верхней и нижней границами. Зарождение этого источника можно наблюдать уже и на тенеграмме рис. 3с. Этот вывод отчетливо подтверждается тенеграммами рис. 5b и с, полученными при разряде в водороде.

На рисунке 5b можно выделить область уплотнения в верхней части ТПО с достаточно резкими границами, а на рис. 5с уже сформировавшийся поток прорывает верхнюю границу ТПО, не разрушая нижнюю. Поскольку наша лазерная диагностика работает в однокадровом режиме, эти снимки получены в разных разрядах. Тем не менее, анализ большой базы экспериментальных данных, полученных при одинаковых условиях, показывает хорошую воспроизводимость описанных процессов. Из изложенного выше следует важное заключение, что сгусток движется во вполне определенном направлении вверх от анода, а не в симметричных направлениях, что следовало бы ожидать, например, при истечении плазмы из перетяжки на пинче.

3. Возможные причины запуска. Обсудим теперь качественно вопрос о том, какие причины могут привести к появлению сгущения в верхней центральной части ТПО, и, в итоге, к запуску плазменного выброса. Напомним, что при обсуждении механизма запуска обычно говорят о кумулятивном эффекте, связанным либо с гидродинамическим сжатием сходящейся ТПО [13], либо со сжатием уже сформировавшегося плазменного жгута за счет “сосисочной” неустойчивости [14]. То есть о механизмах, которые заведомо не играют никакой роли в “центральных машинах” астрофизических объектов. С другой стороны, как было показано в [4], электродинамические процессы в плазменном фокусе обладают рядом уникальных свойств. В частности, в верхней части ТПО важную роль должны играть холловские тороидальные токи, приводящие к заметному усилению полоидального магнитного поля [9] на масштабах поперечного размера плазменного шнура. То есть как раз на масштабах зарегистрированного нами центрального сгущения.

Прежде всего покажем, что в верхней части ТПО возникают объемные силы, которые способны привести как к наблюдаемому уплотнению, так и к запуску плазменного выброса. Для этого, рассмотрим следующую модель распределения полоидального электрического тока

$$j_r = \frac{1}{2} j_{p0} \left(\frac{r_0}{z_0}\right) \frac{r/r_0}{1 + r^2/r_0^2} e^{z/z_0}, \qquad (1)$$

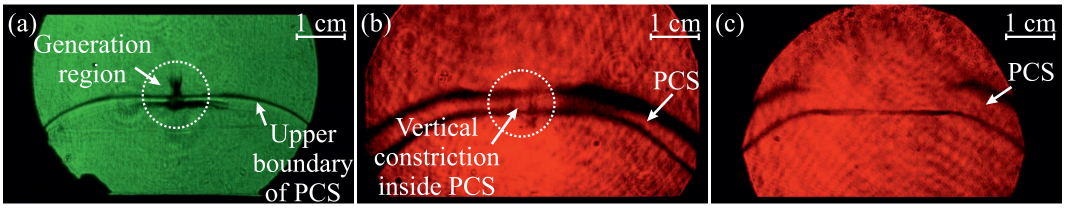

Рис. 5. (Цветной онлайн) Тенеграмма разряда в аргоне (1 Торр) на второй гармонике (532 нм) через 40 нс после пика производной (a) и тенеграммы разряда в водороде (5 Торр) на основной гармонике (1064 нм) через 29 нс (b) и через 62 нс (c) после пика производной

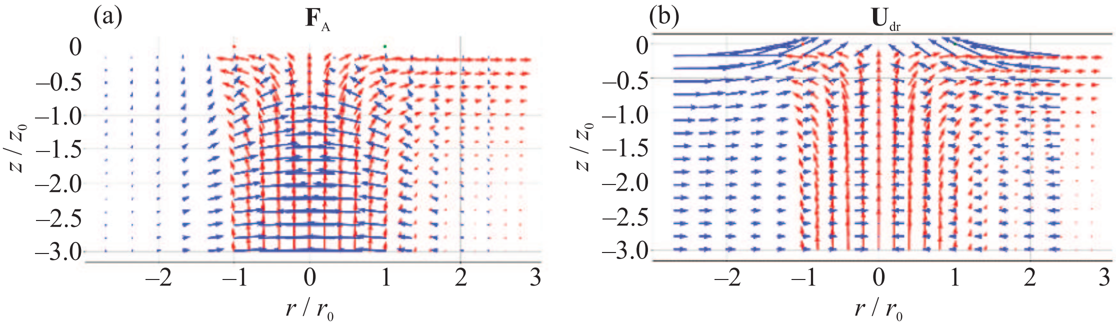

Рис. 6. (Цветной онлайн) (a) – Структура объемных сил Ампера $\mathbf{F}_\text{A}$. (b) – Скорость дрейфа $\mathbf{U}_\text{dr}$. Красными стрелками показаны направление и величина полоидального электрического тока в ТПО

