

Некоторые особенности диаграммы направленности ионной эмиссии из микропинчового разряда

© А.Н. Долгов,¹ Н.А. Клячин,² Д.Е. Прохорович¹

¹ Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, 127055 Москва, Россия

² Национальный исследовательский ядерный университет „Московский инженерно-физический институт“, 115409 Москва, Россия
e-mail: alnikdolgov@mail.ru

(Поступило в Редакцию 10 апреля 2014 г.)

С использованием техники камеры-обскуры получены изображения источников ионной эмиссии в плазме микропинчового разряда. Область, являющаяся источником наиболее интенсивной ионной эмиссии, имеет протяженность вдоль оси разряда ~ 3 мм и поперечный размер ≤ 1 мм. Изображение эмитирующей области, полученное при наблюдении в осевом направлении, носит, по-видимому, следы воздействия магнитного поля разрядного тока на диаграмму направленности ионного потока.

Введение

Микропинчевый разряд представляет интерес как источник металлических ионов, с одной стороны, так и в качестве импульсного источника мягкого рентгеновского излучения для целей интроскопии медико-биологических объектов с субмикронным пространственным разрешением и высокой селективностью по отношению ко многим химическим элементам, с другой. Но если пространственная структура источников рентгеновского излучения в микропинчевом разряде изучена достаточно хорошо, то структура источников ионной эмиссии исследованию не подвергалась [1].

Схема и результаты эксперимента

Авторы использовали технику камеры-обскуры для получения информации о пространственной структуре источников ионной эмиссии в плазме микропинчового разряда. Эксперименты были выполнены на установке типа сильноточной вакуумной искры [1]. Разряд реализуется в продуктах эрозии материалов электродов (железо) при начальном вакууме не хуже 10^{-2} Па. Источник тока разряда — батарея высоковольтных низкоиндуктивных конденсаторов. Разряд инициируется при замыкании межэлектродного промежутка форплазмой от вспомогательного слаботочного источника эрозионного типа. Максимально достигаемая в разряде сила тока — 150 кА. Время нарастания тока — $1.5 \mu\text{s}$. Анод — конический, катод — цилиндрический с осевым отверстием диаметром 3 мм (рис. 1).

Ионная камера-обскура состояла из двух основных элементов: диафрагмы с отверстием диаметром 0.5 мм, которое формировало изображение с пространственным разрешением по объекту ~ 1 мм (в предположении прямолинейного распространения частиц за пределами токового канала), и трекового детектора, чувствительно только к ионному потоку. Диафрагма устанавливалась

на расстоянии 0.1 м от области разряда. Полимерная пленка (тип CR-39), использованная в качестве детектора, располагалась за диафрагмой на расстоянии 0.1 м от нее. Необходимая для получения изображения экспозиция составила 100 разрядов. Визуализация изображения осуществлялась путем травления детектора в водном растворе щелочи вплоть до проявления максимального количества треков [2]. Изображения, полученные при наблюдении в радиальном и осевом направлениях, представлены на рис. 2, а и рис. 2, б соответственно. Для сравнения на рис. 3, а и 3, б представлены изображения, сформированные той же камерой-обскурой в радиальном и осевом направлениях при замене полимерной пленки рентгеновской фотопленкой и использовании диафрагмы с отверстием диаметром 0.1 мм, закрытой поглощающим бериллиевым фильтром толщиной 0.1 мм. В этом случае регистрировалось излучение в

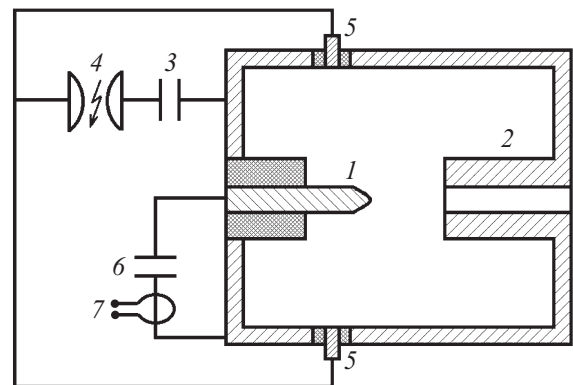


Рис. 1. Схема экспериментального стенда: 1 — анод, 2 — катод, 3 — конденсатор иницирующего устройства, 4 — управляемый вакуумный разрядник, 5 — электроды иницирующего устройства, 6 — конденсаторная батарея в цепи основного разряда, 7 — пояс Роговского для измерения тока разряда.

