

УДК 533.952

Возможный механизм формирования наблюдаемой структуры источников мягкого рентгеновского излучения в микропинче

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

В плазме микропинчевого разряда наблюдается устойчивое формирование трубчатой области, излучающей в диапазоне L-спектра плазмообразующего элемента. Оценки показывают, что за формирование трубчатого источника мягкого рентгеновского излучения может отвечать аномальное скинирование тока в перетяжке вследствие быстрого возрастания напряженности поля, вызванного аномальным ростом сопротивления плазмы.

PACS: 52.58.Lq

Ключевые слова: микропинчевый разряд, источник мягкого рентгеновского излучения, пространственная структура, плазма.

Введение

В литературе имеются свидетельства в пользу того, что плазменный канал тока в плотном Z-пинче может обладать достаточно сложной пространственной структурой [1—3].

Характерное для плотных пинчей падение величины полного тока при сжатии пинча до минимального размера обычно связывают с ростом сопротивления плазмы в перетяжке, что находит подтверждение в эксперименте. При этом может происходить перераспределение плотности тока в разряде, в пользу чего говорят результаты измерений электронной плотности и температуры при условии выполнения равновесия Беннета и результаты исследования структуры магнитного поля.

Авторы настоящей работы, используя достаточно часто применяемые методы диагностики, задались целью прояснить возможные причины наблюдаемой пространственной структуры источников мягкого рентгеновского излучения в микропинчевом разряде.

Постановка эксперимента

Эксперименты выполнены с использованием электроразрядного устройства типа сильноточной

вакуумной искры [4, 5]. Разряд осуществлялся в продуктах эрозии материала электродов (преимущественно железо, точнее, Ст.3). Время нарастания тока — 1,5 мкс. Свидетельством режима микропинчевания являлось устойчивое появление характерного импульса на сигнале с магнитного зонда вблизи момента достижения максимума тока (так называемой «особенности») и регистрация изображений локализованных источников рентгеновского излучения указанного диапазона — так называемых «горячих точек» — на рентгеновских (в диапазоне длин волн $\lambda < 0,3$ нм) обскурограммах [1—3].

Исследование пространственной структуры источников мягкого рентгеновского излучения в разряде осуществлялось с помощью камеры-обскуры, которая позволяла формировать изображение источников излучения с длиной волны $\lambda < 1,5$ нм и пространственным разрешением по объекту не хуже 20 мкм (детектор — рентгеновская фотопленка без защитного желатинового покрытия, фильтр — бериллиевая фольга толщиной 15 мкм).

Для получения наглядной информации о пространственной структуре и динамике плазмы разряда была применена техника теневой фотографии с импульсным лазером в качестве осветителя. Длительность высвечивания зондирующего излучения с длиной волны 337 нм составила 6 нс. Теневое фотографирование межэлектродного пространства осуществлялось в заданный момент времени благодаря системе синхронизации и требуемой задержке между моментом инициации разряда и импульсом зондирующего лазерного излучения [6].

С целью получения информации об условиях формирования микропинчевой области проводилось исследование линейчатого спектра рентге-

Долгов Александр Николаевич, вед. научный сотрудник¹.

Прохорович Дмитрий Евгеньевич, ст. научный сотрудник¹.

Клячин Николай Альбертович, доцент².

¹ФГУП «ВНИИА им. Н. Л. Духова».

Россия, Москва, 127055, ул. Сушевская, 22.

Тел.: 8 (495) 313-96-79, 8 (495) 400-19-48.

E-mail: alnikdolgov@mail.ru; vnii4@vniia.ru

²НИЯУ МИФИ.

Россия, Москва, 115409, Каширское ш., 31.

Тел.: 8 (495) 788-56-99, 8 (495) 788-97-21.

E-mail: naklyachin@mephi.ru

Статья поступила в редакцию 13 мая 2015 г.

