

УДК 533.952

Особенности пространственной структуры и динамики плазмы быстрого Z-пинча в среде тяжелых элементов сильноточной вакуумной искры

А. Н. Долгов, Н. В. Земченкова, Н. А. Клячин, Д. Е. Прохорович

Проведено исследование пространственной структуры и динамики плазмы в разряде сильноточной вакуумной искры методом импульсной тенеграфии. Обнаружена анизотропия истечения плазмы из области формирования микропинча. Зарегистрировано существование полостей в плазме перетяжки на стадии завершения процесса пинчевания. На периферии разряда зафиксировано формирование волокнистой структуры плазмы.

PACS: 52.58.Lq

Ключевые слова: вакуумная искра, сильноточный разряд, источник, тенеграфия, анизотропия, радиационное сжатие, волокнистая структура, электронный пучок.

Введение

Метод фотографирования на просвет плазмы электрических разрядов с использованием лазера в качестве импульсного осветителя неоднократно показал себя весьма продуктивным средством диагностики. В частности, наблюдения пространственной структуры плазмы сильноточных разрядов в среде тяжелых элементов, выполненные в различных оптических схемах (тенеграфия, интерферометрия, визуализация фарадеевского поворота плоскости поляризации зондирующего излучения) с наносекундным временным разрешением, позволили измерить многие параметры и буквально увидеть динамику этих разрядов. Например, были получены распределения плотности и температуры частиц плазмы, распределения величин индукции магнитного поля и плотности протекающего тока на различных стадиях разряда [1—7].

Сравнительный анализ результатов исследования особенностей развития перетяжечной неустойчивости, выполненного с помощью скоростного фотографирования в оптическом диапазоне, и данных дифракционной рентгеновской спектроскопии высокого разрешения, а также результатов визуализации источников собственного излучения плазмы в рентгеновском диапазоне привел исследователей к выводу о реализации режима радиа-

ционного сжатия Z-пинча в среде тяжелых элементов [8—15].

Авторы данной работы использовали в качестве осветителя азотный лазер, отличающийся от гораздо чаще используемых в подобных экспериментах твердотельных лазеров на рубине или неодимовом стекле меньшей длиной волны, что позволяет сдвинуть границу проницаемости плазмы для зондирующего излучения в область более высоких плотностей. Исследованию подвергались различные стадии сильноточного импульсного разряда в парах металла, но особое внимание было уделено процессу формирования и распада перетяжки плазменного столба.

Постановка эксперимента

Эксперименты были выполнены с использованием разрядного устройства типа сильноточной вакуумной искры [16]. Разряд осуществлялся внутри вакуумной камеры, откачиваемой до давления 10^{-2} Па. Разрядное устройство имеет коаксиальную геометрию. Центральный цилиндрический токовод оканчивается коническим электродом с диаметром основания 3 мм и углом раствора менее 90° . Внешний (обратный) токовод, выполненный в виде полого цилиндра, имеет своим окончанием на торце плоский электрод диаметром 20 мм. Тоководы в своем основании (на входе в вакуумную камеру) разделены капролактановым изолятором, который, таким образом, удален от электродов, т. е. от области протекания тока разряда, на максимально возможное расстояние ~ 15 см. Данное обстоятельство позволяет свести к минимуму воздействие на разделительный изолятор потоков излучения и вещества из разряда.

Долгов Александр Николаевич, профессор.
Земченкова Надежда Вячеславовна, аспирант.
Клячин Николай Альбертович, доцент.
Прохорович Дмитрий Евгеньевич, доцент.
Национальный исследовательский ядерный университет (МИФИ).
Россия, 115409, Москва, Каширское шоссе, 31.
Тел. (495) 313-96-79. E-mail: prokhorovich73@mail.ru

Статья поступила в редакцию 25 июля 2011 г.