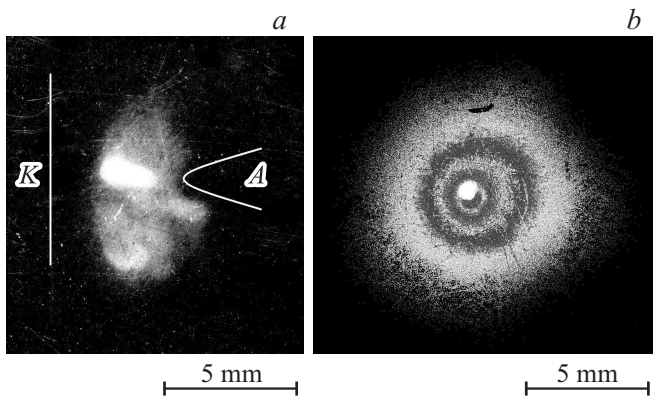


Рис. 2. Ионная обскурограмма, полученная при наблюдении: *a* — в радиальном направлении, *b* — в осевом направлении, А — анод, К — катод.

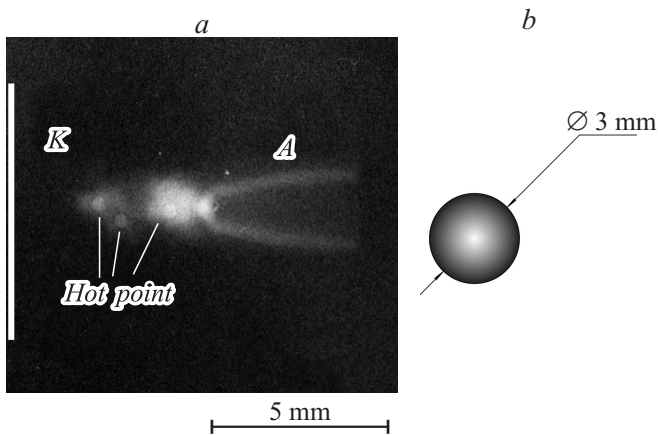


Рис. 3. Рентгеновская обскурограмма, полученная при наблюдении: *a* — в радиальном направлении, *b* — в осевом направлении, А — анод, К — катод.

спектральном диапазоне $h\nu \geq 3 \text{ keV}$, а экспозиция составила 10 разрядов. Пространственное разрешение по объекту при получении изображения источников рентгеновского излучения составляло $\sim 0.2 \text{ mm}$.

Сравнение полученных при наблюдении в радиальном направлении ионных и рентгеновских обскурограмм позволяет сделать вывод о том, что основным источником ионов является прианодная область диаметром менее 1 mm (в пользу чего свидетельствует резкая граница изображения) и протяженностью примерно 3 mm, которая в основном пространственно совпадает с областью формирования горячих точек или микропинчей — локализованных объектов, содержащих плотную высокотемпературную плазму [3]. Структура изображений на рентгеновских и ионных обскурограммах отличается. Область формирования горячих точек заполнена изображениями отдельных горячих точек — ярких источников рентгеновского излучения. Соответствующее изображение на ионных обскурограммах выглядит однородным. Вероятная причина зафиксированного различия — рас-

сеяние ионов в плазме токового канала. Кроме того, существует область, которая является источником рентгеновского излучения вышеуказанного диапазона, но не является источником ионов. Эта область расположена у поверхности анода и имеет протяженность вдоль оси разряда $\sim 1 \text{ mm}$. Испускание рентгеновского излучения плазмой в этой области и поверхностью анода обусловлено потоком быстрых электронов, рождающихся в процессе формирования горячих точек в перетяжках токового канала и распространяющихся в осевом направлении в холодной периферийной плазме [4].

