

04.2

Развитие процесса ускорения электронов и динамика плазмы микропинча

© А.Н. Долгов¹, Н.А. Клячин², Д.Е. Прохорович^{1,2}¹ Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия² Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“, Москва, Россия

E-mail: alnikdolgov@mail.ru

Поступило в Редакцию 15 декабря 2021 г.

В окончательной редакции 6 февраля 2022 г.

Принято к публикации 10 февраля 2022 г.

На основе результатов проведенных экспериментов и проделанных численных оценок выдвинута гипотеза, что направление распространения потока высокоэнергетических электронов в микропинчевом разряде определяется вмороженностью силовых линий магнитного поля в плазменный поток и замагниченностью ускоренных до высоких энергий электронов.

Ключевые слова: микропинчевый разряд, плазма, ускорительные процессы.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.08.52362.19108

Микропинчем называют микроскопический плазменный объект, образующийся в прямых сильноточных (~ 100 кА) импульсных разрядах типа Z-пинча в среде тяжелых элементов, в которых эффективно реализуется режим сжатия плазмы магнитным полем разрядного тока, и отличающийся достижением рекордно высокой для разрядов плотности и температуры вещества. Другое часто используемое название данного объекта — „горячая точка“ (hot spot, HS) [1,2]. Явление микропинчевания явилось скорее результатом открытия, нежели изобретения или теоретического предсказания [3]. Необходимым условием микропинчевания является достижение в разряде некоторой пороговой величины силы тока, определяемой элементным составом плазмы разряда. Авторы [4] на основе экспериментальных результатов, полученных при использовании многокадровой тенеграфии и регистрации линейчатого рентгеновского излучения многозарядных ионов с наносекундным временным разрешением, высказали гипотезу, что формирование микропинча происходит в виде двух последовательных процессов: медленного магнитогидродинамического сжатия (длительностью в несколько десятков наносекунд) и быстрого, но не адиабатического сжатия (длительностью менее 1 ns). Практически одновременно была предложена теоретическая модель быстрого радиационного сжатия [5], в рамках которой, основываясь на модели „убегания“ электронов в турбулентной плазме, изложенной в [6], авторы [7] показали, что ускорение электронов может происходить только в сильном продольном омическом поле, которое генерируется в перетяжке в условиях развития аномально высокого сопротивления плазмы, обусловленного ее турбулизацией. Генерация электронного пучка начинается перед максимальным сжатием и продолжается на стадии расширения плазмы, интегральный по времени спектр быстрых электронов простирается до энергий порядка 300 keV. В дальнейшем

модель радиационного сжатия нашла подтверждение в первую очередь благодаря уникальным возможностям рентгеновской дифракционной спектроскопии высокого разрешения [8,9]. В то же время авторы работы [10] утверждают, что они в относительно слаботочном вакуумном разряде (17 кА, 10 кВ) в среде продуктов эрозии материала электродов (Fe), первоначально возникающих под действием импульса мощного ($10^{10}–10^{12}$ W/cm²) лазерного излучения, обнаружили эффекты формирования микропинчевых структур и генерации пучков электронов с энергиями частиц до 90 keV аналогично тому, как это имеет место в сильноточных разрядах. Однако авторы заявляют, что, по их мнению, ускорение электронов может быть и не связано с явлением пинчевания. Следует отметить, что величина порогового тока для явления микропинчевания в плазме железа составляет ~ 50 кА согласно как модельным расчетам, так и экспериментальным данным [5,11]. Кроме того, и энергетический спектр надтепловых электронов, эмитируемых из разряда, претерпевает скачкообразное изменение при превышении амплитудой тока критического значения [11].

С целью выяснения дополнительных сведений о взаимосвязи процессов сжатия области перетяжки и развития ускорительных процессов в плазме микропинчевого разряда авторы предприняли попытку вмешаться в этот процесс. Авторы применили комбинированный источник тока, состоящий из параллельно включенных конденсаторной батареи и формирующей линии переменной длины.

