

МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ НАНОСЕКУНДНЫХ ПРОЦЕССОВ В ПЛАЗМЕ МИКРОПИНЧЕВОГО РАЗРЯДА

© 2022 г. А. Н. Долгов^{a,*}, Н. А. Клячин^b, Д. Е. Прохорович^{a,b}

^a ВНИИ автоматики им. Н.Л. Духова
Россия, 127055, Москва, ул. Сущевская, 22

^b Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31

*e-mail: alnikdolgov@mail.ru

Поступила в редакцию 09.12.2021 г.

После доработки 05.02.2022 г.

Принята к публикации 18.02.2022 г.

Описана методика и приведены результаты исследований пространственной структуры и динамики источников рентгеновского излучения в плазме микропинчового разряда. Примененная методика позволила осуществить временную привязку процесса ускорения электронов в квазистатическом электрическом поле резистивной природы к процессу формирования микроперетяжки в Z-пинче в среде тяжелых элементов с наносекундным временным разрешением.

DOI: 10.31857/S0032816222040097

Важная задача, которую в самых разнообразных условиях приходится постоянно решать с помощью различных методов диагностики плазмы при исследовании импульсных электрических разрядов, — это изучение пространственной структуры плазмы и динамики происходящих в плазме разряда процессов с высоким временным разрешением [1–5].

В настоящей работе мы описываем метод, который позволяет некоторым образом сдвигать во времени относительно друг друга процесс воздействия электрического поля на условия упорядоченного движения электрических зарядов в плазме и процесс изменения во времени пространственной структуры плазмы разряда, обусловленный взаимодействием протекающего в плазме тока и индуцированного им магнитного поля, известный как пинчевание. Тем самым создается возможность лучше понять причинно-следственные связи или, по крайней мере, последовательность происходящих явлений.

Исследования были выполнены на экспериментальном стенде с электроразрядным устройством типа сильноточной низкоиндуктивной вакуумной искры, конструкция и параметры которого ранее неоднократно были описаны [2–5]. Относительная простота конструкции и условий эксплуатации, компактность и при этом возможность получать высокотемпературную плотную плазму делают данное устройство удобным инструментом для проведения исследований фун-

даментального характера, например моделирования процессов, протекающих в недоступных астрофизических объектах, или для использования в крайне дорогостоящих лабораторных устройствах, предназначенных для решения проблемы управляемого термоядерного синтеза. Помимо этого, устройство может использоваться для решения задач прикладного характера, например, в качестве имитатора природных или искусственных источников импульсов рентгеновского и ультрафиолетового излучения высокой мощности или непосредственно источника коротковолнового излучения в технологии литографии [2, 4, 6].

Разряд осуществлялся в вакуумной камере, откачанной до вакуума не хуже 10^{-2} Па. Рабочее вещество разряда — ионизированные пары материала электродов, в основном анода. Импульсный источник тока — батарея низкоиндуктивных высоковольтных конденсаторов. Электроды разрядного устройства выполнены из железа (низкоуглеродистой стали). В качестве анода использовался стержень диаметром 3 мм и длиной 15 мм, заостренный под конус на конце, обращенном к катоду. Катод имеет форму цилиндра, ось симметрии которого совпадает с осью разряда, а диаметр равен 20 мм. Катод обращен к аноду плоским основанием и имеет на оси симметрии сквозное отверстие, в это отверстие может ввинчиваться заглушка или заостренный наконечник, острие которого обращено к аноду. Расстояние между электродами 5 мм. Электроды объединены в еди-