Характер изображения, полученного с помощью ионной камеры-обскуры при наблюдении вдоль оси разряда, заставляет прийти к заключению, что данное изображение отражает не только пространственную структуру испускающей ионный поток плазмы, но и условия формирования направленности ионного потока. Вероятно, ключевым обстоятельством является взаимодействие ионов с магнитным полем канала тока в разряде. В приосевой области магнитное поле не оказывает заметного влияния на распространение ионного потока, поэтому центральная часть изображения дает представление о поперечном по отношению к оси разряда размере области формирования ионного потока. Кольцевые структуры на ионной обскурограмме, в свою очередь, обязаны своим происхождением взаимодействию ионного потока с магнитным полем разряда.

Представляет интерес выяснение диапазона энергий частиц, формирующих изображение на ионной обскурограмме. Для решения указанной задачи необходимо осуществить сепарацию частиц в коллимированном пучке, т.е. в условиях, подобных тем, в которых происходит отбор частиц, формирующих изображение в трековом детекторе ионной камеры-обскуры. Спектры ионов бы-

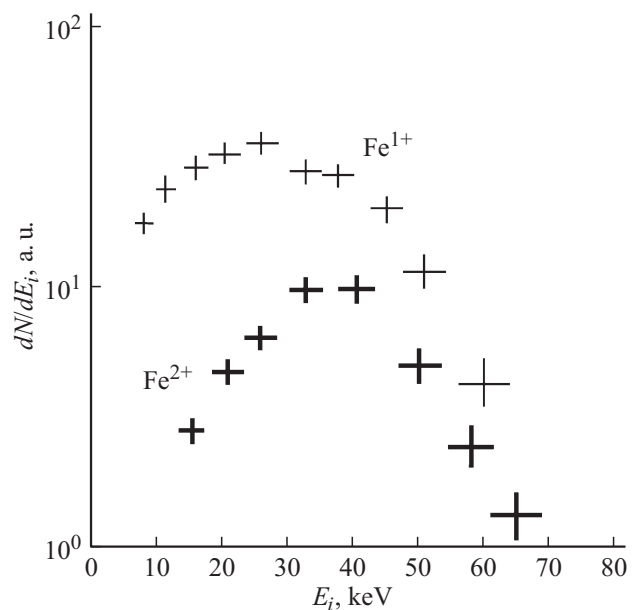


Рис. 4. Зарегистрированный спектр ионной эмиссии.

ли зарегистрированы с помощью анализатора Томсона. В качестве детектора использовалась также полимерная пленка, что и в ионной камере-обскуре. Ввиду отсутствия возможности осуществить прямую калибровку анализатора был применен метод так называемой „математической“ калибровки [4], основанный на расчете траекторий частиц в параллельных электрическом и магнитном полях с учетом полей рассеяния. С этой целью путем прямых измерений определялось распределение в пространстве магнитного поля, а распределение электрического поля моделировалось в электролитической ванне на макете анализатора. Восстановление энергетического распределения регистрируемых ионных потоков основано на подсчете числа проявленных треков, приходящегося на единицу поверхности детектора, вдоль параболы Томсона, т.е. следа выделенного пучка ионов определенной зарядности. На рис. 4 представлены распределения по энергиям одно- и двукратных ионов железа, которые удалось зарегистрировать в эксперименте. Согласно спектрометрическим измерениям, основной вклад в формирование изображений на ионных обскурограммах вносят ионы с энергиями 10–70 keV. Ионы указанных энергий рождаются в плазме разряда на конечной стадии процесса пинчевания, характеризующейся образованием объекта, получившего название горячей точки или микропинча [3]. Зарегистрированный энергетический спектр ионов, эмитируемых из микропинчового разряда, вполне согласуется с результатами измерений, выполненных в аналогичных условиях иными методами [5–8].