© Долгов А. Н., Земченкова Н. В., Клячин Н. А., Прохорович Д. Е., 2012

Межэлектродное расстояние вдоль оси разрядного устройства составляет 5—7 мм. Оба электрода выполнены из стали. Источником тока является батарея низкоиндуктивных высоковольтных конденсаторов, заряжаемых до энергии 500—800 Дж. Максимальный ток разряда составлял 120—140 кА при скорости нарастания тока до $2 \cdot 10^{11}$ А/с. Рабочей средой разряда являются продукты эрозии электродов — плазма железа. Инициация разряда осуществляется путем инъекции в межэлектродное пространство, находящееся под зарядным напряжением конденсаторной батареи 10—12 кВ, форплазмы от вспомогательного источника эрозийного типа с энергозапасом ~5 Дж. Образование и выброс форплазмы происходит при пробое по поверхности фторопластового изолятора, разделяющего заземленный внешний токовод и вспомогательный игольчатый электрод, на который подается импульс напряжения порядка 10^4 В отрицательной полярности. В момент инициации направление протекания тока в разряде определяется полярностью конического электрода, которая совпадает с полярностью зарядного напряжения конденсаторной батареи.

Для получения информации о пространственной структуре и динамике плазмы в межэлектродном промежутке была создана оптическая схема теневого фотографирования (лазерного зондирования), подробно описанная в [15]. В качестве осветителя был применен импульсный азотный лазер ИЛГИ-503. Длительность высвечивания зондирующего излучения с длиной волны 337 нм составляет 6 нс. Теневое фотографирование области разряда осуществляется в заданный момент времени благодаря системе синхронизации и требуемой задержке между моментом инициации разряда и импульсом зондирующего излучения. В силу сложившихся обстоятельств авторы были лишены возможности регистрировать момент высвечивания лазера на профиле тока в каждом разряде. Для временной привязки получаемого однократно за разряд теневого изображения предварительно было проведено исследование задержки между моментом инициации разряда и моментом испускания зондирующего излучения от параметров системы синхронизации. Проведенное исследование позволило в дальнейшем осуществлять временную привязку зондирующего излучения к профилю тока разряда с точностью до 0,1 мкс.

После прохождения через исследуемый плазменный объект параллельного пучка зондирующего излучения лучи собирались кварцевой линзой, в фокусе которой располагалась диафрагма с отверстием. Изменяя диаметр отверстия, можно было регулировать уровень паразитного собственного излучения плазмы. Для снижения уровня паразит-

ного излучения, кроме того, служил интерференционный полосовой фильтр, настроенный на длину волны излучателя, т. е. 337 ± 5 нм. Регистрация изображения области разряда осуществлялась посредством фотоаппарата "ЗЕНИТ" в режиме "открытого затвора" на пленку типа KODAK. Для повышения достоверности и полноты получаемой информации, принимая во внимание индивидуальность каждого разряда, набиралась статистика теневых изображений в количестве 10 фотоснимков для фиксированного времени задержки. Набор статистики в одной серии экспериментов при неизменном зарядном напряжении конденсаторной батареи, являющейся источником тока в разряде, показал вполне удовлетворяемую повторяемость общей картины изменения пространственной структуры плазмы разряда, наблюдаемой на регистрируемых тенеграммах.

Для контроля режима разряда и в целях получения информации о пространственной структуре источников излучения в рентгеновском диапазоне спектра $\lambda < 0,4$ нм использовалась камера-обскура. Указанный спектральный диапазон выделялся с помощью поглощающего фильтра, изготовленного из бериллиевой фольги толщиной 100 мкм. Увеличение регистрируемого на рентгеновской фотопленке изображения составляло $\Gamma = 1$, диаметр отверстия в диафрагме камеры-обскуры равнялся $d = 0,3$ мм. Основным фактором, определившим пространственное разрешение, оказывается геометрическое разрешение, которое составляет

$$\Delta L = \frac{(\Gamma + 1)}{\Gamma} d = 0,6 \text{ мм.}$$

Экспериментальные результаты

Процесс образования и пинчевания плазменного столба наблюдается только в первом полупериоде разряда. Таким образом, процессы в разряде, представляющие для нас наибольший интерес, происходят при неизменной полярности электродов, определяемой полярностью зарядного напряжения конденсаторной батареи, являющейся источником тока в разряде.