Разряд происходил при начальном вакууме не хуже 10^{-2} Pa в продуктах эрозии материала коаксиальных электродов (железо), один из которых (внутренний высоковольтный) имел коническую форму, а другой (внешний заземленный) — цилиндрическую. Достигаемая в разряде сила тока составляла 60–100 кА. Ис-

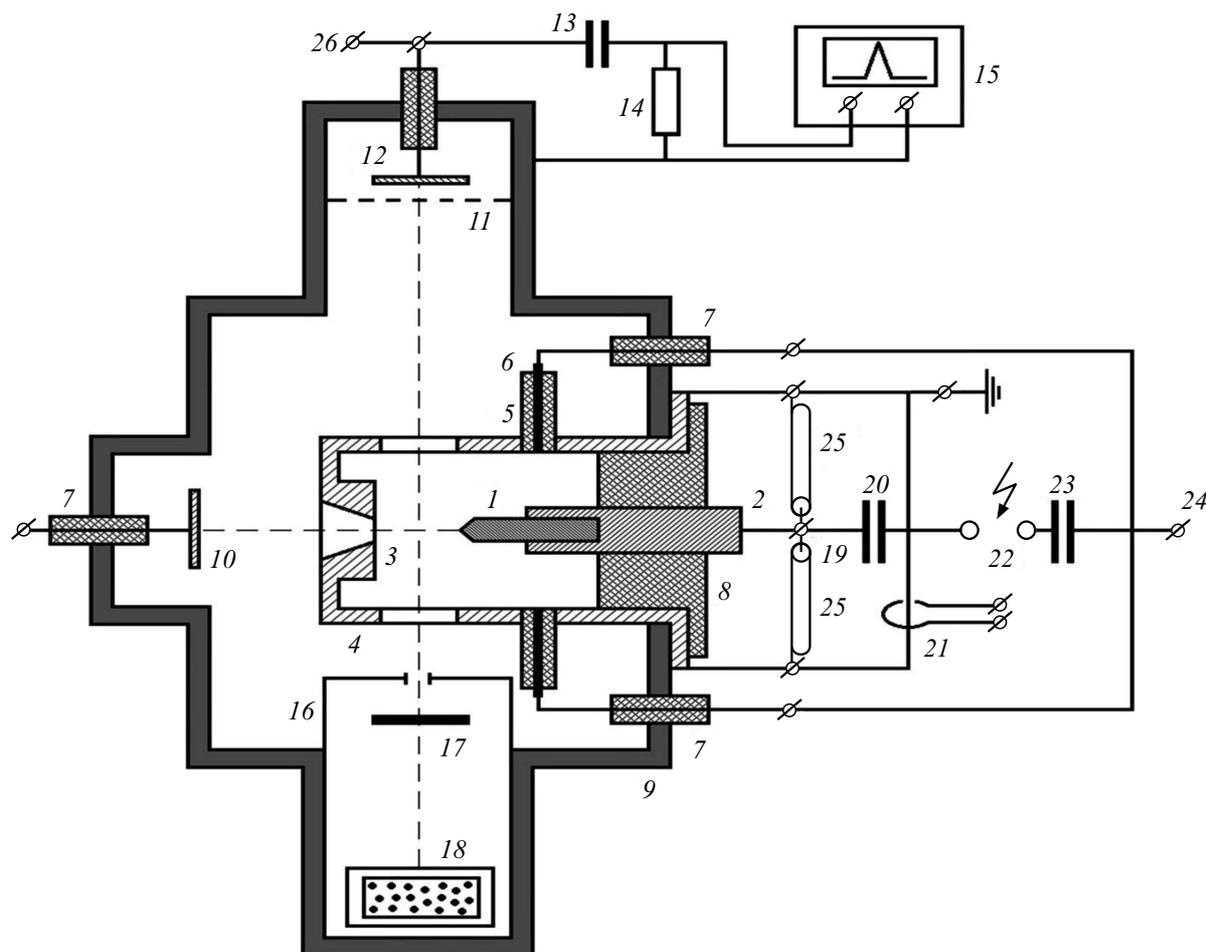


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 — внутренний электрод, 2 — внутренний токовод, 3 — внешний электрод, 4 — внешний токовод, 5 — диэлектрическая втулка, 6 — поджигающий электрод, 7 — проходной изолятор, 8 — разделительный изолятор, 9 — вакуумная камера, 10 — коллектор заряженных частиц со смещенным потенциалом, 11 — анод вакуумного бипланарного фотодиода, 12 — катод вакуумного бипланарного фотодиода, 13 — разделительная емкость, 14 — нагрузочное сопротивление, 15 — осциллограф, 16 — объектив камеры-обскуры, 17 — поглощающий тонкопленочный фильтр, 18 — фотоэмульсионный детектор рентгеновского излучения, 19 — подключение источника высокого напряжения для зарядки батареи в цепи основного разряда, 20 — батарея конденсаторов в цепи основного разряда, 21 — пояс Роговского, 22 — управляемый разрядник, 23 — батарея конденсаторов в цепи поджига, 24 — подключение источника высокого напряжения для зарядки батареи в цепи поджига, 25 — формирующая линия, 26 — подключение источника высоковольтного стабилизированного напряжения.