Обсуждение результатов

Рассмотрим движение частицы (иона), вылетающей с поверхности длинного осесимметричного токового шнура цилиндрической формы, и оценим максимальное расстояние, на которое частица может удалиться от его оси. Направим орты декартовых осей так, что \mathbf{e}_z будет определяться направлением тока, а вектор начальной скорости частицы \mathbf{v}_0 будет параллелен \mathbf{e}_x и $\mathbf{e}_y = [\mathbf{e}_z, \mathbf{e}_x]$. За пределами токового шнура индукция магнитного поля $\mathbf{B} = B(x) \cdot \mathbf{e}_y$, где $B(x) = \frac{\mu_0 I}{2\pi x}$, I — сила тока в разряде. Движение частицы описывается уравнением, выражающим закон Ампера

$$m dv_z = q \cdot B(x) \cdot dx,$$

где m и $q = Ze$ — масса и заряд частицы. С учетом сохранения модуля вектора скорости частицы, интегрирование уравнения дает результат

$$\frac{x_{\max}}{x_0} = \exp\left(\frac{2\pi m v_0}{\mu_0 I q}\right),$$

где x_0 — радиус токового шнура, x_{\max} — максимальное удаление частицы от оси разряда. В случае ионов железа $m \approx 10^{-25}$ kg при $I \approx 10^5$ A, $v = 4 \cdot 10^5$ m/s, что соответствует энергии иона $W = 50$ keV, $Z \approx 20$ и завершению

второго или так называемого радиационного сжатия области перетяжки, приводящего к рождению горячей точки с $x_0 \leq 5 \cdot 10^{-6}$ m [9] и быстрых ионов, получим $x_{\max} \approx 10^{-6} - 10^{-5}$ m.

По-видимому, многозарядные ионы с энергией $W = 50$ keV не покидают плазму перетяжки в радиальном направлении, но получают возможность двигаться к периферии разряда только после разрушения микропинча вследствие падения проводимости плазмы [3] и ее диффузии сквозь магнитное поле.

В процессе развития перетяжки токового канала возникает каверна [10], поэтому разлет плазмы микропинча близок к сферически симметричному. Если в горячей точке ионная плотность $n \approx 10^{27}$ m $^{-3}$ [3], то при достижении сгустком разлетающейся плазмы размера $\sim 10^{-4}$ m ионная плотность составит $\sim 10^{24}$ m $^{-3}$, что при сечении рассеяния для ион-ионных столкновений $\sigma < 20^{-20}$ m 2 [11] даст длину свободного пробега ионов $\lambda > 10^{-4}$ m. Радиационные потери энергии приводят к понижению электронной температуры плазмы и рекомбинации. Если $x_0 \sim 10^{-4}$ m, то при $Z = 1$ имеем $x_{\max} \approx 10^5 \cdot x_0 \approx 10$ m, при $Z = 3$ имеем $x_{\max} \approx 10^2 \cdot x_0 \approx 10^{-2}$ m. Магнитное поле сепарирует ионы по зарядностям и ионы низких зарядностей с энергиями $W \sim 50$ keV, удалившись от оси разряда на расстояние $\sim 10^{-4}$ m, получают возможность покинуть межэлектродное пространство и далее двигаются практически прямолинейно.