Наблюдение динамики плазмы разряда на стадии, предшествующей формированию перетяжки плазменного столба, обнаруживает существование трубчатой структуры с толщиной стенок 0,5—0,7 мм, представляющей собой, по-видимому, токово-плазменную оболочку (рис. 1, а). Формирование токово-плазменной оболочки связано с процессом сгребания продуктов эрозии материала электродов к оси разряда. Как показывает оценка, скин-эффект за формирование токово-плазменной оболочки не отвечает. Используя выражения для

расчета толщины скин-слоя δ и проводимости плазмы σ , взятые из [17, 18] в виде:

$$\delta_S [\text{м}] = \sqrt{\frac{\pi}{\mu_0 \mu \sigma \omega}}; \quad (1)$$

$$\sigma [\text{Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}] = \frac{10^4 \cdot T^{3/2}}{Z \cdot \Lambda}, \quad (2)$$

где $\mu = 1$ — магнитная проницаемость плазмы, $\Lambda \approx 10$ — кулоновский логарифм, $Z \approx 1$ — средний заряд иона согласно [16], T [эВ] — электронная температура плазмы, $\omega \approx 10^6 \text{ с}^{-1}$ — собственная угловая частота контура с током, включающего разрядное устройство и конденсаторную батарею, убеждаемся, что при наблюдаемой толщине оболочки температура плазмы в ней должна составлять $T \sim 300$ эВ, чтобы обеспечить необходимую проводимость. Полученная величина не соответствует экспериментальным данным $T \approx 1\text{—}20$ эВ, основанным на результатах регистрации спектра тормозного континуума в видимом диапазоне и измерений вольт-амперных характеристик лэнгмюровских зондов [19, 20].

Эрозия электродов на ранней стадии разряда обусловлена образованием на поверхности электродов областей с высокой плотностью тока (катодные пятна), бомбардировкой поверхности электродов ускоренными в электрическом поле внешнего источника быстрыми ионами и электронами. Быстрые ионы и электроны с энергиями порядка qU (q — заряд частицы, U — зарядное напряжение конденсаторной батареи) появляются в разряде из облака форплазмы, которое впрыскивается в межэлектродное пространство [21].

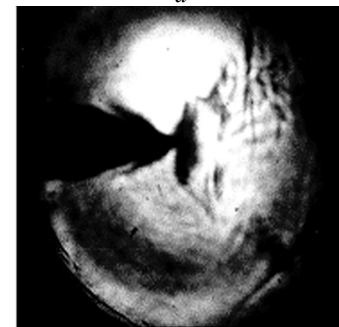
Наиболее плотное облако продуктов эрозии образуется у поверхности конического электрода. Формирование плазменного столба в разряде сопровождается истечением вещества в осевом направлении, которое особенно отчетливо заметно у поверхности конического электрода по картине обтекания данного электрода направленным потоком плазмы (рис. 1, б).

В процессе пинчевания участка плазменного столба, подверженного развитию перетяжки (рис. 1, в), становится заметным формирование потока плазмы, распространяющегося в сторону плоского электрода. Судя по тенеграммам, воздействие на электроды осевых плазменных потоков вызывает наибольшую эрозию электродов. Интересно отметить, что осевое истечение плазмы из области пинчевания несимметрично, т. е. его характеристики отличаются для направлений к плоскому и коническому электродам. Впрочем, решающее значение имеет взаимное расположение электродов (точнее, подводящих тоководов),

а не их геометрия или полярность. Поэтому правильнее будет указывать не геометрию (конический, плоский или иное) и не полярность (анод, катод), а взаимное расположение электродов, а именно, внутренний (центральный) и внешний, рассматривая пространственную структуру и динамику плазмы разряда в межэлектродном пространстве. Главная причина данного обстоятельства — конфигурация магнитного поля, заполняющего пространство между тоководами и электродами, и направление равнодействующей подемоторных сил, приложенных к токоведущей среде, т. е. плазме разряда.



