

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ГЕНЕРАЦИИ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ В ПЛАЗМЕННОМ ФОКУСЕ

© 2020 г. С. Н. Полухин^{a, *}, А. Е. Гурей^a, В. Я. Никулин^{a, b, **},
Е. Н. Перегудова^a, П. В. Силин^a

^a Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

^b Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

*e-mail: snpol@lebedev.ru

**e-mail: vnik@lebedev.ru

Поступила в редакцию 25.04.2019 г.

После доработки 20.08.2019 г.

Принята к публикации 22.08.2019 г.

Методами лазерного зондирования на плазменном фокусе мейзеровского типа зарегистрированы плазменные сгустки с характерным размером порядка 1 мм и электронной плотностью более 10^{19} см⁻³. Сгустки появляются после разрыва плазменного столба и движутся вдоль оси разряда от анода с начальной скоростью 2×10^7 см/с. Главной причиной образования этих сгустков является осевое вытеснение плазмы в процессе развития рэлей-тейлоровской неустойчивости на пинче. Зарегистрированы также плазменные струи во втором полупериоде разряда. Кроме того, обнаружены слоистые плазменные структуры на спаде тока разряда.

Ключевые слова: плазменный фокус, плазменные струи, плазменные неустойчивости, пинч, кумуляция, интерферометрия

DOI: 10.31857/S0367292120020080

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение плазменных струй в Z-пинчах весьма актуально, поскольку имеет непосредственное отношение к традиционной для этого типа установок тематике исследования жестких излучений [1], материаловедческим задачам модификации материалов под действием потоков плазмы [2, 3], к астрофизическим проблемам рождения джетов [4, 5] и т.д. Первые представления о механизме генерации плазменных струй в Z-пинчах возникли в середине прошлого века, основываясь на результатах первой работы по плазменному фокусу [6], где наблюдался световой фронт, распространяющийся вдоль оси разряда со скоростью значительно превышающей радиальную скорость сходящейся конусообразной токовой оболочки. После нескольких выстрелов наблюдались углубления в аноде и конические деформации пластин, стоящих на пути струи. На основе обнаруженных явлений был сделан вывод о “кумулятивной” природе формирования струй в плазменном фокусе. По мнению авторов работы [7] “смысл кумулятивного эффекта заключается в передаче энергии, первоначально накопленной в большой массе плазмы или магнитном поле, сравнительно малому количеству частиц с выигрышем в температуре

(или скорости) последних. В теории кумулятивных снарядов на взрывчатых веществах (ВВ), например, было показано [8], что при схлопывании конических оболочек с углом конуса в вершине 2α на оси конуса формируется струя, в которую вовлекается до 10% массы ВВ, а скорость струи V_j определяется соотношением: $V_j = V_r / \tan \alpha$, где V_r – скорость сжатия конуса (в применении к ПФ-разрядам V_r – скорость радиального сжатия ТПО)... В плазменных экспериментах чисто гидродинамический эффект, имеющий место в твердотельных ВВ, заменяется на магнитно-гидродинамический, открывающий возможность перехода к существенно более высоким температурам и скоростям потоков... в зависимости от профиля сходящейся к оси конической ТПО, происходит трансформация радиальной скорости сжатия в продольную скорость плазменного потока, причем последняя может более чем на порядок превышать радиальную скорость сжатия ТПО.” В цитате ТПО обозначает токово-плазменную оболочку (рис. 1а иллюстрирует написанное выше). Следует отметить, что эта гипотеза генерации плазменной струи первоначально строилась на аналогии с явлениями в кумулятивных снарядах, где отсутствует, естественно, стадия образования пинча и развития на нем перетяжки. В настоящее время, благодаря многочисленным исследовани-

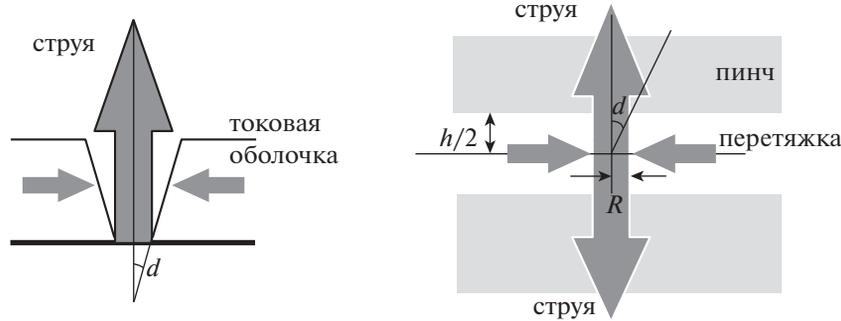


Рис. 1. а) – Схема кумулятивного механизма генерации струи; б) – схема, иллюстрирующая перетяжечный механизм образования струй.

ям в этом направлении [9–22] приходит понимание, что картина образования струй в плазменном фокусе сложнее.

Резюмируя эти исследования, можно предположить, что плазменные струи могут образовываться не только на стадии схождения токовой оболочки, а также позднее, вследствие быстрого локального пережатия плазменного столба из-за развития рэлей-тейлоровской неустойчивости. Перетяжка приводит к вытеснению плазмы в осевом направлении (рис. 1б). Связь между радиальной скоростью движения перетяжки к оси и аксиальной скоростью вытекания плазмы в этом случае находится из следующих простых соображений: за время движения перетяжки к оси разряда $\Delta t = R/V_R$ плазма должна переместиться в осевом направлении не менее чем на половину высоты перетяжки $V_z/\Delta t \geq h/2$, откуда $V_z \geq V_R \times h/2R$. По аналогии с левой схемой (рис. 1) можно ввести угол схождения перетяжки, где $\text{tg}\alpha = 2R/h$ – аспектное отношение. Тогда оценка скорости приобретает такой же вид, как и в кумулятивной гипотезе: $V_z \geq V_R/\text{tg}\alpha$. Заметим, что левая схема, показанная на рис. 1, весьма похожа на верхнюю половину правого рисунка, хотя пространственные и временные масштабы явлений существенно отличаются: в первом случае характерные размеры объектов порядка размеров токовой оболочки, т.е. сантиметры и миллиметры, временной диапазон – порядка микросекунды, во втором случае обе величины, по крайней мере, на порядок меньше, а события происходят позднее. Из-за такой большой разницы масштабов можно было бы условно разделить плазменные струи в установках ПФ на макро- и микроструи.

В плазменных фокусах, несмотря на отсутствие прямых экспериментов по выявлению механизмов генерации плазменных струй, их кумулятивная природа, обусловленная сходящейся конической токовой оболочкой, казалась настолько очевидной, что не вызвала сомнений. При исследовании плазменных струй в основном

измерялись такие их параметры как размер, скорость, плотность и температура плазмы [15–17, 20, 21]. Вопрос, какой тип струй преобладает в плазменных фокусах остается открытым.