© Долгов А. Н., Прохорович Д. Е., Клячин Н. А., 2015

новского излучения в области характеристического излучения материала электродов. Регистрация спектра осуществлялась с помощью кристаллического спектрографа с горизонтальной фокусировкой по схеме Иоганна [7]. Спектрограф размещался за пределами вакуумной камеры. Диспергирующий элемент — изогнутый кристалл SiO_2 ($10\bar{1}0$), двойное межплоскостное расстояние кристалла составляет 0,850 нм; спектр регистрировался во втором порядке отражения. Плоскость дисперсии спектрографа была ориентирована перпендикулярно оси разряда. Детектор излучения — медицинская рентгеновская фотопленка в светонепроницаемом экране, но прозрачном для излучения с длиной волны $\lambda < 0,2$ нм.

Результаты эксперимента

Теневое фотографирование показывает, что процесс пинчевания начинается с формирования токово-плазменной оболочки и ее схождения к оси разряда. В результате схлопывания токово-плазменной оболочки образуется плазменный столб, который на тенеграммах выглядит вполне однородным. В дальнейшем происходит развитие процесса пинчевания, т. е. образование и сжатие перетяжки на плазменном столбе. Минимальный фиксируемый на тенеграммах радиус перетяжки составляет около 0,1 мм (см. рис. 1). Указанное состояние можно идентифицировать с первой стадией микропинчевания, часто называемой магнитогидродинамической [7]. На рентгеновских обскурограммах в спектральном диапазоне $\lambda < 1,5$ нм, когда изображение формируется собственным излучением плазмы (в основном отвечающим L -спектру железа), область перетяжки представляет собой вытянутое вдоль оси разряда образование, длина которого может меняться в пределах 0,2—0,8 мм, а поперечный размер — в пределах 0,05—0,2 мм (см. рис. 2). Мы наблюдаем здесь перетяжку в процессе завершения первой стадии микропинчевания и перехода ко второй стадии, обычно называемой радиационным сжатием, когда уменьшение погонного числа частиц в перетяжке приводит к разогреву плазмы до температуры, обеспечивающей эффективную ионизацию L -оболочки ионов железа и высокий уровень лучистых потерь из перетяжки за счет просветления плазмы для излучения [7].

На обскурограммах регулярно регистрируются структуры в виде пары узких линий шириной 0,02—0,07 мм, причем обычно параллельных, реже — пересекающихся. Вероятно, это является отражением трубчатой геометрии излучающего объекта. Тот факт, что характер изображения не изменяется при варьировании на порядок величи-

ны достигаемой в разряде силы тока, не позволяет трактовать данное изображение как свидетельство расщепления пинча на токовые нити.

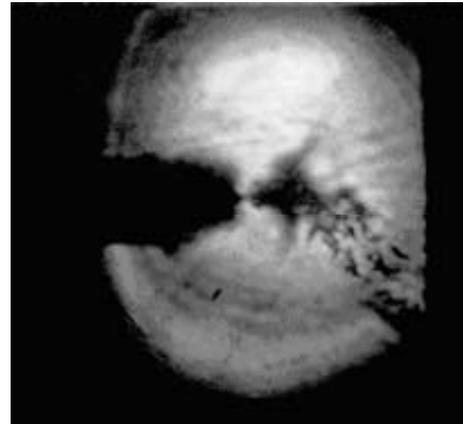


Рис. 1. Тенеграмма плазмы разряда на стадии первого сжатия (минимальный радиус перетяжки — 0,1 мм)

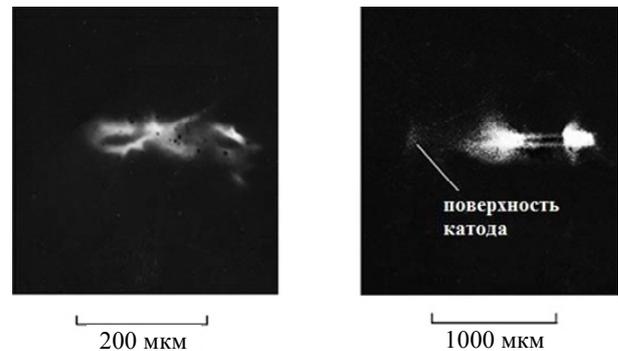


Рис. 2. Типичные обскурограммы, полученные с помощью вакуумной камеры-обскуры $\lambda < 1,5$ нм за один разряд: а — угол раствора конического электрода 90° , б — угол раствора конического электрода 30°