а



б



в

Рис. 1. Теневые фотографии плазменного канала разряда сильноточной вакуумной искры на различных стадиях его развития:

- а — формирование токово-плазменной оболочки;
 б — обтекание плазмой поверхности внутреннего электрода на стадии образования плазменного столба;
 в — рождение потока плазмы, распространяющегося в сторону внешнего электрода в процессе пинчевания канала разряда

С помощью камеры-обскуры были получены рентгеновские изображения поверхности электродов и приэлектродной плазмы в условиях бомбар-

дировки электрода потоком быстрых электронов на фоне развития процесса пинчевания. Формирование пучка быстрых электронов, вызывающих свечение плазмы, в которой он распространяется, и поверхности электрода, с которым он сталкивается, в диапазоне энергий квантов $h\nu \geq 3$ кэВ является характерным для пинчевых разрядов, в том числе для сильноточной вакуумной искры [22—24]. Направление распространения пучка быстрых электронов задавалось выбором полярности центрального электрода.

При распространении пучка быстрых электронов из области пинчевания в направлении внешнего электрода они, по-видимому, движутся в сверхзвуковом потоке плазмы, распространяющемся в том же направлении (рис. 2, а). По форме стоячей ударной волны, образующейся при обтекании потоком плазмы внешнего электрода пулеобразной формы, можно оценить величину числа Маха:

$$M = \frac{1}{\sin \frac{\Theta}{2}}, \quad (3)$$

где Θ — угол раствора конуса, образованного стоячей ударной волной, и, соответственно, величину аксиальной скорости плазмы, зная температуру плазмы в канале разряда. Полученные на обскурограммах изображения стоячей ударной волны позволяют сделать вывод о том, что в разряде могут достигаться значения вышеназванных параметров $M \approx 3$ и $V_z = (2,5 - 3) \cdot 10^4$ м/с. Вблизи поверхности внутреннего электрода подобного сверхзвукового течения плазмы не обнаружено (рис. 2, б).

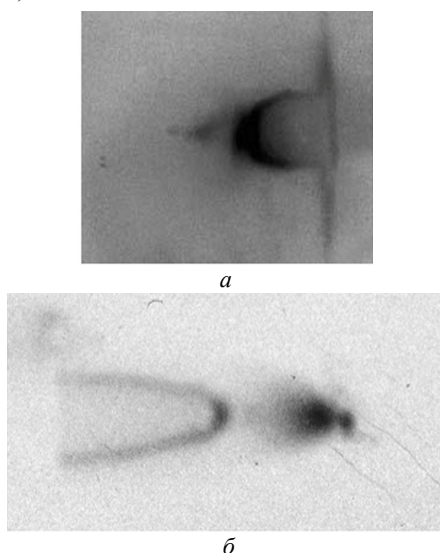


Рис. 2. Рентгеновские изображения разрядного промежутка при распространении электронного пучка в направлении: а — внешнего электрода; б — внутреннего электрода

Начиная со стадии развития процесса пинчевания в области пространства, расположенной меж-

ду потоком плазмы, истекающей из перетяжки, и внешним электродом, если он является анодом, наблюдается волокнистая структура заполняющего эту область пространства вещества. Волокна прослеживаются от границы плазменного факела, выброшенного из перетяжки, и вплоть до поверхности внешнего электрода (рис. 3). Волокнистая структура исчезает в результате смыкания потоков плотного (оптически непрозрачного) вещества, движущихся навстречу друг другу из области перетяжки и с поверхности внешнего электрода. Возможно, указанная пространственная структура теневых изображений отражает пространственную структуру тока, протекающего в относительно низкоплотной и слабоионизованной среде. В этом случае рост проводимости среды при локальном возрастании температуры среды и плотности тока может приводить к разбиению области протекания тока на отдельные токовые каналы, т. е. на указанные волокна, отличающиеся повышенной концентрацией заряженных частиц [25].

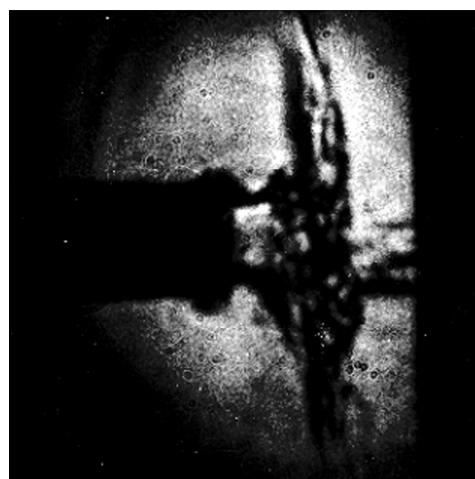


Рис. 3. Волокнистая структура в области между потоком плазмы, истекающей из перетяжки, и внешним электродом