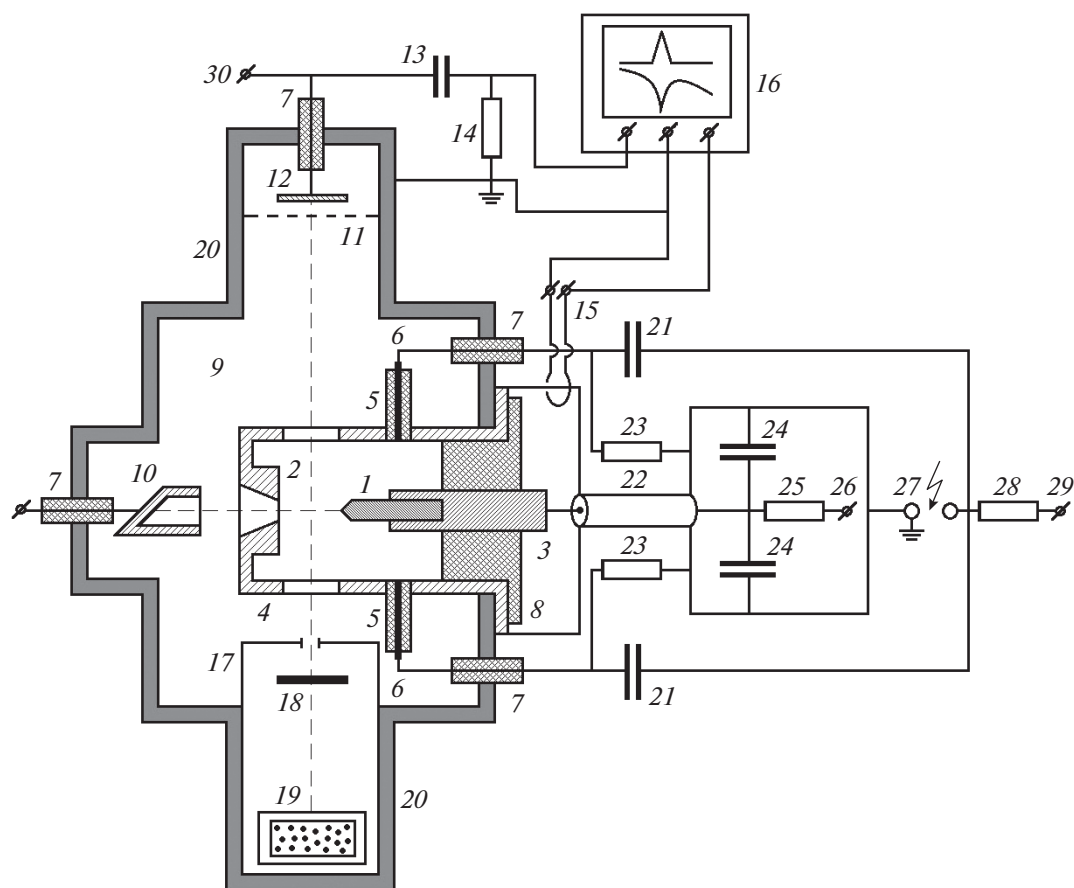


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 – внутренний электрод; 2 – внешний электрод; 3 – внутренний токовод; 4 – внешний токовод; 5 – диэлектрическая втулка; 6 – поджигающий электрод; 7 – проходной изолятор; 8 – разделительный изолятор; 9 – вакуумная камера; 10 – коллектор заряженных частиц со смещенным потенциалом; 11 – анод вакуумного бипланарного фотодиода; 12 – катод вакуумного бипланарного фотодиода; 13 – разделительная емкость; 14 – нагрузочное сопротивление; 15 – пояс Роговского; 16 – осциллограф; 17 – объектив камеры-обскуры; 18 – поглощающий тонкопленочный фильтр; 19 – фотэмulsionный детектор рентгеновского излучения; 20 – вспомогательная вакуумная камера; 21 – батарея конденсаторов в цепи поджига; 22 – кабельная формирующая линия; 23 – шунтирующее сопротивление; 24 – батарея конденсаторов в цепи основного разряда; 25 – балластное сопротивление; 26 – подключение источника высоковольтного стабилизированного напряжения для зарядки конденсаторной батареи в цепи основного разряда; 27 – управляемый разрядник; 28 – ограничивающее сопротивление; 29 – подключение источника высоковольтного стабилизированного напряжения для зарядки конденсаторной батареи в цепи поджига; 30 – подключение источника высоковольтного стабилизированного напряжения для питания цепи планарного фотодиода.

ную цепь с батареей конденсаторов посредством коаксиальных тоководов, выходящих за пределы вакуумной камеры и разделенных капролоновым изолятором, к которым батарея конденсаторов подключалась с помощью системы параллельных коаксиальных кабелей. Инициирование разряда осуществлялось с помощью инъекции в межэлектродное пространство форплазмы от четырех вспомогательных слаботочных источников эрозионного типа, расположенных вокруг оси разряда (рис. 1).