При всей наглядности моделей генерации струй в плазменном фокусе, приведенных на рис. 1, проверить их экспериментально довольно сложно вследствие быстроты протекающих процессов. Более того, даже визуализировать плазменные струи тем или иным фотографическим способом весьма непросто, поскольку они распространяются в окружающем газе со сверхзвуковой скоростью и плохо различимы за светящимся фронтом ударной волны. Эксперименты в разных лабораториях по лазерному зондированию области схождения оболочки также не выявляли собственно самой струи, а фиксировали ударные волны [9–11] и волны ионизации, порождаемые струей [12]. Работа, где продемонстрирована именно плазменная струя в плазменном фокусе [13], сделана на миниатюрной установке с энергозапасом 70 Дж при заполнении разрядной камеры водородом. Зарегистрирована узкая (доли миллиметра) и длинная струя с аспектным отношением около 10-ти, движущаяся со скоростью 4×10^6 см/с. Струя не окружена ударной волной, что, возможно, объясняется (авторы не приводят этому факту объяснений) дозвуковой скоростью ее распространения. Но и в этой работе самого эффекта кумуляции или какого-либо другого механизма генерации струи не обнаружено, поскольку из-за того что анод был ниже катода токовая оболочка не просматривалась.

Интересно отметить, что в экспериментах на установках со взрывающимися проволочками, также как и плазменный фокус, относящимся к Z пинчевым разрядам, плазменные струи распространяются в вакууме и хорошо видны. Место их рождения – область перетяжки пинча [14]. То есть их можно идентифицировать как микроструи.

Таким образом, исходя из литературных данных, плазменные струи в установках плазменный фокус можно разделить на макроструи, образующиеся при коническом сжатии токовой оболочки, и на микроструи, рожденные в процессе вытекания плазмы из перетяжки.

Понимание механизмов генерации струй в плазменном фокусе способствовало бы определению ее свойств (пространственного и временного распределения плотности плазмы в струе), что особенно важно при применении установки ПФ как для изучения свойств материалов при воздействии плазмы с высокой плотностью потока энергии, так и при разработке плазменных технологий модификации материалов.

Данная статья посвящена экспериментальному исследованию процессов генерации плазменных струй в установках типа плазменный фокус с энергией, запасаемой в конденсаторной батарее несколько килоджоулей.

Везде ниже будут употребляться общепринятые термины: “токовая оболочка”, — подразумеваемая токово-плазменную оболочку скинированного тока разряда, “особенность” — резкий скачок на осциллограмме производной тока вблизи момента максимального сжатия плазменного столба. Терминами “плазменная струя” и “плазменный сгусток” будет обозначаться один и тот же объект, акцентируя внимание на его различные свойства.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты были выполнены на установке ПФ-4 “Тюльпан” (ФИАН) (рис. 2), которая представляет собой электроразрядное устройство типа плазменный фокус с мейзеровской геометрией электродов [11]. Диаметр внутреннего полусферического анода составляет величину 30 мм, катод — медный цилиндр диаметром 50 мм. Электроды разделены цилиндрическим керамическим изолятором. В аноде имеется небольшое конусное углубление вследствие эрозии материала электрода. Полная емкость батареи $C = 48$ мкФ, рабочее напряжение 12 кВ, энергия, запасаемая в емкостном накопителе — 3.5 кДж, характерное время нарастания тока 3 мкс, максимальный ток разряда при данном напряжении — 0.3 МА. В качестве рабочего газа использовался аргон при давлении около 1 Торра. В некоторых экспериментах рабочая камера наполнялась азотом или неоном при том же давлении. Как оказалось, при использовании аргона процессы генерации струи видны значительно лучше.

Плазма зондировалась излучением второй гармоники Nd:YAG — лазера с энергией около 100 мДж, длительностью импульса 5 нс, длиной волны 0.53 мкм. Интервал между моментом про-

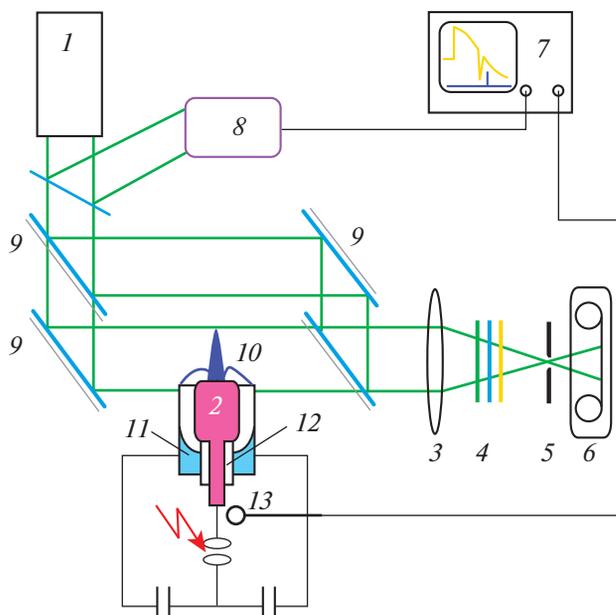


Рис. 2. Схема эксперимента. 1 — лазер, 2 — анод, 3 — объектив, 4 — фильтры, 5 — диафрагма, 6 — фотоаппарат, 7 — осциллограф, 8 — фотодиод, 9 — интерферометр, 10 — плазма, 11 — катод, 12 — изолятор, 13 — магнитная петля.

хождения лазерного излучения через плазму и минимумом особенности определялся по показаниям фотодиода. Погрешность измерения временного интервала не более 5 нс. На всех представленных ниже снимках разряда отсчет времени ведется от особенности.

Измерения электронной плотности плазмы проводились с помощью интерферометра Маха — Цендера, в одном из плеч которого находилась торцевая часть электродов, область, где происходит сжатие токовой оболочки и образование пинча. Вклад ионной компоненты в показатель преломления плазмы считался незначительным из-за высокой температуры плазмы (>10 эВ). В случае осесимметричных плазменных объектов использовалась вычислительная процедура абелевских преобразований методом ступенчатой аппроксимации. В некоторых экспериментах регистрировались тенеграммы — изображения плазмы в свете проходящего параллельного лазерного пучка с сильно диафрагмированным объективом, отсекающим расходящиеся на плазменных неоднородностях лучи, подробнее в [11]. Подавление собственного излучения плазмы производилось светофильтрами. Снимки регистрировались посредством длиннофокусного объектива с уменьшением 3:1 и цифровым зеркальным фотоаппаратом Canon EOS 650D, его затвор был открыт в течение всего разряда установки. Пространственное разрешение оптической системы — не хуже 100 мкм.