точник тока — батарея низкоиндуктивных высоковольтных конденсаторов ИК 50-3, соединенная с разрядным устройством через формирующую линию. В качестве формирующей линии была использована сборка из параллельных коаксиальных высоковольтных кабелей СР-50-9-11 в количестве 8 штук на конденсатор в батарее. Максимальное количество используемых в батарее конденсаторов составляло 4 штуки. Разряд инициировался при подаче в межэлектродное пространство форплазмы от вспомогательного слаботоочного источника эрозионного типа (рис. 1). Имелась возможность менять полярность зарядного напряжения батареи конденсаторов.

Контроль режима разряда осуществлялся с помощью 1) пояса Роговского в режиме регистрации производной тока; 2) вакуумного бипланарного фотодиода, регистри-

рующего динамику испускаемого вакуумного ультрафиолета (ВУФ) и мягкого рентгеновского излучения; 3) коллектора заряженных частиц со смещенным потенциалом (+60 В); 4) рентгеновской камеры-обскуры (диапазон регистрации $\lambda < 0.3 \text{ nm}$ определяется толщиной 0.1 mm фильтра, выполненного из бериллия; пространственное разрешение изображения по объекту составляло $\sim 0.2 \text{ mm}$ и определялось диаметром отверстия 0.15 mm в свинцовом экране толщиной 0.18 mm). Заметим, что в указанный выше спектральный диапазон регистрации рентгеновского излучения $\lambda < 0.3 \text{ nm}$ попадает К-спектр рабочего элемента (железа). Свидетельствами режима пинчевания вплоть до образования микропинча являлись: 1) появление провала (так называемой особенности) на осциллограмме производной разрядного тока в первой четверти периода, т.е. заведомо до переполю-

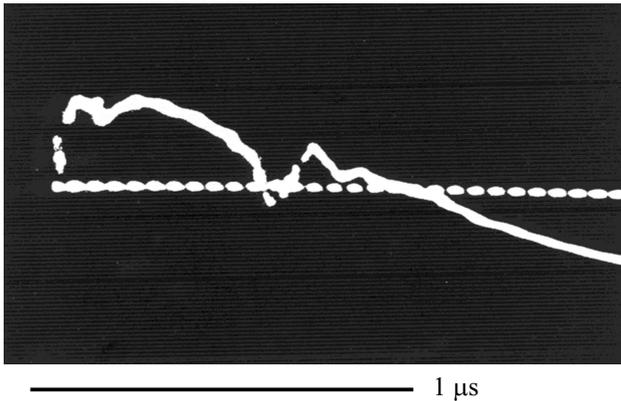


Рис. 2. Оциллограмма сигнала с пояса Роговского.