Амплитуда первого импульса тока в разряде, вблизи максимума которого происходило формирование источников коротковолнового электромагнитного излучения, составляла 100 кА при зарядном напряжении батареи конденсаторов 10 кВ.

Время достижения максимума тока от момента фиксируемого начала протекания тока между катодом и анодом составляло 1.0 мкс.

Емкость кабелей, используемых для подключения электродного узла (тоководов и электродов) к батарее конденсаторов, не превышала 0.04% от емкости конденсаторной батареи. Емкость электродного узла, согласно проведенным оценкам, была значительно меньше емкости кабелей. Таким образом, параметры тока, протекающего при замыкании межэлектродного промежутка плазмой разряда, т.е. его период и с хорошей точностью амплитуда первого импульса, определялись индуктивностью контура и емкостью конденсаторной батареи, так как омическое

сопротивление контура много меньше его волнового сопротивления.

По сути, систему коаксиальных кабелей мы можем рассматривать как формирующую линию с распределенными емкостью и индуктивностью, по которой электромагнитная волна распространяется со скоростью

$$V_{\text{wave}} = c/(\epsilon)^{1/2}, \quad (1)$$

где c — скорость света в вакууме; ϵ — диэлектрическая проницаемость изолятора, разделяющего в кабеле жилу и оплетку ($\epsilon = 2.3$ для полиэтилена). В нашем случае $V_{\text{wave}} = 2 \cdot 10^8$ м/с.

Контроль режима разряда осуществлялся с помощью пояса Роговского в режиме трансформатора тока и вакуумного бипланарного фотодиода, регистрирующего динамику вакуумного ультрафиолетового излучения и мягкого рентгеновского излучения, испускаемого разрядом. Свидетельством режима пинчевания являлось появление провала на кривой разрядного тока (так называемой “особенности”) вблизи его максимума. Регистрация импульса вакуумного ультрафиолетового излучения и мягкого рентгеновского излучения, синхронного с “особенностью” сигнала с пояса Роговского, свидетельствовало о развитии процесса пинчевания вплоть до образования микропинча, т.е. объекта, размеры которого измеряются микронами.

Конструктивная основа фотодиода — вакуумный высокочастотный электрический разъем марки ВРГ. Фотокатод диаметром 10 мм, изготовленный из алюминия, прикреплен на тугой посадке к центральному токовводу разъема. На внешний токоввод разъема навинчена медная втулка, на которой закреплен сетчатый анод с размером ячейки 0.5 мм и пропусканием 0.95. Расстояние между анодом и катодом 1 мм. На катод подается отрицательный потенциал 0.8–1.5 кВ от источника высоковольтного стабилизированного напряжения. Емкость величиной 2200 пФ отделяет регистрирующую аппаратуру — осциллограф — от высоковольтной цепи питания. Падающее на фотокатод излучение вызывает появление тока фотоэлектронов, ускоряемых приложенным к катоду электрическим полем, а индуцированный ток протекает по цепи, образованной разделительной емкостью и нагрузочным сопротивлением величиной 50 Ом. На нагрузочном сопротивлении формируется регистрируемый импульс напряжения.

Исследование пространственной структуры источников рентгеновского излучения в разряде осуществлялось с помощью камеры-обскуры, которая размещалась за пределами вакуумной камеры. Излучение выводилось из вакуумной камеры через бериллиевое окно толщиной 100 мкм в толстостенном металлическом фланце. Формирующим изображением объективом служило отверстие

диаметром 0.2 мм, выполненное в свинцовой фольге толщиной 0.2 мм, используемой в качестве поглощающей диафрагмы. Изображение фиксировалось на медицинской рентгеновской фотопленке, которую защищал от подсветки в видимом диапазоне спектра экран, проницаемый для рентгеновского излучения с длиной волны $\lambda < 0.3$ нм и непроницаемый для излучения оптического диапазона. Изображения, получаемые с помощью камеры-обскуры, одновременно позволяли контролировать характер разряда. Развитие процесса пинчевания вплоть до формирования микронных размеров перетяжки плазменного канала тока в разряде, т.е. образования микропинча (размер которого, заметим, много меньше диаметра отверстия в диафрагме), приводило к появлению на обскурограмме характерного яркого изображения отверстия в диафрагме, часто называемого изображением “горячей точки”.