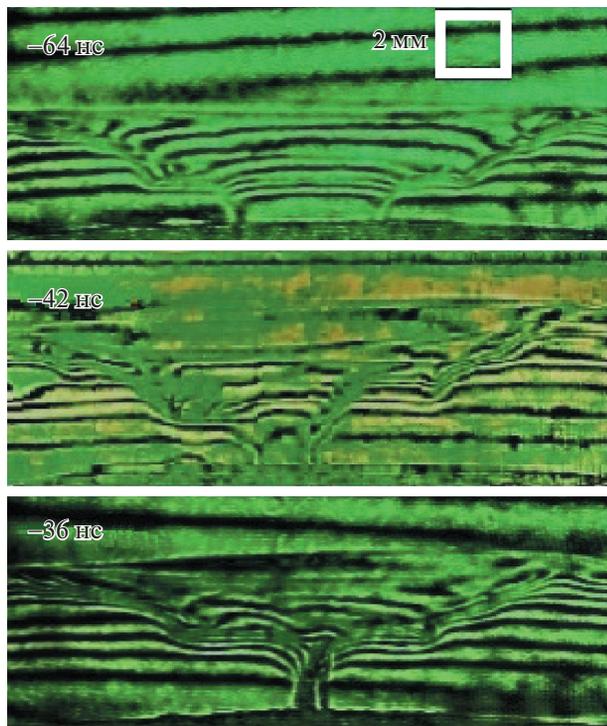


Рис. 3. Стадия схождения токовой оболочки к оси.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

3.1. Стадия схождения токовой оболочки

Для изучения механизмов образования струй стояла задача обнаружить ее на самых ранних стадиях ее возникновения (рис. 3.) Интерферометр был настроен таким образом, чтобы увеличение погонной плотности плазмы вдоль пути зондирования луча приводило к отклонению интерфе-

ренционных полос вниз. На интерферограммах (рис. 3) видно, что вплоть до появления пинча на -36 нс интерференционные полосы на оси разряда направлены выпуклостью вверх, что свидетельствует о пониженной плотности плазмы в этой области по сравнению со стенками токовой оболочки. Выше пинча полосы по-прежнему направлены выпуклостью вверх. Таким образом, можно сделать вывод, что на стадии схождения токовой оболочки плазменная струя отсутствует вплоть до образования пинча.

3.2. Пинчевание и обрыв тока

Минимум плотности плазмы выше пинча сохраняется в процессе его сжатия (рис. 4, кадр -11 нс) и даже после обрыва тока (кадр $+2$ нс). Лишь на 8 нс видно изменение направления выпуклости полос на противоположное, что свидетельствует о появлении плотного плазменного образования выше места обрыва пинча. Размеры сгустка около 0.5 мм, его электронная плотность настолько велика, что интерференционные полосы не наблюдаются в его структуре. В нашем случае ($\lambda = 0.53$ мкм), это говорит о высоких градиентах плотности плазмы на границе сгустка и электронной плотности выше 10^{19} см $^{-3}$. Начиная с 8 нс замечен разрыв пинча, позднее ($+44$ нс) пинч вовсе исчезает. Также наблюдается небольшое искривление полос над токовой оболочкой, вызванное, по-видимому, ионизацией газа излучением пинча. На 44 -й наносекунде выше токовой оболочки видно куполообразное образование, скорее всего, это ударная волна, рожденная плазменным сгустком.

На рис. 5 показаны снимки другой серии экспериментов с теми же параметрами разряда. Ин-

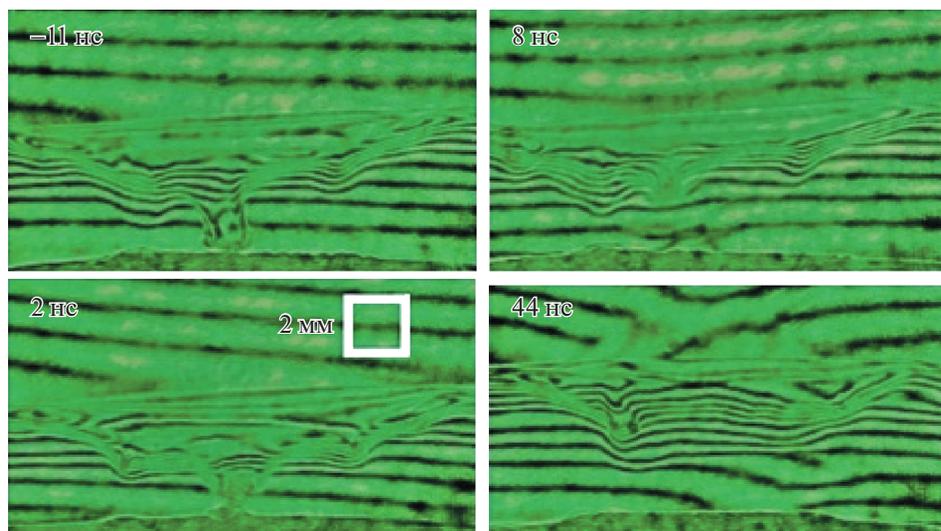


Рис. 4. Образование перетяжки, ведущее к распаду пинча.