совки электродов (рис. 2); 2) синхронная регистрация импульса ВУФ и мягкого рентгеновского излучения; 3) факт возникновения группы частиц (плазмы), движущихся со скоростями $\geq 4 \cdot 10^4$ м/с; 4) появление на обскурограмме характерного яркого изображения отверстия в поглощающей диафрагме, часто называемого изображением „горячей точки“. Изображения источников рентгеновского излучения формировались в медицинской пленке РМ-К с толщиной эмульсионного слоя ~ 0.03 мм, чувствительностью в безэкранном варианте $\sim 30 \text{ R}^{-1}$ и средней контрастностью (средним градиентом) 3, зарекомендовавшей себя как достаточно эффективный детектор вплоть до энергий квантов $\sim 30 \text{ keV}$, из числа наиболее подходящих для ручной фотообработки.

Необходимо отметить, что воспроизводимость особенности оциллограммы тока, импульса коротковолнового излучения, регистрируемого фотодиодом, факта регистрации коллектором группы частиц, имеющих направленную скорость $\geq 4 \cdot 10^4$ м/с, и характера изображений, наблюдаемых на обскурограммах, оказалась близкой к стопроцентной, т. е. указанные характеристики повторялись практически во всех разрядах, общее количество которых составило не менее двух сотен.

Рассмотрим последовательность рентгеновских обскурограмм, полученных при различной длине формирующей линии. При длине формирующей линии 1 м (в момент инициирования разряда внутренний электрод — анод, внешний электрод — катод) наблюдается формирование микропинча, регистрируемого в виде „горячей точки“. Кроме того, наблюдается свечение в указанном выше рентгеновском диапазоне спектра, по-видимому, под действием бомбардировки пучком ускоренных электронов поверхности внутреннего электрода и периферийной плазмы за пределами области перетяжки (рис. 3, а).

При аналогичной полярности электродов, но при длине формирующей линии 2 м помимо свечения поверхности внутреннего электрода, микропинча и периферийной плазмы наблюдается свечение поверхности внешнего электрода (рис. 3, б). Идентичные изображе-

ния получены при увеличении длины формирующей линии до 3 м и произвольной начальной полярности электродов (рис. 3, с и д). Похожее изображение формируется также при длине формирующей линии 1 м в том случае, когда внутренний электрод — катод, внешний — анод. Наблюдается свечение микропинча, периферийной плазмы и внешнего электрода, а свечение внутреннего электрода отсутствует. Более того, заметно (рис. 3, с) формирование сверхзвукового потока плазмы, направленного вовне электродной системы. Характерным признаком сверхзвукового потока, обдувающего выступ в виде острия на внешнем электроде, является формирование стоячей ударной волны, фиксируемой как уплотнение потока в окрестности вершины острия. По форме стоячей ударной волны можно оценить величину числа Маха [11]:

$$M = 1/\sin(\theta/2), \quad (1)$$

где θ — угол раствора конуса, образованного ударной волной.

Формирующая линия, емкость которой при длине 3 м составляет величину $C \approx 10^{-9}$ Ф, вероятно, шунтирует разряд и замедляет развитие ускорительных процессов, связанных с возрастанием омического сопротивления плазмы и, как следствие, с ростом падения потенциала в области перетяжки. По-видимому, в интервале между первым и вторым сжатием происходит зарядка формирующей линии до напряжений порядка 10^4 – 10^5 В и задержка развития ускорительных процессов в плазме на промежутки времени ~ 10 , 20 и 30 нс в зависимости от длины формирующей линии:

$$\tau_{del} = (2L\varepsilon^{1/2})/c, \quad (2)$$

где L — длина формирующей линии, $\varepsilon = 2.3$ — диэлектрическая проницаемость изолятора (полиэтилен), c — скорость света в вакууме. Приведенные выше значения величины скачков напряжения как результата возникновения аномального сопротивления плазмы пинча предсказываются численными оценками, выполненными в рамках модели радиационного сжатия [12], и соответствуют измеренным энергиям 10^4 – $3 \cdot 10^5$ эВ эмитируемых из плазмы перетяжки в осевом направлении быстрых надтепловых электронов. Измерения осуществлялись как путем прямой регистрации потока надтепловых электронов [12–14], так и путем анализа спектров тормозного рентгеновского излучения [11,15,16].