Регистрация сигналов с пояса Роговского и вакуумного бипланарного фотодиода показала, что развитие процесса пинчевания вплоть до образования микропинча устойчиво осуществляется в разряде, реализуемом на описанном выше экспериментальном стенде (в течение первой четверти периода протекания разрядного тока, а точнее, вблизи момента достижения максимума тока, т.е. заведомо до момента переполюсовки электродов). Впрочем, данное обстоятельство было нами установлено и подтверждено неоднократно ранее, в том числе и с помощью дополнительных средств диагностики [1–4].

На рис. 2 представлена рентгеновская обскурограмма межэлектродного промежутка, полученная при следующих условиях: в момент инициирования разряда внутренним электродом служил анод, а внешним — катод, длина формирующей линии 1 м. Наблюдается формирование микропинча, регистрируемого в виде “горячей точки”, т.е. практически точечного источника рентгеновского излучения. Кроме того, наблюдается свечение в вышеуказанном рентгеновском диапазоне спектра поверхности внутреннего электрода и периферийной плазмы за пределами области перетяжки в пространстве между микропинчем и внутренним электродом. Можно отметить присутствие относительно яркого и локального источника рентгена размером ~500 мкм на поверхности внутреннего электрода в области пересечения поверхности с осью разряда.

На рис. 3 представлена рентгеновская обскурограмма, полученная при аналогичной полярности электродов, но при длине формирующей линии 2 м. В этом случае, помимо свечения поверхности внутреннего электрода, микропинча и периферийной плазмы, наблюдается свечение поверхности внешнего электрода.



Рис. 2. Рентгеновская обскурограмма межэлектродного промежутка, зарегистрированная при следующих условиях: в момент инициирования разряда внутренний электрод — анод, внешний электрод — катод, длина формирующей линии 1 м.

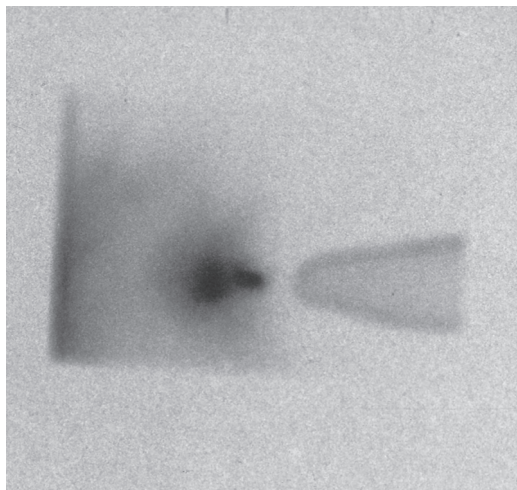


Рис. 3. Рентгеновская обскурограмма межэлектродного промежутка, зарегистрированная при следующих условиях: в момент инициирования разряда внутренний электрод — анод, внешний электрод — катод, длина формирующей линии 2 м.

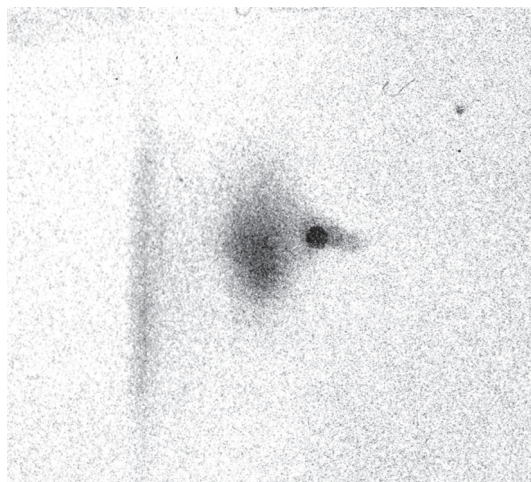


Рис. 4. Рентгеновская обскурограмма межэлектродного промежутка, зарегистрированная при следующих условиях: в момент инициирования разряда внутренний электрод — анод, внешний плоский электрод — катод, длина формирующей линии 3 м.