$$j_z = j_{p0}\frac{1}{(1+r^2/r_0^2)^2}(1-e^{z/z_0}), \tag{2}$$

которому соответствует тороидальное магнитное поле

$$B_\varphi = B_0\frac{r/r_0}{1+r^2/r_0^2}\left(1-e^{z/z_0}\right). \tag{3}$$

Здесь $r_0 \sim 1$ см есть радиус токового шнура, а $z_0 \approx r_0$ – характерная вертикальная толщина ТПО. Наконец

$$B_0 = \frac{2\pi}{c}j_{p0}r_0. \tag{4}$$

Зная же полоидальные токи $\mathbf{j}$ и тороидальное поле B_φ, мы можем найти структуру сил Ампера $\mathbf{F}_\text{A} = (1/c)\,[\mathbf{j}\times\mathbf{B}]$. Они показаны на рис. 6a. Как мы видим, благодаря наличию радиальной компоненты электрического тока j_r и, следовательно, появлению вертикальной компоненты силы Ампера, еще на стадии сжатия возникают дополнительные электродинамические силы, стремящиеся создать уплотнение в верхней части ТПО. Отметим, что для наших целей выбор конкретной модели электрических токов неважен, поскольку силы Ампера будут направлены к верхней части ТПО при любых токах, текущих вверх вдоль пинча и затем растекающихся радиально.

С другой стороны, как уже подчеркивалось, запуск плазменного выброса связан с существенно нестационарным процессом, а именно с распадом пинча после включения аномального сопротивления. Сравнивая наблюдаемое время распада ~ 10–100 нс с известной оценкой времени затухания тока в контуре $\tau \sim L/(c^2R)$, где $L \sim H$ есть полная индуктивность коаксиальной системы длиной $H \sim 30$ см, а $R \sim h/(\pi r_0^2\sigma)$ – полное сопротивление пинча высотой $h \sim 1$ см, получаем для проводимости $\sigma \sim 10^{12}$–$10^{13}\,\text{с}^{-1}$, что, как и следовало ожидать для аномального сопротивления, на два-три порядка меньше спитцеровской проводимости $\sigma_\text{Sp} = e^2n_\text{e}\tau_\text{st}/m_\text{e} \sim 10^{15}\ \text{с}^{-1}$.

Покажем теперь, что на нестационарной стадии распада ТПО неизбежно возникают дополнительные электродинамические движения, также способные образовать плотное сгущение в ее верхней части. Для этого нам понадобится разумная модель вихревого электрического поля $\mathbf{E}$, возникающего за счет резкого падения тороидального магнитного поля B_φ (3). Предполагая, что после включения аномального сопротивления магнитное поле линейно падает за время $\tau \sim 10$–100 нс, можно переписать уравнение Максвелла $\text{rot}\mathbf{E} = -(1/c)\partial\mathbf{B}/\partial t$ как

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{B_0}{c\tau}\frac{r/r_0}{1+r^2/r_0^2}(1-e^{z/z_0}). \tag{5}$$

Тогда решение этого уравнения можно искать в виде

$$E_r = B_0\frac{z_0}{c\tau}f_1(x)e^{z/z_0}, \tag{6}$$

$$E_z = B_0 \frac{z_0}{c\tau} \left(f_2(x) e^{z/z_0} + f_3(x) \right), \qquad (7)$$

где $x = r/r_0$. В итоге, получаем

$$f_1(x) - \left(\frac{z_0}{r_0} \right) f_2'(x) = -\frac{x}{1+x^2}, \qquad (8)$$

$$\left(\frac{z_0}{r_0} \right) f_3'(x) = -\frac{x}{1+x^2}. \qquad (9)$$

Последнее соотношение дает сразу

$$f_3(x) = \frac{1}{2} \left(\frac{r_0}{z_0} \right) \left[\ln(1+x_0^2) - \ln(1+x^2) \right], \qquad (10)$$

где $x_0 \approx 1$ – константа интегрирования, определяющая положение смены знака вертикального электрического поля: $E_z(x_0) = 0$. Она должна быть выбрана из условия, что полный поток электрического поля равен нулю: $\int E_z \, x \, \mathrm{d}x = 0$

$$\int_0^{x_{\mathrm{cam}}} f_3(x) \, x \, \mathrm{d}x = 0. \qquad (11)$$

Здесь x_{cam} соответствует размеру камеры, на которой заведомо происходит замыкание продольного тока. Уравнение же (8) вместе с условием $\mathrm{div}\mathbf{E} = 0$

$$\left(\frac{z_0}{r_0} \right) \frac{1}{x} \left[x f_1(x) \right]' + f_2(x) = 0 \qquad (12)$$

легко может быть проинтегрировано.

Определив же электрическое поле, мы легко найдем скорость электрического дрейфа $\mathbf{U}_{\mathrm{dr}} = c[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]/B^2$, показанную на рис. 6b. Как мы видим, возникающее во время распада пинча вихревое электрическое поле приводит как к движению в сторону оси системы, так и по направлению вверх от анода. При этом характерное смещение τU_{dr} за время τ как раз должно быть порядка z_0. Таким образом, распад пинча неизбежно должен приводить как к образованию уплотнения в верхней части ТПО, так и к инициации движения вверх от анода.