Эксперименты с внутренними электродами различной конфигурации, а именно, с различающимися в интервале от 30° до 90° углами раствора конического наконечника, показали следующее. Процессы на электродах и вблизи их поверхностей способны влиять на динамику плазмы разряда, в том числе и на процесс образования области плотной горячей плазмы в результате развития перетяжки. Например, уменьшение угла раствора приводит к возрастанию длины микропинча, регистрируемой в спектральном диапазоне $\lambda < 1,5$ нм, т. е. в первом сжатии. В диапазоне $\lambda < 0,3$ нм, т. е. во втором сжатии, изменения размеров микропинча не наблюдается. С уменьшением угла раствора внутреннего электрода заметно возрастает выход мягкого рентгеновского излучения за один разряд, что, по-видимому, отражает, в первую очередь, увеличение объема плазмы, вовлекаемой в первое сжатие плазменного столба. Регистрация рентгеновского K -спектра излучения ионов железа раз-

личной кратности ионизации методами дифракционной спектроскопии показала, что использование внутреннего электрода конической формы с малым углом раствора приводит к возрастанию вклада в рентгеновский спектр микропинчового разряда высокозарядных ионов Fe^{+17} — Fe^{+19} , которые появляются в микропинче во втором сжатии, что может свидетельствовать об увеличении достигаемой плотности плазмы и, возможно, температуры в перетяжке. В то же время не наблюдается возрастания вклада излучения ионов более высоких кратностей ионизации (рис. 3), появляющихся в разряде на стадии развала микропинча вследствие аномального тепловыделения [8].

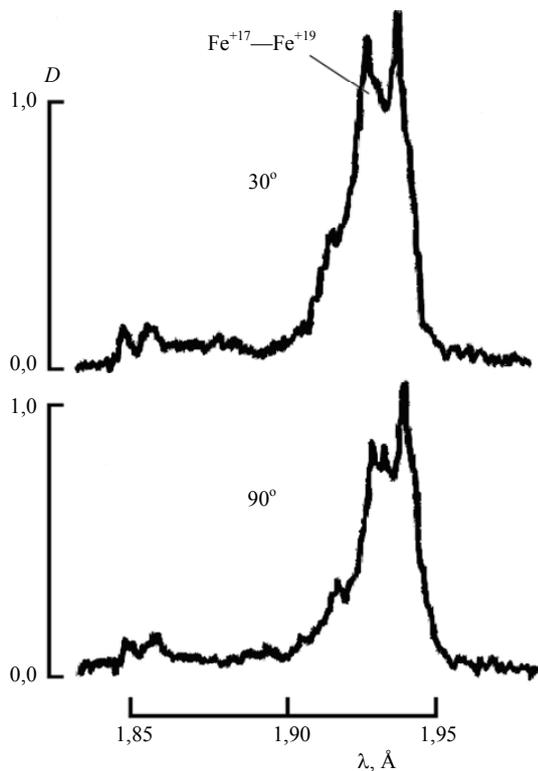


Рис. 3. Пропись спектрограмм характеристического излучения плазмы железа

Обсуждение результатов эксперимента

Классическое скинирование переменного тока не обеспечивает наблюдаемой неоднородности разогрева плазменного шнура в первом сжатии [8]. Регистрируемое уменьшение силы тока относительно невелико по причине большой индуктивности разрядного контура. В таких условиях возрастание сопротивления проводящей среды приводит к быстрому возрастанию напряженности электрического поля, что может стать, в свою очередь, причиной скинирования поля в области перетяжки. В предположении, что перенос тока в начальной стадии его спада обеспечивают убегающие, т. е. переходящие в режим ускорения

электроны, а изменениями плотности плазмы можно пренебречь, оказывается возможным получить для оценки характерной глубины проникновения поля в плазму соотношение из работы [9]:

$$\delta_{anom} \approx \left(\frac{\epsilon_0 \times m_e \times c^2 \times r}{n_e \times e^2} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (3)$$

где m_e и e — масса и заряд электрона, n_e — электронная плотность плазмы, r — радиус перетяжки, ϵ_0 — диэлектрическая постоянная, c — скорость света в вакууме.