Можно предположить, что на стадии перехода от первого ко второму сжатию формируется поток плазмы, который уносит „горячие“, т. е. ускоренные, но замедленные электроны в направлении от внутреннего к внешнему электроду независимо от полярности электродов, если только процесс ускорения задержан до момента, когда исчезает возможность „убегания“ электронов в приосевой области минимума магнитного поля. Обратим внимание на то, что на рис. 3, а помимо изображения

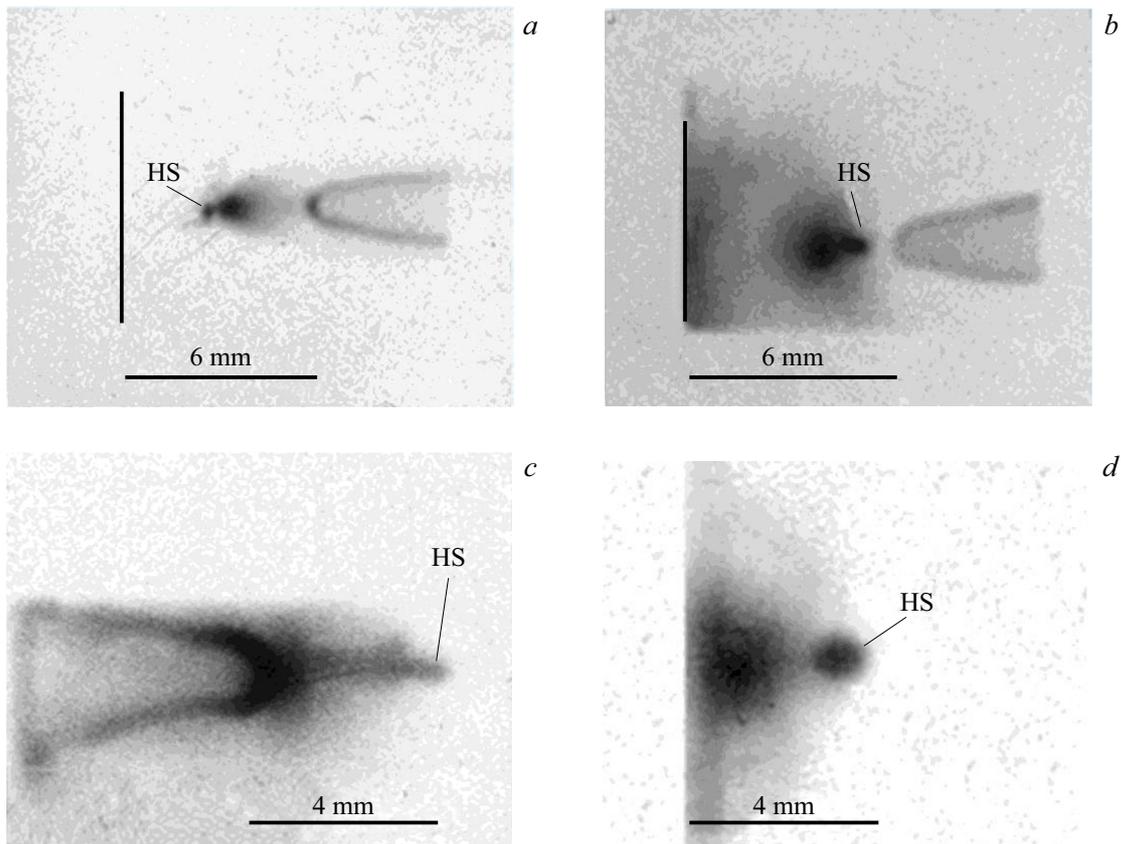


Рис. 3. Рентгеновская обскурограмма межэлектродного промежутка, зарегистрированная при следующих условиях: в момент инициирования разряда внутренний электрод — анод, внешний электрод — катод, при этом длина формирующей линии равна 1 м (*a*), 2 м (*b*) и 3 м (*c*); в момент инициирования разряда внутренний электрод — катод, внешний электрод — анод, длина формирующей линии равна 3 м (*d*). Обскурограммы *a–c* зарегистрированы за один разряд, обскурограмма *d* зарегистрирована в результате экспонирования на протяжении серии из десяти разрядов.

обширной поверхности внутреннего электрода, появление которого обусловлено бомбардировкой поверхности достаточно энергичными электронами, присутствует изображение локального источника рентгеновского излучения на вершине внутреннего электрода. Указанный источник, по-видимому, является результатом бомбардировки электрода электронами, „убежавшими“ из плазмы разряда в приосевой области минимума магнитного поля [17]. На рис. 3, *b* подобного источника не наблюдается, несмотря на то что изображение поверхности внутреннего электрода по-прежнему присутствует, т.е. „горячие“ электроны поверхность электрода бомбардируют, но вдоль оси не „убегают“. Таким образом, действительно существует фактор, который предотвращает „убегание“ электронов в приосевой области минимума магнитного поля. Таким фактором может быть возбуждение поперечных колебаний плазмы и возникновение сильных поперечных электрических микрополей, оказывающих влияние на условия ускорения электронов, чему есть экспериментальные свидетельства [18–20].