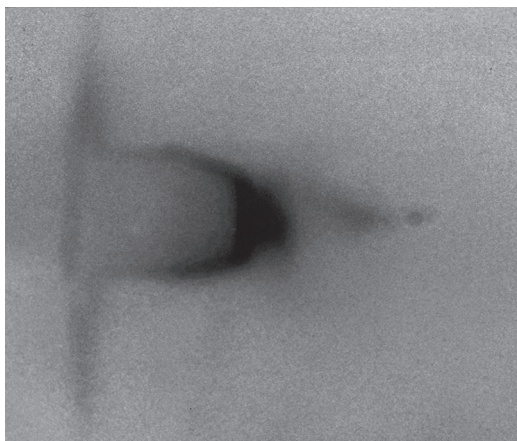


Рис. 5. Рентгеновская обскурограмма межэлектродного промежутка, зарегистрированная при следующих условиях: в момент инициирования разряда внутренний электрод — анод, внешний плоский электрод, в середине которого имеется металлический выступ, — катод, длина формирующей линии 3 м.

Наконец, на рис. 4, 5 представлены рентгеновские обскурограммы, полученные при увеличении длины формирующей линии до 3 м. В момент инициирования разряда внутренним электродом служил анод, а внешним — катод (на рис. 4 внешний электрод — плоский, а на рис. 5 — на плоской поверхности внешнего электрода имеется заостренный выступ (наконечник)). Аналогичное изображение формируется при длине формирующей линии 1 м и в случае, когда внутренний электрод — катод, а внешний — анод. Наблюдается свечение микропинча, периферийной плазмы,

набегающей на внешний электрод, и поверхности самого внешнего электрода, а вот свечения внутреннего электрода и плазмы, расположенной между микропинчем и внешним электродом, не наблюдается.

Регистрируемый с временным разрешением спектр тормозного рентгеновского излучения демонстрирует, что формирование микропинча в области перетяжки сопровождается развитием ускорительных процессов, т.е. все более заметным становится отклонение распределения электронов от максвелловского под действием квази-

статического электрического поля резистивной природы. Согласно экспериментальным данным, продолжительность развития ускорительных процессов составляет 30 нс [2]. Формирование микропинчевой области в пинчующемся разряде в среде тяжелых элементов при протекающих через перетяжку токах, превышающих критическое значение (для плазмы железа ~ 50 кА), происходит в две стадии. Первоначально, как результат вытекания вещества из перетяжки, происходит первое или магнитогазодинамическое сжатие до радиуса порядка 10^{-4} м. Затем примерно через 10^{-8} – 10^{-7} с за время $\sim 10^{-10}$ с происходит второе или радиационное сжатие до радиуса $\sim 10^{-6}$ м, обусловленное лучистыми потерями энергии [1, 2, 4, 7, 8]. Отметим, что зарегистрированная продолжительность развития ускорительных процессов значительно превышает продолжительность второго сжатия и вписывается в продолжительность интервала времени между первым и вторым сжатиями. Оценочный расчет показывает, что по завершении первого сжатия токовая скорость электронов оказывается значительно больше скорости ионного звука, которая примерно равна средней тепловой скорости ионов. В этих условиях в перетяжке должны раскачиваться плазменные колебания и расти омическое сопротивление плазмы за счет рассеяния электронов на них, что приведет к разогреву плазмы, росту кратности ионов, повышению уровня излучательных потерь энергии и увеличению падения потенциала при незначительном изменении тока благодаря значительной индуктивности цепи [9]. Формирующая линия, емкость которой при длине 3 м составляет $C \approx 10^{-9}$ Ф, шунтирует разряд и замедляет развитие ускорительных процессов, связанных с возрастанием омического сопротивления плазмы и, как следствие, с ростом падения потенциала в области перетяжки.

Авторы работы [10] показали, что в момент достижения локального на временной шкале максимума сжатия сопротивление пинча также максимально. Сопротивление перетяжки в момент максимального сжатия в условиях малости потерь энергии на излучение определяется только температурой плазмы в перетяжке [11]:

$$R_{\text{pinch}} = (5\mu_0/(8\pi))[5(Z+1)kT_e/(3M_i)]^{1/2}, \quad (2)$$

где μ_0 — магнитная постоянная, Z — средний показатель уровня ионизации атомарных частиц, k — постоянная Больцмана, T_e — электронная температура плазмы в перетяжке, M_i — масса иона.