В этой же области на оси разряда наблюдается формирование узкого оптически непрозрачного канала (рис. 4), наличие которого невозможно объяснить пинчеванием плазмы у поверхности внешнего электрода (плоского), являющегося в данном случае анодом. На теневых изображениях не прослеживается непосредственно процесс сжатия плазмы у поверхности внешнего электрода и отсутствуют его признаки, такие как выброс вещества в осевом и радиальном направлениях. Рентгеновские обскурограммы демонстрируют, что канал и его основание у поверхности внешнего электрода являются источником рентгеновского излучения. Авторы склонны трактовать данное образование как след пучка быстрых электронов, убегающих в приосевой области разряда из области формирования микропинча [26].



Рис. 4. След пучка быстрых электронов, уходящих в приосевой области разряда из области пинчевания

На стадии сформировавшейся перетяжки плазменного столба наиболее интересная регистрируемая особенность пространственной структуры — наличие полости в плазме перетяжки (рис. 5).



Рис. 5. Полости в плазме перетяжки токового канала

Набор значимой статистики, т. е. большого количества кадров, отвечающих различным стадиям разряда, позволяет говорить о повторяемости общей картины развития разряда и динамики плазмы в нем. Анализ полученных изображений приводит к выводу о том, что представленные полости не являются продуктом неоднородного сжатия трубчатого столба плазмы, как этого можно было бы ожидать исходя из отчетливо фиксируемого существования сжимающейся токово-плазменной оболочки на предшествующей стадии разряда. Не наблюдается в процессе схлопывания токово-плазменной оболочки формирования какой-либо структуры, напоминающей гофрированную трубку. Напротив, схлопывание токово-плазменной оболочки на оси разряда приводит первоначально к образованию пинча, который, по крайней мере, на тенеграммах выглядит вполне однородным.

В дальнейшем происходит развитие процесса пинчевания, т. е. уменьшение радиуса перетяжки. Минимальный фиксируемый на тенеграммах радиус пинча составил $r \approx 10^{-4}$ м, что находится на пределе возможностей используемой оптической системы. Наблюдаемый в этот момент времени в области перетяжки процесс можно идентифицировать с первой стадией микропинчевания, т. е. процесса, ведущего к рождению объекта, называемого чаще всего горячей или плазменной точкой [8—14].

Судя по характеру и времени регистрации соответствующих изображений, образование полостей — своего рода пузырей диаметром $d \approx 10^{-4}$ м — происходит на стадии разряда, следующей за рождением горячих точек, когда радиус пинча уже не убывает, а, напротив, возрастает. Сам факт рождения горячих точек с помощью лазерной тенеграфии не фиксируется в силу слишком малой продолжительности их существования [27, 28].

Обсуждение результатов эксперимента

Авторы выдвигают в качестве гипотезы следующее предположение о механизме рождения полоидальных образований. В процессе формирования горячей точки образуется плазменный объект с линейными размерами $l \approx 10^{-5}$ м, плотностью частиц $n \approx 10^{28}$ м⁻³ и электронной температурой $T = 10^3 - 10^4$ эВ [29—32]. Указанный микрообъект является продуктом развития перетяжки столба плазмы, поэтому одновременно с ним формируется растущая как в радиальном, так и осевом направлениях каверна в более холодной $T = 25 - 50$ эВ и менее плотной $n \approx 10^{26}$ м⁻³ плазме пинча, сформировавшегося на предыдущей стадии процесса пинчевания [32, 33]. В результате снижения проводимости плазмы горячей точки из-за появления аномального сопротивления происходит ее разогрев и быстрое расширение [8, 34, 35]. Таким образом, каверна, образованная в столбе относительно холодной и плотной плазмы, оказывается заполненной магнитным полем, а также горячей и относительно разреженной плазмой. Наружный вход в каверну захлопывается за счет потока ионов извне, а также диффузии плазмы поперек магнитного поля на краях каверны. Образуется замкнутая полость в теле пинча, образованного на стадии, предшествующей формированию горячей точки. Время существования полости ограничено временем диффузии магнитного поля извне в полость. Затем из-за нарушения баланса газокINETического и магнитного давлений горячая плазма, заполняющая полость, разрушает ее стенки и вы-

текает за пределы полости, двигаясь поперек магнитного поля.