При распространении быстрых ионов вдоль оси разряда магнитное поле тока не является препятствием. Оценим глубину диффузии быстрых ионов в холодной плазме, окружающей горячую точку $L \approx \sqrt{\frac{1}{3} \lambda \cdot v_0 \cdot \tau}$, где τ — продолжительность процесса диффузии, которую мы примем равной $\sim 10^{-7}$ s, т.е. времени существования непосредственно примыкающей к горячей точке области перетяжки длиной $h \sim 10^{-4}$ m, образовавшейся в первом или МГД-сжатии. При плотности ионов $n \approx 10^{25}$ m $^{-3}$ [3] и $\sigma < 10^{-20}$ m 2 получим $L \approx 10^{-3}$ m. За пределами перетяжки плотность ионов $< 10^{24}$ m $^{-3}$ и глубина диффузии составит более 10^{-2} m. Таким образом, быстрые ионы, движущиеся в приосевой области разряда, могут покидать межэлектродное пространство.

Результаты проделанных оценок служат подтверждением предложенной интерпретации изображений, полученных с помощью ионной камеры-обскуры.

Заключение

Впервые исследована пространственная структура источников ионной эмиссии в микропинчовом разряде с применением метода камеры-обскуры с трековым детектором. Разряд реализован на установке типа сильноточной вакуумной искры в плазме железа, при достигаемой силе тока 150 kA, превышающей критический ток Пизе–Брагинского. Для пинч-эффекта в плазме железа

критический ток, согласно имеющимся результатам расчетов и экспериментальным данным, составляет величину, близкую 50 кА [12–15]. Основным наблюдаемым источником ионов является прианодная область диаметром менее 1 мм и протяженностью примерно 3 мм, которая в основном пространственно совпадает с областью формирования микропинчей. При наблюдении вдоль оси разряда полученное с помощью ионной камеры-обскуры изображение, по-видимому, отражает не только пространственную структуру испускающей ионный ток плазмы, но и условия формирования направленности ионного потока, т.е. особенности этого изображения обусловлены взаимодействием ионов с магнитным полем канала тока. Согласно спектрометрическим измерениям, выполненным с помощью анализатора Томсона и того же трекового детектора, что применялся в камере-обскуре, основной вклад в формирование изображений на ионных обскурораграммах вносят одно- и двузарядные ионы с энергиями в диапазоне 10–70 кэВ. Ионы указанных энергий, как это было показано ранее, рождаются в плазме разряда на конечной стадии процесса формирования микропинча [3,6,7].

Список литературы

- [1] Долгов А.Н., Земченкова Н.В., Клячин Н.А., Прохорович Д.Е. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 9. С. 826.
- [2] Czyzewski T., Szydowski A. // Jour. Tech. Phys. 1981. Vol. 22. N 22. P. 153.
- [3] Бакишев Ю.Л., Блинов П.И., Вихрев В.В. // Физика плазмы. 2001. Т. 27. № 12. С. 1101.
- [4] Долгов А.Н., Вихрев В.В. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 3. С. 290.
- [5] Mozer A. Energieanalyse von schnellen ionen am plasma-focus // IPF-80-1. Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart. 1980. 108 p.
- [6] Веретенников В.А., Гурей А.Е., Долгов А.Н., Семенов О.Г., Тихомиров А.А. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 22. С. 78.
- [7] Долгов А.Н. // Физика плазмы. 1996. Т. 22. № 6. С. 629.
- [8] Гурей А.Е., Долгов А.Н., Прохорович Д.Е., Савелов А.С., Тихомиров А.А. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 1. С. 41.
- [9] Веретенников В.А., Долгов А.Н., Крохин О.Н., Семенов О.Г. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 8. С. 1107.
- [10] Вихрев В.В., Розанова Г.А. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. № 1. С. 75.
- [11] Пресняков Л.П., Усков Д.Б. // Труды ФИАН СССР. 1987. Т. 179. С. 103.
- [12] Вихрев В.В., Иванов В.В., Кошелев К.Н. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 6. С. 1211.
- [13] Гулин М.А., Долгов А.Н., Николаев Д.В., Савелов А.С. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 8. С. 1015.
- [14] Долгов А.Н., Кириченко Н.Н., Ляпидевский В.К., Савелов А.С., Салахутдинов Г.Х. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. № 1. С. 97.
- [15] Долгов А.Н. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 8. С. 733.