В случае же преобладающего влияния радиационных потерь на динамику пинча сопротивление перетяжки определяется из баланса мощности Джоуля тепловыделения и излучения:

$$R_{\text{pinch}}^* = P_{\text{rad}}/I^2, \quad (3)$$

где P_{rad} — мощность лучистых потерь энергии плазмой перетяжки, I — сила тока в разряде.

Сопротивление R_{pinch}^* может оказаться существенно выше сопротивления, которым обладает перетяжка в случае наличия только потерь из-за вытекания плазмы. Действительно, если оценить величину омического сопротивления для плазмы в рамках приведенной модели, то получим следующие результаты. На стадии существования квазистатического столба плазмы, предваряющей развитие перетяжечной неустойчивости, получим без учета излучательных потерь энергии $R_{\text{pinch}}^{(0)} = 2 \cdot 10^{-2}$ Ом и с учетом потерь энергии на излучение $R_{\text{pinch}}^{*(0)} = 2 \cdot 10^{-2}$ Ом. По завершении первого сжатия без учета излучательных потерь энергии получим $R_{\text{pinch}}^{(1)} = 2 \cdot 10^{-2}$ Ом, а с учетом потерь энергии на излучение — $R_{\text{pinch}}^{*(1)} = 10^{-1}$ Ом. На стадии завершения второго сжатия получим соответственно $R_{\text{pinch}}^{(2)} = 3 \cdot 10^{-2}$ Ом и $R_{\text{pinch}}^{*(2)} = 10$ Ом. При токе $I = 10^5$ А напряжение резистивного электрического поля в микропинче достигает $\sim 10^4$ В в первом и $\sim 10^6$ В во втором сжатии [11].

Анализ экспериментально наблюдаемой пространственной структуры источников рентгеновского излучения (см. рис. 2–5), основанный на вышеизложенных экспериментальных данных и результатах теоретического моделирования, наталкивает на следующие выводы. По-видимому, в интервале между первым и вторым сжатиями происходят зарядка формирующей линии и задержка развития ускорительных процессов в плазме на промежуток времени ~ 10 , 20 и 30 нс в зависимости от длины формирующей линии. Задержка появления электрического поля резистивной природы по отношению к динамике плазмы в перетяжке изменяет условия распространения ускоренных электронов. Они могут быть связаны, например, с формированием направленного потока плазмы, движущегося вдоль оси разряда. Имеются экспериментальные свидетельства того, что область формирования микропинча движется вдоль оси разряда от внутреннего электрода к внешнему и, кроме того, осевой поток вытекающей из перетяжки плазмы имеет в направлении внешнего электрода заметно большую скорость, чем в противоположном (в направлении внутреннего электрода) [12–14]. Скорость истечения плазмы из перетяжки в направлении внешнего электрода может достигать числа Маха, равного 3–4 [11]. Можно предположить, что на стадии перехода от первого ко второму сжатию формируется поток плазмы, который уносит “горячие”, т.е. ускоренные в электрическом поле резистивной природы, но замагниченные 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. В рамках изложенных предположений мы можем дать следующее объяснение полученным с помощью рентгеновской камеры-обскуры изображениям разряда. На рис. 2, который соответствует ситуации с задержкой процесса ускорения электронов на ~ 10 нс (длина формирующей линии 1 м), мы наблюдаем свидетельство “убегания” электронов в приосевой области — это локальный источник рентгена на вершине внутреннего электрода [15]. На рис. 3 подобный объект уже не наблюдается, но в то же время в результате эмиссии рентгеновского излучения из плазмы разряда обнаруживает себя поток “горячих” электронов и плазмы, распространяющийся в направлении внешнего электрода. А вот поток плазмы в направлении внутреннего электрода себя не обнаруживает, хотя мы можем наблюдать следы бомбардировки внутреннего электрода “горячими” электронами по его свечению в рентгеновском диапазоне спектра. Следовательно, через ~ 20 нс (длина формирующей линии 2 м) после включения механизма ускорения электронов осевой поток плазмы в направлении внешнего электрода уже существует, а убегание электронов в приосевой области становится невозможным. Вероятно, последнее обстоятельство свидетельствует о том, что убеганию электронов в приосевой области препятствует раскачка плазменных колебаний. Изображения на рис. 4 и 5 (задержка процесса ускорения электронов ~ 30 нс при длине формирующей линии 3 м) демонстрируют, что действие потока плазмы на “горячие” электроны исключает их попадание на внутренний электрод.