Исследование динамики температуры плазмы разряда, основанное на измерениях с достаточно высоким временным разрешением спектральных характеристик

тормозного рентгеновского излучения плазмы разряда, показывает, что на стадии перехода от первого ко второму сжатию температура электронной компоненты может достигать ~ 10 keV [11]. Электропроводность плазмы составит [21]:

$$\sigma = 2 \cdot 10^{-2} T_e^{3/2} / (\Lambda Z) \approx 3 \cdot 10^8 \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}, \quad (3)$$

$\Lambda \approx 10$ — кулоновский логарифм, $Z \approx 10$ — средний заряд иона. При длительности рассматриваемой стадии $\tau \leq 3 \cdot 10^{-8}$ s, характерном масштабе перемещений плазмы $s \approx 10^{-4}$ m, равном величине порядка радиуса перетяжки в первом сжатии, выполняется соотношение

$$s \gg (\tau / \mu_0 \sigma)^{1/2}, \quad (4)$$

которое является условием вмороженности магнитного поля [21]. Таким образом, формирование в перетяжке направленного потока плазмы может приводить к искажению картины силовых линий магнитного поля, увлекаемых плазменным потоком. Ускоренные электроны с энергиями $\sim 10^4$ – 10^5 eV, рождение которых однозначно связано с формированием микропинча [11], замагничены

(кроме приосевой области):

$$r_L \approx 10^{-5} \text{ m} \ll s \approx 10^{-4} \text{ m}, \quad \lambda_{ei} \approx 1 \text{ m}, \quad (5)$$

где r_L — ларморовский радиус быстрого электрона, $\lambda_{ei} \approx Z/(n_e \sigma_{ei})$ — длина пробега электрона в плазме, σ_{ei} — сечение упругого рассеяния электрона на ионе, величина которого оценивается (в гауссовой системе единиц) как [22]:

$$\sigma_{ei} = \pi \Lambda (Ze^2/2\varepsilon_e)^2, \quad (6)$$

где $\varepsilon_e \approx 10^5 \text{ eV}$ — средняя кинетическая энергия надтеплого электрона, $Z \approx 10$, $n_e \approx 10^{26} \text{ m}^{-3}$ — электронная концентрация плазмы после первого сжатия. Кроме того, анализ имеющихся в литературе экспериментальных и расчетных данных [23] позволяет утверждать, что сечение ионизации многозарядных ионов в плазме электронами с энергией $\sim 10^5 \text{ eV}$ по крайней мере не превышает сечение упругого рассеяния.