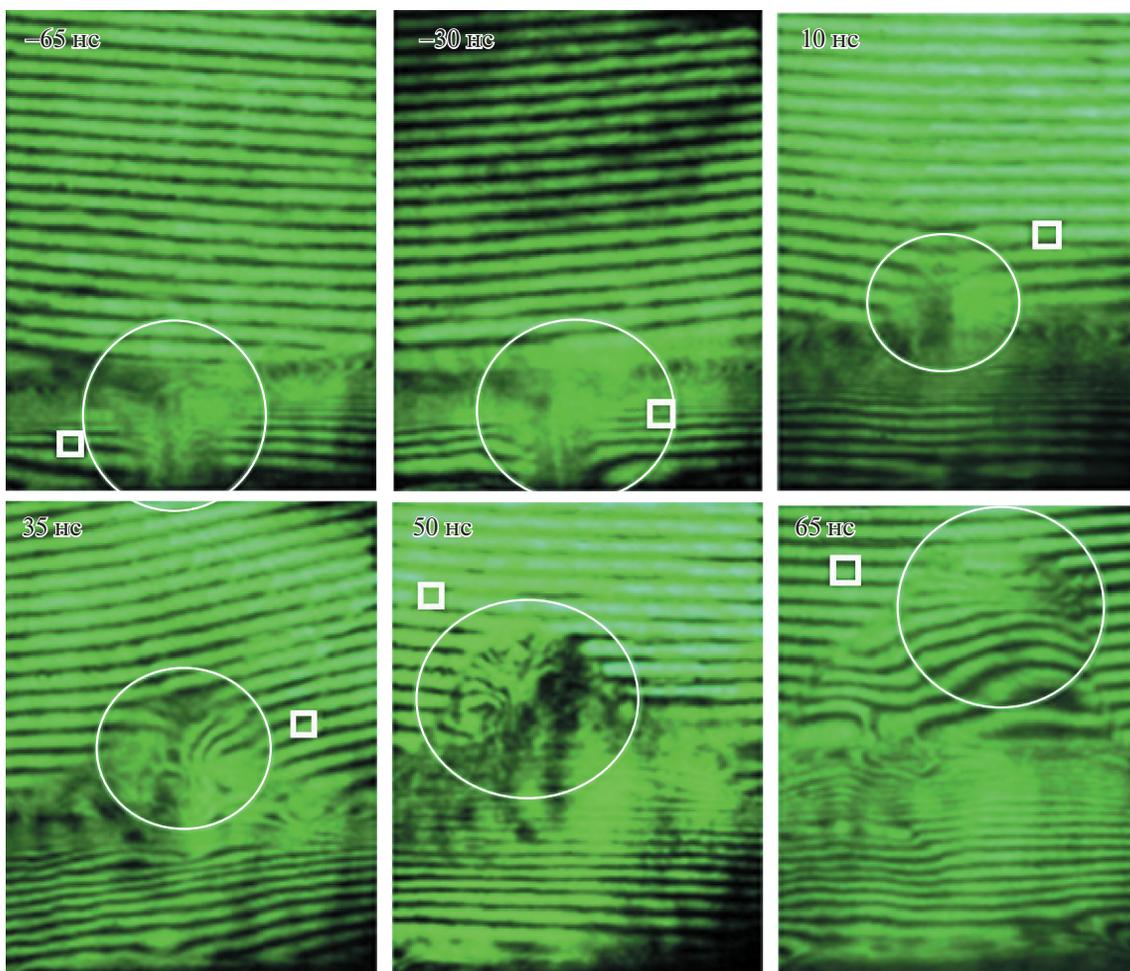


Рис. 5. Динамика формирования и распространения плазменного сгустка. Размер квадратиков 1 мм.

тересующие нас объекты обведены окружностью. На первых двух кадрах видны сходящаяся токовая оболочка (-65 нс) и плазменный столб (-30 нс), окруженный остаточной плазмой. Любопытна светлая полоса, проходящая вдоль оси пинча, словно внутри него проходит пустотелый канал, возможно, это след схождения на оси ударной волны, бегущей перед токовой оболочкой. После особенности плазменный столб, как правило, исчезает ($+10$ нс). Начиная с 10 нс на оси, выше токовой оболочки видно непрозрачное продолговатое образование – плазменный сгусток. Он появляется после особенности и развала пинча. Из нескольких десятков снимков разряда, зарегистрированных в этом временном интервале, мы не имеем ни одного, где одновременно был бы виден пинч и плазменный сгусток. Начиная с 35 нс, за счет торможения сгустка в остаточной плазме и его распухания, удается проследить интерференционные полосы внутри него, и оценить нижнюю границу величины его электронной плотности $-2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Сгусток начинает окру-

жать колоколообразный фронт ударной волны. К 65 нс поперечные размеры сгустка увеличиваются в 5 раз, а электронная плотность падает до $4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Оценим грубо запас кинетической энергии в сгустке на момент времени 35 нс. Объем сгустка $V = 1 \text{ мм} \times 1 \text{ мм} \times 3 \text{ мм} = 3 \times 10^{-3} \text{ см}^3$, электронная плотность $n \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Кратность ионизации возьмем $Z \sim 10$, как в пинчах при типичных температурах порядка $200\text{--}300$ эВ [23]. Скорость сгустка $2 \times 10^7 \text{ см/с}$, тогда его кинетическая энергия $E \geq V \times n \times M \times v^2 / 2Z = 5 \text{ Дж}$.

3.3. Тенеграммы разряда вблизи особенности

На тенеграммах разряда в неоне, аргоне, азоте плазменные струи также обнаруживаются только после особенности [11]. На рис. 6 видно, что токовая оболочка над пинчем до особенности ровная, без каких-либо возмущений. Ударная волна от распространяющейся струи зафиксирована лишь на 20 -й нс после особенности.

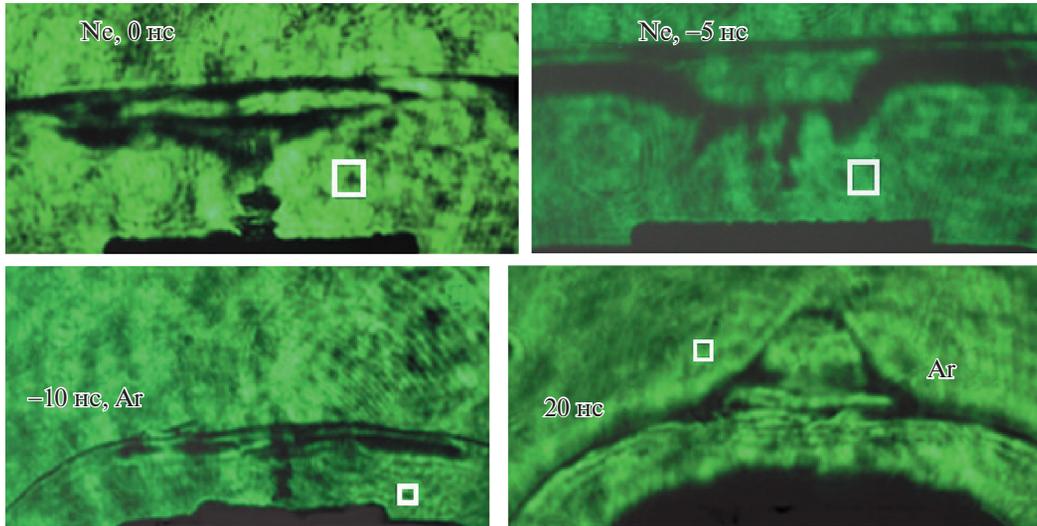


Рис. 6. Теневые снимки прианодной области в неоне, аргоне и азоте вблизи особенности при одинаковых начальных условиях разряда. Размер квадратиков 1 мм.

3.4. Распространение пламенной струи

Распространение струи сопровождается ударной волной (рис. 7). Электронная плотность струи варьируется в диапазоне $(3-10) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, скорость струи около 10^7 см/с . Сфера, образованная ударной волной (*magnetic bubble*) обычно полая (кадры на рис. 7: +80 нс, +120 нс, +160 нс), исследовалась нами более детально в работе [18]. Электронная плотность внутри сферы $(1-2) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, на границе сферы т.е. на фронте ударной волны около $4 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, перед ударной волной распространяется волна ионизации с электронной плотностью $(0.5-1) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

На более поздних стадиях разряда (+160–+300 нс) наблюдается образование и сжатие нового плазменного столба, который проникает внутрь упомянутой сферы. Его электронная плотность достигает величины порядка 10^{19} см^{-3} . На снимке +300 нс виден разрыв плазменного столба, однако особенности на производной тока в это время не наблюдается (рис. 8). По всей видимости, основной ток уходит из приосевой области и находится вне пределов апертуры наблюдения.