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 распределение электронов по энергиям может быть представлено в двухтемпературном приближении. Другими словами, в плазме разряда существуют две компоненты электронной составляющей, которые можно условно назвать холодной и горячей. Температура горячей компоненты на стадии перехода от первого ко второму сжатию достигает ~ 10 кэВ, температура холодной компоненты ~ 2 кэВ [2]. Электропроводность плазмы будет определяться температурой горячей компоненты и составит [16]:

$$\sigma = 2 \cdot 10^{-2} T_e^{3/2} / (\Lambda Z) \approx 3 \cdot 10^8 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}, \quad (4)$$

где $T_e \approx 10$ кэВ $\approx 10^8$ К — максимальная температура горячей электронной компоненты, $\Lambda \approx 10$ — ку-

лоновский логарифм, $Z \approx 10$ — средний заряд иона.

При длительности рассматриваемой стадии $\tau \leq 3 \cdot 10^{-8}$ с, характерном масштабе перемещений плазмы $s \approx 10^{-4}$ м, соответствующем величине порядка радиуса перетяжки в первом сжатии, выполняется соотношение:

$$s \gg [\tau / (\mu_0 \sigma)]^{1/2}, \quad (5)$$

которое является условием вмороженности магнитного поля. Таким образом, формирование в перетяжке направленного потока плазмы может приводить к искажению картины силовых линий магнитного поля, увлекаемых плазменным потоком. Ускоренные электроны с энергиями порядка 10^5 эВ, как нетрудно убедиться, замагничены (кроме приосевой области [16]):

$$r_L \approx 10^{-5} \text{ м} \ll s \approx 10^{-4} \text{ м}, \quad \lambda \approx 10^{-1} \text{ м}. \quad (6)$$

Здесь r_L — ларморовский радиус быстрого электрона; $\lambda \approx v_e \tau_{ei}$ — длина свободного пробега электрона в плазме, где v_e и τ_{ei} — соответственно скорость и среднее время между столкновениями электрона с ионами, причем последняя величина оценивается как [17]:

$$\tau_{ei} \approx 4.5 \cdot 10^{-2} T_e^{3/2} / (Z n_e), \quad (7)$$

где в качестве $T_e \approx 10^5$ эВ $\approx 10^9$ К берется средняя кинетическая энергия ускоренных электронов; $Z \approx 10$; $n_e \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$ — электронная концентрация плазмы после первого сжатия. Увлечение силовых линий магнитного поля потоком плазмы, в свою очередь, приведет к увлечению потоком плазмы замагниченных ускоренных электронов высоких энергий.

На какой стадии развития перетяжки происходит формирование осевого потока плазмы в направлении внешнего электрода? Судя по изображениям на полученных рентгеновских обскурорамах, формирование осевого потока плазмы начинается в промежутке времени между первым и вторым сжатиями примерно через 10 нс или несколько больше после включения механизма ускорения для электронов в электрическом поле резистивной природы. Через ~ 30 нс после включения механизма ускорения поток сформирован. Продолжительность процесса ускорения электронов, согласно выполненным на этом же экспериментальном стенде измерениям, составляет ~ 30 нс [2]. Можно сделать вывод, что формирование потока плазмы в направлении внешнего электрода начинается после разогрева плазмы в перетяжке, образовавшейся в первом сжатии, до температур, при которой становится возможным переход ко второму (радиационному) сжатию. Вероятно, в процессе сжатия, которое идет с нарастающей скоростью, перетяжка скользит вдоль оси разряда в направлении от внутреннего

к внешнему электроду и выполняет роль поршня, увлекающего плазму в канале тока в том же направлении.

Таким образом, использование комбинированного источника тока в виде параллельно включенных батареи конденсаторов и формирующей линии переменной длины позволило обнаружить ранее не описанное в литературе явление. При использовании формирующей линии достаточной протяженности наблюдается поток высокоэнергетичных электронов с энергией $\geq 10^4$ эВ на частицу, распространяющийся в направлении внешнего электрода, независимо от полярности электродов. Основываясь на результатах проведенных экспериментов и проделанных численных оценок, авторы делают вывод о том, 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. Направление распространения потока высокоэнергетичных электронов определяется вмороженностью силовых линий магнитного поля в плазменный поток и замагниченностью ускоренных до высоких энергий электронов.