Экспериментальные данные позволяют принять в качестве оценки времени существования полостей в плазме пинча длительность экспозиции одного кадра в используемой схеме тенеграфии, так как на тенеграммах, как правило, не наблюдается процесс образования или разрушения регистрируемых полостей. Предельная скорость движения плазмы поперек магнитного поля не может превысить $\sqrt{2}V_A$ [36], где V_A — альфвеновская скорость, определяемая выражением:

$$V_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 m_i n_i}}, \quad (4)$$

в котором m_i и n_i — масса иона и концентрация ионов в плазме. На первой стадии микропинчевания при $n_i \approx 10^{26} \text{ м}^{-3}$, принимая с некоторым завышением [33, 34] расстояние между краями каверны, равным радиусу пинча $r \approx 10^{-4} \text{ м}$, получим оценку для времени захлопывания каверны

$$t_{\text{захл}} \approx \frac{r}{V_A} \approx 10^{-9} \text{ с}. \quad (5)$$

Еще один возможный механизм образования замкнутой полости — поток заряженных частиц извне в каверну как результат дрейфа в скрещенных электрическом и магнитном полях. Напряжение электрического поля, продольного по отношению к оси разряда, на входе в каверну согласно [37]:

$$U = 10^{-2} \cdot I \cdot T^{1/2} \approx 5 \cdot 10^2 \text{ В} \quad (6)$$

при $I \approx 10^5 \text{ А}$ и $T \approx 20 \text{ эВ}$, где T — температура первоначального столба плазмы, в котором начинается процесс развития перетяжечной неустойчивости. Скорость дрейфа частиц и оценка времени захлопывания каверны составляют, соответственно:

$$V_{\text{др}} = \frac{E}{B} = \frac{U}{r \cdot B}; \quad (7)$$

$$t_{\text{захл}} \approx \frac{r}{V_{\text{др}}} = \frac{r^2 \cdot B}{U} \approx 4 \cdot 10^{-9} \text{ с}. \quad (8)$$

В качестве характерного размера входа в каверну было принято $r \approx 10^{-4} \text{ м}$, а для магнитного поля на краю каверны взяли:

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}. \quad (9)$$

Внешнее газокINETическое и магнитное давление на стенки возникшей полости составляет величину, соответственно:

$$P_{\Gamma} = nkT \approx 10^8 \text{ Па}; \quad (10)$$

$$P_M = \frac{B^2}{2\mu_0} \approx 10^{10} \text{ Па} \quad (11)$$

при $T \approx 50 \text{ эВ}$ и $n \approx 10^{26} \text{ м}^{-3}$.

При взрыве горячей точки вследствие перегрева в силу вмерзности магнитного поля должен сохраняться магнитный поток через поперечное сечение каверны, лежащее в плоскости, проходящей через ось разряда. Следовательно:

$$B_{\text{пол}} \cdot r^2 \cong B_* \cdot r_*^2, \quad (12)$$

где $r_* \approx 10^{-5} \text{ м}$ — радиус перетяжки на второй стадии микропинчевания, т. е. на стадии радиационного сжатия, ведущего к образованию горячей точки;

$$B_* = \frac{\mu_0 I}{2\pi r_*} \text{ — индукция магнитного поля на}$$

границе горячей точки;

$B_{\text{пол}}$ — индукция магнитного поля в полости после взрыва горячей точки.

Магнитное давление в полости составит:

$$P_{\text{пол.м}} = \frac{B^2}{2\mu_0} \left(\frac{r_*}{r}\right)^3 \approx 10^8 \text{ Па}. \quad (13)$$

В свою очередь газокINETическое давление в полости:

$$P_{\text{пол.г}} = n_* \left(\frac{r_*}{r}\right)^3 kT_* \approx 10^{10} \text{ Па} \quad (14)$$

при $T_* \approx 10^4 \text{ эВ}$ и $n_* \approx 10^{28} \text{ м}^{-3}$, что соответствует параметрам плазмы в горячей точке на стадии ее взрыва.