3.5. Поздние стадии разряда в первом полупериоде

После вторичного развала пинча интерференционные полосы на оси, где находился пинч, выпрямляются (рис. 9). Это говорит о спаде электронной плотности здесь до уровня ниже начальной атомарной плотности газа 10^{16} см^{-3} . Тем не менее, токовая оболочка сохраняется, что свидетельствует о присутствии какой-то части тока разряда в этой области. Затем плазма вновь кон-

центрируется на оси разряда приблизительно через одну микросекунду после особенности, где нами обнаружены плазменные слои с резко выраженными границами. Слабая повторяемость этой стадии разряда не позволяет судить о направлении радиального движения этих структур. Производная тока меняет знак (рис. 10), соответственно ток разряда переваливает за максимум и начинает уменьшаться.

Пока можно предположить три механизма возникновения этих плазменных слоев:

1. Внутренняя оболочка образована испарившимся материалом анода, наружная оболочка возникла в результате вторичного пробоя остаточного газа около изолятора [19, 20].
2. На оси разряда образовался индуктон – замкнутая плазменная торроидальная структура [21].
3. Двойной плазменный слой образовался на спаде тока вследствие обратного скин-эффекта [22].

3.6. Второй полупериод разряда

Нередко во втором полупериоде также наблюдается особенность на производной тока (рис. 11). Форма токовой оболочки несколько иная (рис. 12). Она выше, чем в первом периоде, а ее радиальная скорость схождения ниже. До –30 нс на оси минимум плотности, т.е. оболочка пустотелая, толщина ТПО уменьшается с 1 мм (–390 нс) до 0.3 мм (–30 нс). На кадре –30 нс виден провал полос по оси над пинчем, что свидетельствует о зарождении струи еще до особенности. В этом случае, скорее всего, струя образуется при сжатии ТПО в результате кумулятивного ме-

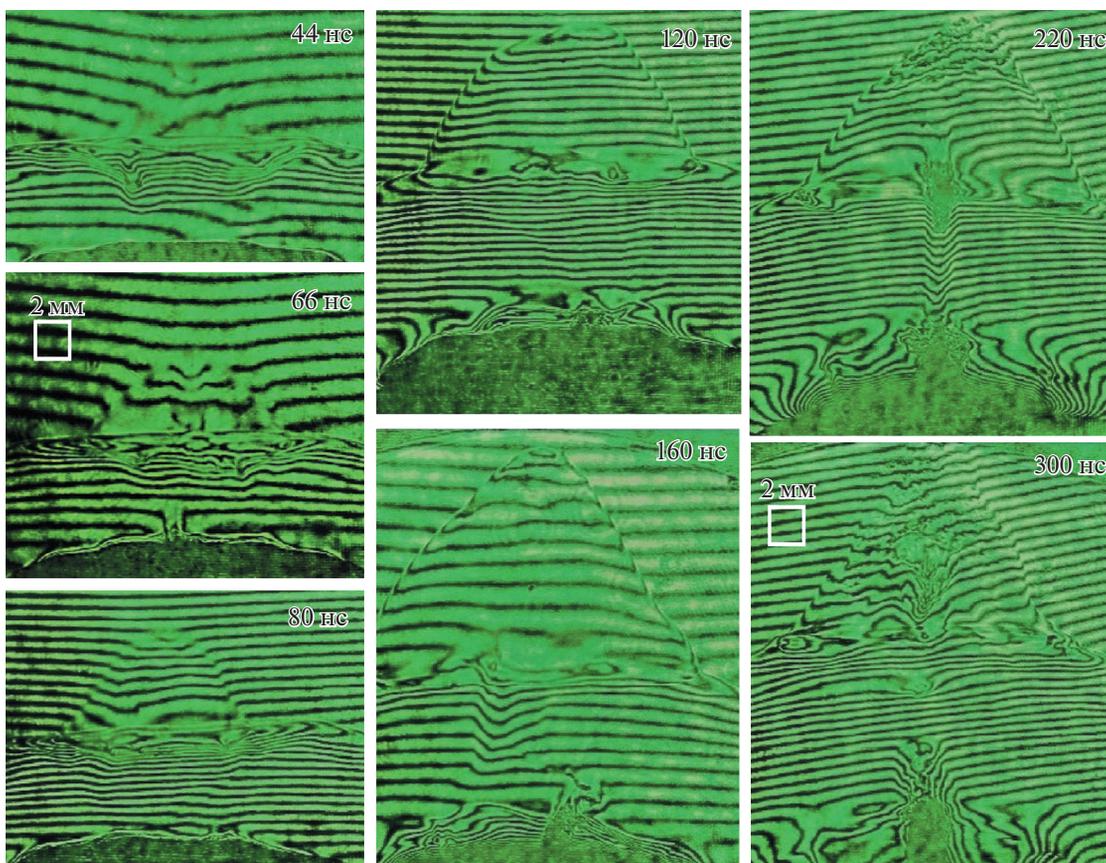


Рис. 7. Распространение плазменной струи.

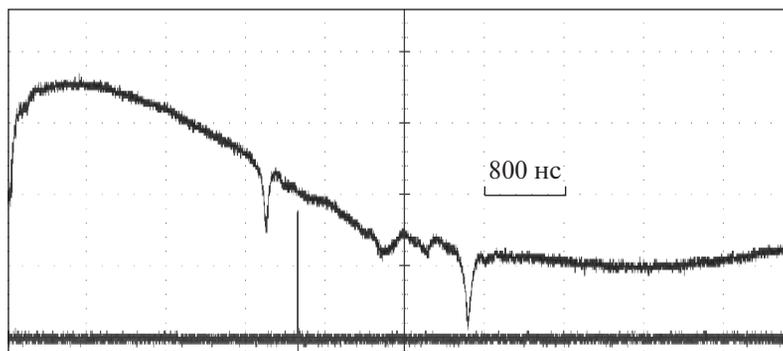


Рис. 8. Осциллограмма разряда, соответствующая снимку +300 нс предыдущего рисунка. Верхняя кривая – производная тока, ниже сигнал зондирующего лазера.

ханизма в отличие от первого полупериода. Скорость струи меньше, чем в первом полупериоде: $(3-5) \times 10^6$ см/с. Она совпадает с вертикальной скоростью токовой оболочки (+370 нс) или струя отстает от токовой оболочки (+300 нс).

На стадии схождения ТПО во втором полупериоде форма оболочки воронкообразная, в первом же полупериоде она, как правило, напомина-

ет рюмку (рис. 13). Разница в форме объясняется эффектом Холла [24, 25], возникающим при положительной полярности внутреннего электрода и способствующего существенному ускорению токовой оболочки вблизи анода. Влияет ли такое ускорение на увеличение скорости струи неизвестно, возможно пинч и перетяжка “забывают” историю своего рождения [26].