Здесь полезно будет отметить, что направление дрейфа совпадает с направлением вектора Пойнтинга (потока электромагнитной энергии) $\mathbf{S} = c/4\pi \, [\mathbf{E} \times \mathbf{B}]$, и будет он направлен к оси или нет, зависит от направления электрического поля. Однако в области, занятой плазмой, поток вектора Пойнтинга всегда направлен к оси [15]. Это связано с тем, что тороидальное магнитное поле занимает объем, значительно превышающий объем плазменного пинча. Поэтому в области пинча вихревое электрическое поле E_z всегда направлено от катода вверх, а замыкается на значительном расстоянии от пинча.

4. Выводы. Таким образом, результаты экспериментальных исследований стадии генерации плазменного выброса на установке ИСПФ-М показали, что источником плазменного потока, распространяющегося вдоль оси разрядной системы, является локальная область, находящаяся внутри ТПО в верхней ее части. Характерной особенностью структуры токов в этой области является наличие радиальной компоненты j_r, приводящей как к уплотнению в верхней части ТПО, так и к появлению вертикальной компоненты скорости. Уже на начальных этапах движения плазменного сгустка оно носит сверхзвуковой характер, что приводит к образованию ударной волны. При этом происходит разрушение верхней границы ТПО, что может приводить к перезамыканию магнитных силовых линий и формированию компактного плазменного сгустка с захваченным магнитным потоком, распространяющегося вдоль оси системы, в соответствии с моделью, сформулированной в работе [16].

Финансирование работы. Работа проведена в рамках выполнения государственного задания Национального исследовательского центра "Курчатовский институт".

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. S. Auluck, P. Kubes, M. Paduch et al. (Collaboration), Plasma **4**, 450 (2021).
2. G. V. Mikhailova, L. I. Antonova, I. V. Borovitskaya, O. N. Krokhin, A. N. Majorov, B. A. Mikhailov, V. Ya. Nikulin, P. V. Silin, and A. Troitskii, Phys. Status Solidi C **10**, 689 (2013).
3. M. J. Sadowski, V. A. Gribkov, P. Kubes, K. Malinowski, E. Składnik-Sadowska, M. Scholz, A. Tsarenko, and J. Zebrowski, Phys. Scr. **123**, 66 (2016).
4. В. С. Бескин, В. И. Крауз, С. А. Ламзин, УФН **193**, 345 (2023).
5. V. Krauz, V. Myalton, V. Vinogradov, E. Velikhov, S. Ananyev, S. Dan'ko, Yu. Kalinin, A. Kharrasov, K. Mitrofanov, and Yu. Vinogradova, in 42nd EPS Conference on Plasma Physics, Lisbon, Portugal, 22-26 June 2015, v. 39E.
6. Н. В. Филиппов, М. А. Каракин, В. И. Крауз, В. В. Мялтон, Т. И. Филиппова, А. Н. Филиппов, Э. Ю. Хаутиев, Прикладная физика **5**, 43 (1999).
7. С. С. Ананьев, В. И. Крауз, В. В. Мялтон, А. М. Харрасов, ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез **40**, 21 (2017).
8. С. Н. Полухин, А. Е. Гурей, В. Я. Никулин, Е. Н. Перегудова, П. В. Силин, Физика плазмы **46**, 99 (2020).
9. В. С. Бескин, Астрономический журнал **100**, 32 (2023).

10. А. Н. Мокеев, *Кандидатская диссертация*, РНЦ "Курчатовский институт", М. (1998).
11. С. Н. Полухин, А. Е. Гурей, А. А. Ерискин, В. Я. Никулин, Е. Н. Перегудова, П. В. Силин, А. М. Харрасов, Краткие сообщения по физике ФИАН **6**, 30 (2017).
12. P. Kubes, M. Paduch, T. Pisarczyk, M. Scholz, T. Chodukowski, D. Klir, J. Kravarik, K. Rezac, I. Ivanova-Stanik, L. Karpinski, M. J. Sadowski, K. Tomaszewski, and E. Zielinska, IEEE Trans. Plasma Sci. **39**, 562 (2011).
13. С. С. Ананьев, С. В. Суслин, А. М. Харрасов, ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез **39**, 69 (2016).
14. T. Haruki, H. Reza Yousefi, K. Masugata, J.-I. Sakai, Y. Mizuguchi, N. Makino, and H. Ito, Phys. Plasmas **13**, 082106 (2006).
15. В. С. Бескин, И. Ю. Калашников, В. И. Крауз, Астрономический журнал **103** (2025) (в печати).
16. К. Н. Митрофанов, В. И. Крауз, В. В. Мялтон, Е. П. Велихов, В. П. Виноградов, Ю. В. Виноградова, ЖЭТФ **146**, 1035 (2014).