Изображения, полученные путем визуализации пространственной структуры излучающей в рентгеновском диапазоне плазмы разряда, убедительно демонстрируют, что в процессе пинчевания формируется приосевой поток плазмы, направленный от внутреннего электрода к внешнему.

Еще один вывод, который позволяют сделать полученные результаты, состоит в том, что развитие ускорительных процессов в электрическом поле резистивной природы начинается еще до осуществления второго сжатия, вопреки устоявшейся точке зрения. Традиционная версия механизма формирования потока быстрых электронов в микропинчевом разряде предполагает их ускорение в электрическом поле, генерируемом вследствие развития аномального сопротивления плазмы при обрыве перетяжки в результате радиационного сжатия [18–20]. Следовательно, получает подтверждение версия авторов о возможности осуществления кулоновского взрыва в микропинче на стадии перехода от первого ко второму сжатию, т.е. до осуществления радиационного сжатия [21].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Веретенников В.А., Полухин С.Н., Семенов О.Г., Сидельников Ю.В. // Физика плазмы. 1981. Т. 7. № 6. С. 1199.
2. Аверкиев В.В., Долгов А.Н., Ляпидевский В.К., Савелов А.С., Салахутдинов Г.Х. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. № 6. С. 724.
3. Гулин М.А., Долгов А.Н., Кириченко Н.Н., Савелов А.С. // ЖЭТФ. 1995. Т. 108. № 10. С. 1309.
4. Долгов А.Н., Ляпидевский В.К., Прохорович Д.Е., Савелов А.С., Салахутдинов Г.Х. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 2. С. 192.
5. Долгов А.Н., Земченкова Н.В., Клячин Н.А., Прохорович Д.Е. // Прикладная физика. 2012. № 1. С. 68.
6. Веретенников В.А., Долгов А.Н., Канцырев В.Л., Сагаловская О.В., Семенов О.Г. // Поверхность. 1984. № 4. С. 115.
7. Блинные С.И., Имшенник В.С. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 1. С. 193.
8. Вихрев В.В., Иванов В.В., Кошелев К.Н., Сидельников Ю.В. // ДАН СССР. 1982. Т. 282. С. 1361.
9. Вихрев В.В., Иванов В.В., Кошелев К.Н. Препринт ИАЭ-3359/6. М., 1980.
10. Vikhrev V.V., Ivanov V.V., Rozanova G.A. // Nucl. Fusion. 1993. V. 33. № 2. P. 311.
11. Долгов А.Н., Вихрев В.В. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 3. С. 290.
12. Lee T.N. // Annals of New York Academy of Science. 1975. V. 251. P. 112.
13. Афонин В.И. // Физика плазмы. 1995. Т. 21. № 7. С. 648.
14. Долгов А.Н. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 6. С. 539.
15. Долгов А.Н., Земченкова Н.В., Клячин Н.А., Прохорович Д.Е. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 3. С. 194.
16. Козлов Н.П. Основы физики плазмы. М.: Изд-во МГТУ им. Баумана, 1997.
17. Жданов С.К., Курнаев В.А., Романовский М.К., Цветков И.В. Основы физических процессов в плазме и плазменных установках / Под ред. В.А. Курнаева. М.: МИФИ, 2007.
18. Fukai J., Clothiaux E.J. // Phys. Rev. Letters. 1975. V. 3–4. № 4. P. 863.
19. Корон Е.Д., Мейерович Б.Э., Сидельников Ю.В., Сухоруков С.Т. // УФН. 1979. Т. 129. № 1. С. 87.
20. Шелковенко Т.А., Пикуз С.А., Мингалеев А.Р., Агафонов А.В., Романова В.М., Тер-Оганесян А.Е., Ткаченко С.И., Блеснер И.С., Митчелл М.Д., Чандлер К.М., Касси Б.Р., Хаммер Д.А. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 9. С. 816.
21. Долгов А.Н., Клячин Н.А., Прохорович Д.Е. // Прикладная физика. 2019. № 3. С. 10.