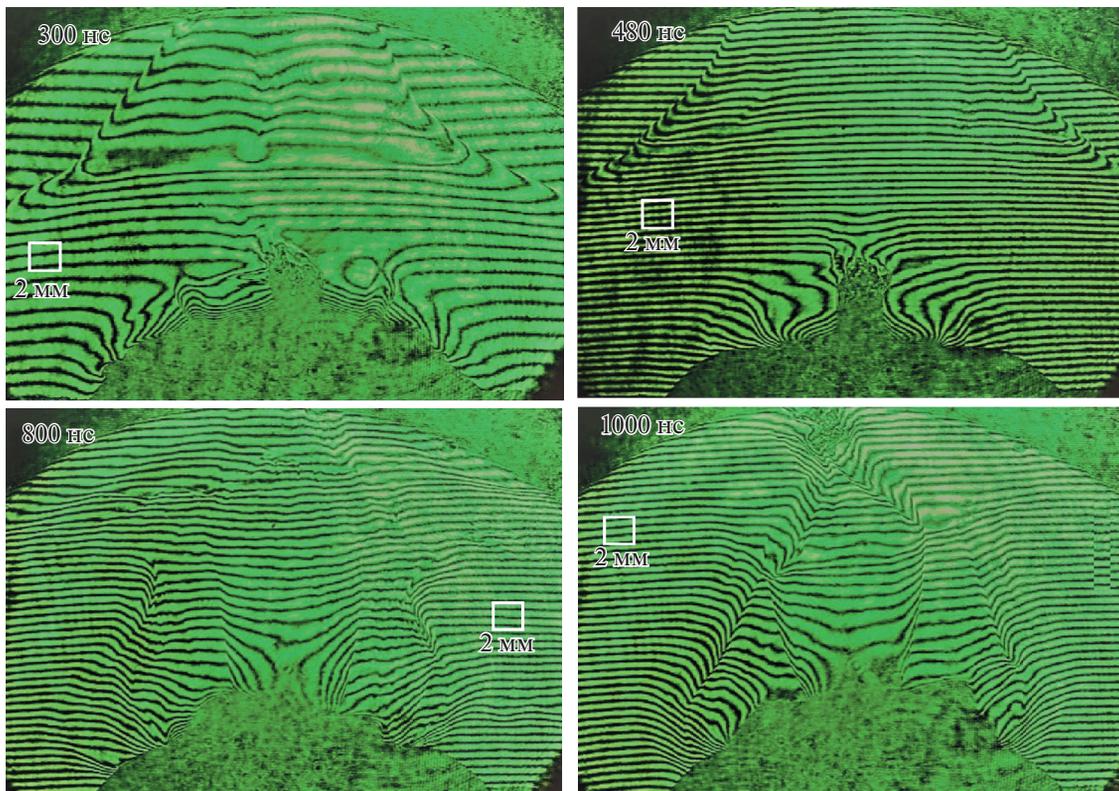


Рис. 9. Поздние стадии разряда после особенности. На нижних снимках видна двойная токовая структура с резкими границами.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Таким образом, в экспериментах зафиксировано, что плазменная струя может возникать не только на стадии сжатия токовой оболочки на оси разряда до особенности как предсказывается кумулятивной моделью, а также на стадии развала плазменного столба после особенности. Визуальное объяснение причин возникновения струи можно найти на интерферограмме (рис. 14), снятой на 10-й нс после особенности. Здесь видны фрагменты пинча, разорванного перетяжкой, над ним – вылетающий сгусток. Очевидно, что перетяжка выбросила плазму из пинча в месте разрыва. Если полагать, что сгусток рождается в момент

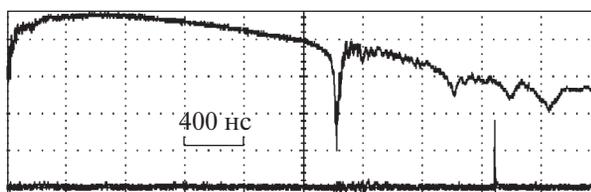


Рис. 10. Осциллограмма производной тока разряда для правого нижнего снимка рис. 9.

“особенности”, то его скорость окажется около 5×10^7 см/с в интервале времен от 0 до +10 нс.

Вероятный сценарий образования плазменной струи проиллюстрирован на рис. 15 и построен на основании серии выстрелов, показанной на рис. 5. Токовая оболочка сходится к оси разряда в интервале времен (–65 нс; –30 нс). Далее, сжимаясь (–30 нс; –0 нс) она превращается в пинч, на теле которого возникает перетяжка. В момент минимума особенности (0 нс) пинч полностью пережимается перетяжкой. Она выдавливает (выбрасывает) плазму из пинча в двух противоположных направлениях. В верхнем направлении вылетающий плотный сгусток плазмы толкает перед собой ударную волну, в нижнем направлении сгусток сталкивается с анодом, приводя к абляции материала анода. Эффект выброса плазмы из перетяжки может усиливаться также за счет дополнительного нагрева плазмы в области перетяжки из-за резкого увеличения ее сопротивления (аномальной проводимости).

Возможно, механизм образования струи зависит от типа установки плазменный фокус, ее энергетики и сорта газа. Так, например, в работах [9, 11, 13] на малых плазмодиффузионных установках ($E \leq 1$ кДж) – струя, судя по наблюдаемой ударной волне, регистрируется после особенности,

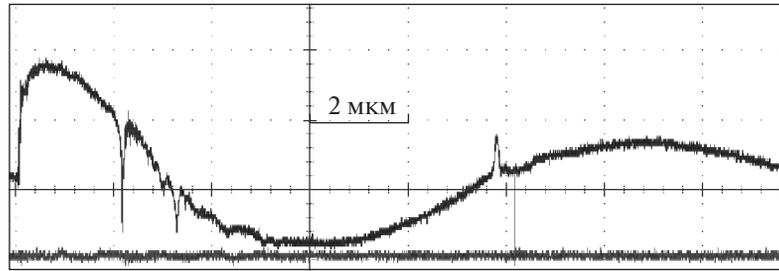


Рис. 11. Особенность во втором полупериоде разряда.