Время диффузии магнитного поля извне в полость, т. е. время жизни замкнутой полости оценим как:

$$t_{\text{жизни}} \approx \mu_0 \cdot \sigma \cdot r^2 \approx 10^{-8} \text{ с}, \quad (15)$$

где проводимость плазмы σ рассчитана согласно (2) при $T \approx 50 \text{ эВ}$. С другой стороны, для разлета горячей плазмы из полости потребуется время:

$$t_{\text{разл}} \approx \frac{r}{V_{\text{пол.А}}} \approx 5 \cdot 10^{-9} \text{ с}, \quad (16)$$

где альфвеновская скорость для плазмы в полости $V_{\text{пол.А}}$ рассчитывается согласно (4) при $n \approx 10^{25} \text{ м}^{-3}$ и $B_{\text{пол}} \approx 20 \text{ Тл}$.

Проделанные оценки показывают, что предлагаемая гипотеза механизма образования замкну-

тых полостей в плазме пинча имеет право на существование.

Заключение

Проведено исследование пространственной структуры и динамики плазмы в разряде сильно-точной вакуумной искры методом импульсной тенеграфии. В качестве осветителя использовался азотный лазер с длиной волны излучения 337 нм и длительностью зондирующего импульса 6 нс. Удалось зарегистрировать некоторые особенности пространственной структуры плазмы на различных стадиях развития разряда, о которых ранее не сообщалось.

Обнаружено нарушение симметрии истечения плазмы из области формирования микропинча. Скорость потока плазмы в направлении внешнего электрода в несколько раз превышает скорость звука, в то же время в направлении внутреннего электрода подобного сверхзвукового течения не обнаружено.

Зарегистрировано существование полостей в плазме перетяжки на стадии разряда, следующей непосредственно за рождением горячих точек, т. е. на стадии завершения процесса пинчевания. Выдвинуто предположение, что указанные полости образуются из каверн, являющихся продуктом развития перетяжечной неустойчивости, в результате аномального разогрева и взрыва плазмы горячих точек. Захлопывание входа в каверну и окончательное формирование замкнутой полости происходит в результате дрейфового движения плазмы, окружающей каверну.

Вблизи поверхности внешнего электрода в среде относительно редкой и холодной периферийной плазмы разряда зафиксировано образование волокнистой структуры, наличие которой может свидетельствовать о каналировании тока как дрейфующих тепловых, так и убегающих высокоэнергетических надтепловых электронов.

Литература

1. Веретенников В. А., Грибков В. А., Кононов Э. Я. и др. // Физика плазмы. 1981. Т. 7. № 2. С. 455.
2. Веретенников В. А., Гурей А. Е., Писарчик Т. и др. // Там же. 1990. Т. 16. № 7. С. 818.
3. Браницкий А. В., Вихрев В. Д., Касимов А. К. и др. // Там же. 1992. Т. 18. № 2. С. 245.
4. Саркисов Г. С., Этлишер Б., Ателан С., Руйе К. // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 61. № 7—8. С. 547.