При $r \approx 0,1$ мм и $n_e \approx 10^{26}$ м⁻³, что соответствует первой стадии микропинчевания, получим $\delta_{anom(1)} \approx 3$ мкм. При $r \approx 0,01$ мм и $n_e \approx 10^{28}$ м⁻³, что соответствует второй стадии микропинчевания, получим $\delta_{anom(2)} \approx 0,3$ мкм.

Механизм аномального скин-эффекта, приведенный выше, может осуществляться, если характерное время нарастания сопротивления в области перетяжки будет меньше времени проникновения поля на глубину δ_{anom} в плазму с параметрами, соответствующими стадии, предшествующей ее турбулизации, т. е. если выполнено условие

$$\tau_{dif} > \tau_{turb}, \quad (4)$$

в котором $\tau_{dif} \approx \mu_0 \times \mu \times \sigma \times \delta_{anom}^2$. (5)

Проводимость плазмы во втором сжатии без учета аномального роста сопротивления при $T_e \approx 1$ кэВ и $Z \approx 20$ [7] составит $\sigma_{кул(2)} \approx 10^6$ Ом⁻¹·м⁻¹. Оценка характерного времени проникновения поля на глубину равную δ_{anom} , даст величину для первого и второго сжатия соответственно $\tau_{dif(1)} \approx 10^{-12}$ с и $\tau_{dif(2)} \approx 10^{-13}$ с.

Увеличение сопротивления плазмы из-за ее турбулизации может быть учтено с помощью следующего выражения для коэффициента проводимости [10]:

$$\sigma_{turb} = \frac{\sigma_{кул}}{1 + v_{eff} \times \tau_{ei}}. \quad (6)$$

Здесь введено среднее время кулоновских электрон-ионных столкновений

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

а также эффективная частота рассеяния электрона на волнах для нижнегибридных дрейфовых электрон-звуковых колебаний, обладающих наименьшим порогом возбуждения [10]:

$$v_{eff} = \left(\frac{u}{v_i} \right) \times (\omega_{Be} \times \omega_{Bi})^{1/2}. \quad (8)$$

В последнем выражении использованы обозначения: u — скорость токового дрейфа электронов, v_i — средняя тепловая скорость ионов, ω_{Be} и ω_{Bi} — электронная и ионная циклотронные частоты соответственно. Используя одно из уравнений Максвелла в интегральной форме

$$2\pi \times r \times B = \mu_0 \times \mu \times I, \quad (9)$$

где r — радиус перетяжки, I — ток разряда, B — индукция магнитного поля на границе перетяжки; можем получить расчетную формулу для оценки эффективной частоты рассеяния электронов на колебаниях в плазме:

$$v_{eff} = \left(\frac{\mu_0 \times I^3}{16\pi^2 \times k \times T_e \times e \times n_e^2 \times r^5} \right) \times \sqrt{\frac{Z \times m_i}{m_e}} \quad (10)$$

при $\mu = 1$ и $T_e = T_i$.

В первом сжатии $\tau_{ei} \approx 2 \times 10^{-11}$ с, $v_{eff} \approx 2 \times 10^{14}$ с⁻¹. Следовательно, $\tau_{ei(1)} \times v_{eff(1)} \gg 1$, т. е. уже в первом сжатии микропинча достигаются условия для турбулизации плазмы. Характерное время турбулизации плазмы в указанном случае, в соответствии с [10], можно оценить следующим образом:

$$\tau_{turb} \approx (\omega_{Be} \times \omega_{Bi})^{-\frac{1}{2}}, \quad (11)$$

что даст величину $\tau_{turb(1)} \approx 5 \times 10^{-13}$ с и $\tau_{turb(2)} \approx 2 \times 10^{-13}$ с.

Таким образом, возникновение в микропинчевом разряде излучающей в рентгеновском диапазоне трубчатой структуры может быть объяснено с учетом развития в области перетяжки

аномального скин-эффекта на стадии перехода от первого МГД-сжатия ко второму (радиационному) сжатию.