Увлечение силовых линий магнитного поля потоком плазмы в свою очередь приведет к увлечению потоком плазмы ускоренных электронов высоких энергий.

Анализ изображений на обскурорамах наводит на мысль, что основную роль в процессе формирования анизотропного осевого потока плазмы может играть процесс радиационного сжатия, так как длительность интервала между первым и вторым сжатием составляет, согласно модельным представлениям и экспериментальным данным, 30–70 ns [5,11].

В момент достижения максимального сжатия сопротивление пинча также максимально. Сопротивление перетяжки в момент максимального сжатия в условиях малости потерь энергии на излучение будет определяться только температурой плазмы в перетяжке. При переходе в режим радиационного сжатия происходит рост на несколько порядков величины сопротивления плазмы пинча, достигающего порядка 0.1Ω в первом сжатии и 10Ω во втором сжатии, и рост ускоряющего резистивного электрического поля до $\sim 10^4$ и $\sim 10^6 \text{ V}$ соответственно. Таким образом, и появление ускоренных электронов наиболее высоких энергий, и формирование анизотропного осевого плазменного потока, по видимому, неразрывно связаны с явлением радиационного сжатия [12].

Тем не менее зарегистрированная динамика непрерывного спектра рентгеновского излучения, испускаемого микропинчевым разрядом, показывает, что развитие ускорительных процессов, вероятно, начинается примерно за 30 ns до перехода ко второму сжатию [15], т.е. развитие ускорительных процессов опережает второе сжатие. Более того, можно утверждать, что переход ко второму сжатию становится возможным только благодаря разогреву плазмы перетяжки, образовавшейся в результате первого сжатия, за счет аномального роста ее сопротивления, что приводит к возрастанию лучистых потерь энергии с ростом электронной температуры от начальных 50 eV до 200–300 eV и выше [11]. В случае

плазмы железа (как это имеет место в наших экспериментах) при указанном росте температуры открывается канал лучистых потерь энергии в L -спектре в результате эффективной ионизации L -уровней атома железа, повышения интенсивности излучения в расчете на единицу объема и просветления плазмы в данном спектральном диапазоне [5].

Авторы настоящей работы, вероятно, впервые применили активный метод диагностики процессов, протекающих в микропинчевом разряде. Основываясь на результатах проведенных экспериментов и проделанных численных оценок, авторы выдвигают гипотезу, что наличие формирующей линии задерживает процесс ускорения электронов в квазистатическом электрическом поле резистивной природы в области перетяжки на стадии перехода к радиационному сжатию и приводит к опережающему формированию анизотропного осевого плазменного потока. Ввиду вмерзности силовых линий магнитного поля в плазменный поток и замагничности ускоренных до высоких энергий электронов происходит захват и увлечение высокоэнергетических электронов направленным осевым потоком плазмы. Полученные результаты полностью согласуются с представлениями модели радиационного сжатия.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] N. Vogel, Phys. Lett. A, **248** (5-6), 405 (1998). DOI: 10.1016/S0375-9601(98)00655-0
- [2] C. Pavez, L. Soto, IEEE Trans. Plasma Sci., **38** (5), 1132 (2010). DOI: 10.1109/TPS.2010.2045110
- [3] L. Cohen, U. Feldman, M. Swartz, J. Opt. Soc. Am., **58** (6), 843 (1968). DOI: 10.1364/JOSA.58.000843
- [4] В.А. Веретенников, С.Н. Полухин, О.Г. Семенов, Ю.В. Сидельников, Физика плазмы, **7** (6), 1199 (1981).
- [5] В.В. Вихрев, В.В. Иванов, К.Н. Кошелев, *Динамика плазмы в микропинче*, препринт ИАЭ-3359/6 (ИАЭ, М., 1980).
- [6] G. Benford, Appl. Phys. Lett., **33** (10), 983 (1978). DOI: 10.1063/1.90261
- [7] В.В. Вихрев, Е.О. Баронова, Прикл. физика, № 5, 71 (1999).
- [8] K.N. Koshelev, N.R. Pereira, J. Appl. Phys., **69** (10), R21 (1991). DOI: 10.1063/1.347551
- [9] L. Bernal, H. Bruzzone, Plasma Phys. Contr. Fusion., **44** (2), 223 (2000). DOI: 10.1088/0741-3335/44/2/306
- [10] И.В. Романов, В.Л. Паперный, А.А. Кологривов, Ю.В. Коробкин, А.А. Рупасов, Письма в ЖТФ, **47** (13), 43 (2021). DOI: 10.21883/PJTF.2021.1351122/18769 [I.V. Romanov, V.L. Paperny, A.A. Kologrivov, Yu.V. Korobkin, A.A. Rupasov, Tech. Phys. Lett. (2021). DOI: 10.1134/S1063785021070129].
- [11] А.Н. Долгов, Д.Е. Прохорович, Физико-химическая кинетика в газовой динамике, **16** (2), 2 (2015). <http://chemphys.edu.ru/issues/2015-16-2/articles/558/>