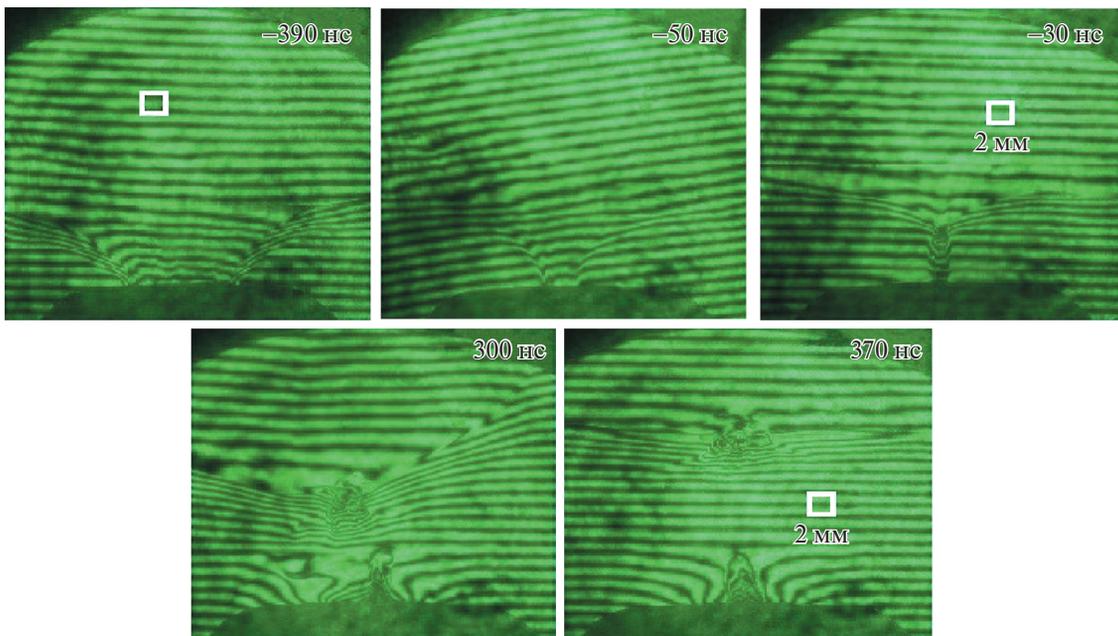


Рис. 12. Второй полупериод разряда. Схождение токовой оболочки (–390 нс, –50 нс), пинчевание (–30 нс) и распространение струи (+300 нс, +370 нс).

что говорит в пользу перетяжного механизма образования струи. Однако в работе [12] ($E = 27$ кДж) на дейтерии ударная волна видна за 40 нс до особенности. В данном случае более вероятен кумулятивный механизм образования струи. Следует отметить, что в установках с малой энергетикой (≤ 1 кДж) временной интервал между сжатием ТПО на оси и образованием неустойчивости в виде перетяжки составляет величину порядка 10 нс, в то время как на больших установках перетяжки возникают спустя 50–100 нс после максимального сжатия [27, 28]. Поэтому, в нашем случае эти два типа струй могут практически следовать друг за другом с интервалом порядка 10 нс.

С другой стороны, если рассматривать кумулятивную гипотезу шире, без привязки к токовой оболочке, а как принцип "трансформации радиаль-

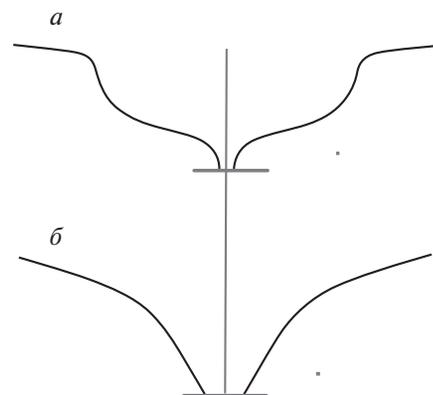


Рис. 13. Форма токовой оболочки в первом (а) и втором полупериоде (б).

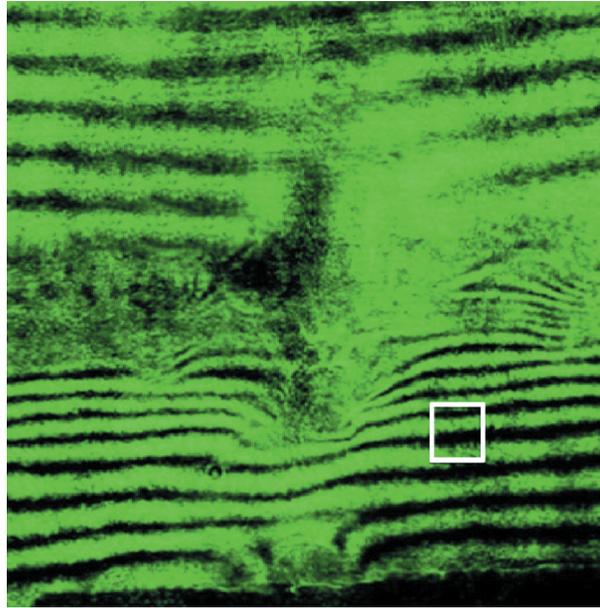


Рис. 14. Обрыв тока перетяжкой $t = +10$ нс. Размер квадрата 1 мм.

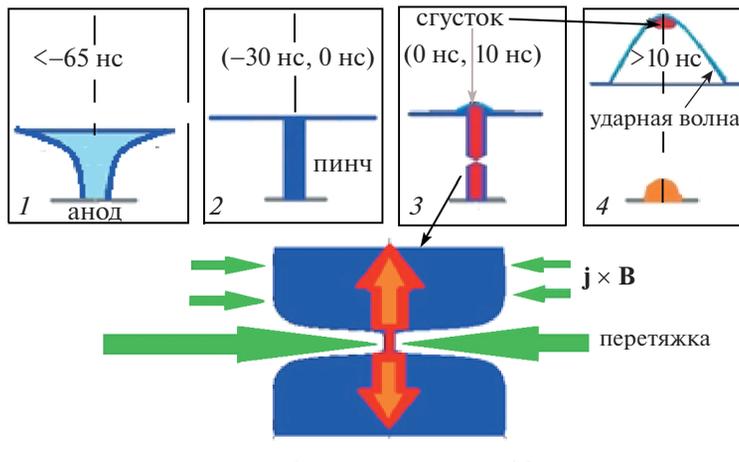


Рис. 15. Сценарий образования плазменного сгустка

ной скорости сжатия в продольную скорость плазменного потока”, то непроходимой пропасти между двумя рассмотренными механизмами рождения плазменных струй в плазменном фокусе нет.

Обнаружение плотного компактного сгустка согласуется с гипотезой адиабатического сжатия плазменного столба и образования высокотемпературной плазмы в перетяжках Z-пинча [1]. В ней предполагается, что после образования пинча, перетяжка выдавливает плазму в аксиальном направлении. Процесс сопровождается развалом пинча вблизи особенности, что и наблюдается в эксперименте. Компактность и плотность сгустка также согласуется с этой теорией, где диаметр пе-

ретяжки в случае радиационного коллапса может достигать микронных размеров, приводя к образованию микропинчей и плазменных точек. Пользуясь терминологией, введенной во введении в наш эксперименте, мы наблюдали микроструи.