5. Kalantar D. H., Hammer D. A., De Silva A. W. // Rev. Sci. Instrum. 1997. V. 68. No. 7. P. 2725.
6. Аверин М. С., Башутин О. А., Вовченко Е. Д. и др. // ПТЭ. 2004. № 2. С. 82.
7. Кузнецов А. П., Башутин О. А., Бялковский О. А. и др. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 3. С. 219.
8. Вихрев В. В., Иванов В. В., Кошелев К. Н. // Там же. 1982. Т. 8. № 6. С. 1211.
9. Блинные С. И., Имшенник В. С. // Там же. № 1. С. 193.
10. Веретенников В. А., Полухин С. Н., Семёнов О. Г., Сидельников Ю. В. // Там же. 1981. Т. 7. № 6. С. 1199.
11. Venneri F., Boulais K., Gerdin G. // Phys. Fluids. 1990. V. 2. No. 7. P. 1613.
12. Takasugi K., Suzuki H., Moriyama K., Miyamoto T. // Jap. J. Appl. Phys. Pt. 1. 1996. V. 35. No. 7. P. 4051.
13. Орешкин В. И. // Изв. вузов. Физ. 1997. Т. 40. № 12. С. 76.
14. Bernal L., Bruzzone H. // Plasma Phys. and Contr. Fusion. 2002. V. 44. No. 2. P. 223.
15. Долгов А. Н., Ляпидевский В. К., Прохорович Д. Е. и др. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 2. С. 192.
16. Долгов А. Н., Земченкова Н. В., Клячин Н. А., Прохорович Д. Е. // Там же. 2010. Т. 36. № 9. С. 826.
17. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов. — М.: Наука, 1980.
18. Романовский М. К. Введение в физику высокотемпературной плазмы. — М.: МИФИ, 1968.
19. Гурей А. Е., Долгов А. Н., Прохорович Д. Е. и др. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 1. С. 41.
20. Долгов А. Н., Салахутдинов Г. Х. // Там же. 2003. Т. 29. № 9. С. 818.
21. Месяц Г. А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. — М.: Наука, 2000.
22. Долгов А. Н., Вихрев В. В. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 3. С. 230.
23. Ryutov D. D., Derson M. S., Matzen M. K. // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72. No. 1. P. 167.
24. Шелковенко Т. А., Пикуз С. А., Мингалеев А. Р. и др. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 9. С. 816.
25. Мариак И. С. Импульсные источники света. — М.: Энергия, 1978.
26. Вихрев В. В., Баронова Е. О. // Прикладная физика. 1999. № 5. С. 71.
27. Erbert Ch. K., Koshelev K. N., Kunze H.-J. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2000. V. 65. P. 195.
28. Hebach M., Engel A., Schulz A. et al. // Europhys. Lett. 1993. V. 21. No. 3. P. 311.
29. Кононов Э. Я., Кошелев К. Н., Сидельников Ю. В. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 8. С. 927.
30. Анциферов П. С., Кошелев К. Н., Крауз В. И. и др. // Там же. 1990. Т. 16. № 11. С. 1319.
31. Yanagidaira T., Yamamoto T., Shang Bing, Hirano K. // J. Phys. Soc. Jap. 1999. V. 68. No. 3. P. 852.
32. Бакиаев Ю. Л., Блинов П. И., Вихрев В. В. и др. // Физика плазмы. 2001. Т. 27. № 12. С. 1101.
33. Вихрев В. В., Розанова Г. А., Иванов В. В. // Там же. 1989. Т. 15. № 1. С. 77.
34. Вихрев В. В., Иванов В. В., Прут В. В. // Там же. 1986. Т. 12. № 3. С. 328.
35. Долгов А. Н., Кириченко Н. Н., Ляпидевский В. К. и др. // Там же. 1993. Т. 19. № 1. С. 97.
36. Морозов А. И., Соловьев Л. С. Стационарные течения плазмы в магнитном поле: Сб. "Вопросы теории плазмы". Вып. 8./ Под ред. М. А. Леонтовича. — М.: Атомиздат, 1974.
37. Вихрев В. В., Розанова Г. А., Иванов В. В. // Препринт ИАЭ—4795/6. — М.: ЦНИИатоминформ, 1989.

Features of spatial structure and dynamics of plasma of rapid Z-pinch in the medium of heavy elements of high-current vacuum spark

A. N. Dolgov, N. V. Zemchenkova, N. A. Klyachin, D. E. Prokhorovich
National Research Nuclear University, Moscow Engineering Physics Institute
31 Kashirskoe shosse, Moscow, 115409, Russia
E-mail: prokhorovich73@mail.ru

Research of a spatial structure and dynamics of plasma in the discharge of a high-current vacuum spark is made by the impulsive shadowgraphy method. Anisotropy of the plasma expiration from a micropinch area has been obtained. Existence of cavities is registered at the stage of ending the pinching process. On a periphery of the discharge, a fibred plasma structure has been fixed.

PACS: 52.58.Lq

Keywords: vacuum spark, high-current discharge, source, shadowgraphy, anisotropy, radiation compression, fibred structure, electron beam.

Bibliography — 37 references.

Received July 25, 2011

* * *