- [12] А.Н. Долгов, В.В. Вихрев, *Физика плазмы*, **31** (3), 290 (2005). [A.N. Dolgov, V.V. Vikhrev, *Plasma Phys. Rep.*, **31** (3), 259 (2005). DOI: 10.1134/1.1884692].
- [13] А.А. Горбунов, М.А. Гулин, А.Н. Долгов, О.В. Николаев, А.С. Савелов, *Письма в ЖЭТФ*, **50** (7), 320 (1989).
- [14] А.Н. Долгов, *Физика плазмы*, **31** (6), 539 (2005). [A.N. Dolgov, *Plasma Phys. Rep.*, **31** (6), 493 (2005). DOI: 10.1134/1.1947334].
- [15] А.Н. Долгов, Н.Н. Кириченко, В.К. Ляпидевский, А.С. Савелов, Г.Х. Салахутдинов, *Физика плазмы*, **19** (1), 97 (1993).
- [16] А.Н. Долгов, Н.А. Клячин, Д.Е. Прохорович, *Физика плазмы*, **42** (12), 1057 (2016). DOI: 10.7868/S0367292116120040 [A.N. Dolgov, N.A. Klyachin, D.E. Prokhorovich, *Plasma Phys. Rep.*, **42** (12), 1101 (2016). DOI: 10.1134/S1063780X16120047].
- [17] А.Н. Долгов, Н.В. Земченкова, Н.А. Клячин, Д.Е. Прохорович, *Физика плазмы*, **37** (3), 227 (2011). [A.N. Dolgov, N.V. Zemchenkova, N.A. Klyachin, D.E. Prokhorovich, *Plasma Phys. Rep.*, **37** (3), 203 (2011). DOI: 10.1134/S1063780X11030032].
- [18] Б.Н. Миронов, *Физика плазмы*, **20** (6), 546 (1994).
- [19] Б.Н. Миронов, *Физика плазмы*, **20** (10), 886 (1994).
- [20] А.Н. Долгов, Н.А. Клячин, Д.Е. Прохорович, *Письма в ЖТФ*, **40** (3), 7 (2014). [A.N. Dolgov, N.A. Klyachin, D.E. Prokhorovich, *Tech. Phys. Lett.*, **40** (2), 98 (2014). DOI: 10.1134/S1063785014020072].
- [21] Н.П. Козлов, *Основы физики плазмы* (МГТУ, М., 1997).
- [22] Д.В. Сивухин, *Общий курс физики* (Наука, М., 1980), т. III.
- [23] В.А. Базылев, М.И. Чибисов, *Возбуждение и ионизация многозарядных ионов электронами. Гелиеподобные и более сложные ионы*, препринт ИАЭ-3152 (ИАЭ, М., 1979).