В близких по методике работах [9, 12] в разряде на дейтерии зарегистрированы лишь ударные волны без сгустков. Возможно дейтронный сгусток в отличие от аргонного поглощается ударной волной сразу после его возникновения. Исходя из наших экспериментов на аргоне, азоте, неоне и дейтерии замечено, что плазменный сгусток ярче проявляется на более тяжелом газе.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые в установках типа плазменный фокус обнаружено образование плотных компактных плазменных сгустков, движущихся вдоль оси с начальной скоростью 2×10^7 см/с, что соответствует кинетической энергии ионов аргона около 10 кэВ. Плотность плазмы в сгустках более 10^{19} см⁻³, а их размер порядка 1 мм. Сгустки регистрируются после особенности тока и развала пинча. Главной причиной образования обнаруженных нами плазменных сгустков является аксиальное выдавливание плазмы быстро развивающейся перетяжкой на теле плазменного столба.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 16-12-10351).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Vikhrev V.V., Korolev V.D.* // Plasma Physics Reports. 2007. V. 33. № 5. P. 356. <https://doi.org/10.1134/S1063780X07050029>
2. *Mikhailova G.V., Antonova L.I., Borovitskaya I.V., Krokhin O.N., Majorov A.N., Mikhailov B.A., Nikulin V.Ya., Silin P.V.* // Physica Status Solidi (C) Current Topics in Solid State Physics. 2013. V. 10. P. 689.
3. *Didyk A.Y., Ivanov L.I., Krokhin O.N., Nikulin V.Ya., Maiorov A.N.* // Doklady Physics. 2012. V. 57. P. 7.
4. *Mitrofanov K.N., Krauz V.I., Myalton V.V.* // Journal of Experimental and Theoretical Physics. 2014. V. 119. P. 910. <https://doi.org/10.1134/S1063776114110168>
5. *Skladnik-Sadowska E., Dan'ko S.A., Kwiatkowski R., Sadowski M.J., Zaloga D.R., Paduch M., Zielinska E., Kharrasov A.M., Krauz V.I.* // Physics of Plasmas. 2016. V. 23. 122902. <https://doi.org/10.1063/1.4971441>
6. *Петров Д.П., Филиппов Н.В., Филиппова Т.И., Храбров В.А.* // Физика плазмы и проблемы управляемых термо-ядерных реакций / Под ред. Леонтовича М.А. М.: Изд-во АН СССР, 1958. Т. 4. С. 170.
7. *Филиппов Н.В., Каракин М.А., Крауз В.И. и др.* // Прикладная физика. 1999. № 5. С. 43.
8. *Лаврентьев М.А.* // Успехи математических наук. 1957. Т. 12. № 4. С. 416.
9. *Soto L., Pavez C., Moreno J.* // Physics of Plasmas. 2014. V. 21. 122703. doi: View online: <https://doi.org/10.1063/1.4903471>
10. *Baronova E.O., Bashutin O.A., Vikhrev V.V., Vovchenko E.D., Dodulad E.I., Eliseev S.P., Krauz V.I., Mironenko-Marenkov A.D., Nikulin V.Ya., Raevskii I.F., Savelov A.S., Sarantsev S.A., Silin P.V., Stepanenko A.M., Kakutina Yu.A. et al.* // Plasma Physics Reports. 2012. V. 38, P. 751. <https://doi.org/10.1134/S1063780X12080065>
11. *Polukhin S.N., Dzhamankulov A.M., Gurei A.E., Nikulin V.Ya., Peregodova E.N., Silin P.V.* // Plasma Physics Reports. 2016. V. 42. № 12. P. 1127. <https://doi.org/10.1134/S1063780X16120072>
12. *Bernard A., Coudeville A.* // Physics of Fluids. 1975. V. 18. № 2. P. 180.
13. *Pavez C., Pedreros J., Tarifeno-Saldivia A., Soto L.* // Physics of Plasmas. 2015. V. 22, 040705. doi: View online: <https://doi.org/10.1063/1.4919260>
14. *Пикуз С.А., Шелковенко Т.А., Хаммер Д.А.* // Физика плазмы. 2015. Т. 41. № 4. С. 319.
15. *Krauz V.I., Mitrofanov K.N., Myalton V.V., Grabovski E.V., Koidan V.S., Vinogradov V.P., Vinogradova Yu.V., Zukakishvili G.G.* // IEEE Transactions on Plasma Science. 2010. V. 38. № 2. P. 92.
16. *Крауз В.И., Войтенко Д.А., Митрофанов К.Н., Мьялтон В.В., Ариба Р.М., Астапенко Г.И., Марколия А.И., Тимошенко А.П.* // Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). Сер. Термоядерный синтез. 2015. Т. 38. № 2. С. 19.
17. *Ананьев С.С., Велихов Е.П., Даныко С.А., Жужунашвили А.И., Калинин Ю.Г., Крауз В.И., Мьялтон В.В.* // Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). серия Термоядерный синтез. 2016. Т. 39. № 2. С. 58.
18. *Polukhin, S.N., Gurei, A.E., Eriskin, A.A., Nikulin V.Ya., Peregodova E.N., Silin P.V., Harrasov A.M.* // Bulletin of the Lebedev Physics Institute V. 44. P. 173. <https://doi.org/10.3103/S1068335617060057>
19. *Никулин В.Я., Полухин С.Н., Тихомиров А.А.* // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 642.
20. *Krauz V.I., Mitrofanov K.N., Myalton V.V.* // IEEE Transactions on Plasma Science. 2010. V. 38. № 2. P. 62.
21. *Андреевцев Е.А., Войтенко Д.А., Крауз В.И., Марколия А.И., Матвеев Ю.В., Решетняк Н.Г., Хаутиев Э.Ю.* // Физика плазмы. 2007. Т. 33. С. 247.
22. *Усенко П.Л., Гаганов В.В.* // Физика плазмы 2016. Т. 42. № 8. С. 754.
23. *Gribkov V.A., Srivastava A., Keat P.L.C., Kudryashov V., Lee P.* // IEEE Transactions on Plasma Science. 2002. V. 30. P. 1331.
24. *Ananyev S.S., Suslin S.V.* // Fusion Engineering and Design. 2018. V. 137. P. 338. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2018.10.008>
25. *Vikhrev V.V., Gureev K.G.* // Nuclear Fusion. 1977. V. 17. P. 291.
26. *Бурцев В.А., Грибков В.А., Филиппова Т.И.* Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы. 1981. Т. 2. P. 226.
27. *Bilbao L., Bruzzone H., Nikulin V.Ya., Rage J.-P.* Internal Report of Centro di Frascati. 1980. № 80. P. 11.
28. *Грибков В.А., Дубровский А.В., Исаков А.И., Калачев Н.В., Козлова Т.А., Коржавин В.М., Никулин В.Я.* // Труды ФИАН. 1980. Т. 127. С. 32.