Заключение

Результаты исследования указывают на то, что формирование трубчатой структуры микропинча происходит в процессе сжатия плазмы в перетяжке. Оценки свидетельствуют, что за формирование трубчатой структуры источников мягкого рентгеновского излучения в микропинчевом разряде может отвечать механизм аномального скинирования тока в результате аномального роста сопротивления плазмы перетяжки из-за раскочки в ней колебаний. Рост сопротивления плазмы, в свою очередь, имеет следствием быстрое возрастание напряженности электрического поля на стадии перехода от первого ко второму сжатию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Саркисов Г. С., Этлишер Б., Ателан С. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 61. № 5–6. С. 471.
2. Jakubowski L., Sadowski M., Zebrowski J. // Nucl. Fusion. 2001. V. 41. No. 6. P. 755.
3. Русских А. Г., Бакич Р. Б., Лабецкий А. Ю. и др. // Физика плазмы. 2001. Т. 27. № 7. С. 584.
4. Долгов А. Н., Клячин Н. А., Прохорович Д. Е. // Прикладная физика. 2012. № 5. С. 42.
5. Долгов А. Н., Клячин Н. А., Прохорович Д. Е. // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 5. С. 537.
6. Долгов А. Н., Ляпидевский В. К., Прохорович Д. Е. и др. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 2. С. 192.
7. Вихрев В. В., Иванов В. В., Кошелев К. Н. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 6. С. 1211.
8. Долгов А. Н., Вихрев В. В. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 3. С. 230.
9. Шерозия Г. А. Точечные источники пучков заряженных и нейтральных частиц для лазерных спектрометров / Дисс. ... докт. физ.-мат. наук. — М., 1989.
10. Вихрев В. В., Иванов В. В., Кошелев К. Н. Динамика плазмы в микропинче / Препринт ИАЭ-3359/6. — М., 1980.

A possible mechanism of the observed patterns of the soft X-ray radiation in a micropinch

A. N. Dolgov¹, D. E. Prokhorovich¹, and N. A. Klyachin²

¹Dukhov All-Russia Research Institute of Automation
22 Sushchevskaya str., Moscow, 127055, Russia
E-mail: alnikdolgov@mail.ru; vniia4@vniia.ru

²National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute)
31 Kashirskoe sh., Moscow, 127055, Russia
E-mail: naklyachin@mephi.ru

Received May 13, 2015

The micropinch discharge plasma demonstrates the steady formation of a tubular region radiating to the L-band spectrum of the plasma-forming element. Estimates show that the formation of the tubular source of the soft X-ray radiation can be explained by the anomalous skin effect of a current in the constriction due to rapid increase of the field strength, caused by the abnormal growth of a plasma resistance.

PACS: 52.58.Lq

Keywords: micropinch discharge, source, soft X-ray radiation, spatial structure, plasma.

REFERENCES

1. G. S. Sarkisov, B. Etlisher, S. Atelan, et al., JETP Lett. **61**, 471 (1995).
2. L. Jakubowski, M. Sadowski, and J. Zebrowski, Nucl. Fusion **41**, 755 (2001).
3. A. G. Russkikh, R. B. Baksht, A. Yu. Labetsky, et al., Plasma Phys. Rep. **27**, 584 (2001).
4. A. N. Dolgov, N. A. Klyachin, and D. E. Prokhorovich, Prikladnaya Fizika, No. 5, 42 (2012).
5. A. N. Dolgov, N. A. Klyachin, and D. E. Prokhorovich, Uspekhi Prikladnoi Fiziki **1**, 537 (2013).
6. A. N. Dolgov, V. K. Lyapidevsky, D. E. Prokhorovich, et al., Plasma Phys. Rep. **31**, 192 (2005).
7. V. V. Vikhrev, V. V. Ivanov, and K. N. Koshelev, Plasma Phys. Rep. **8**, 1211 (1982).
8. A. N. Dolgov and V. V. Vikhrev, Plasma Phys. Rep. **31**, 230 (2005).
9. G. A. Sheroziya, Doctoral Dissertation in Mathematics and Physics (Moscow, 1989).
10. V. V. Vikhrev, V. V. Ivanov, and K. N. Koshelev, *Dynamics of Plasma in Micropinch* (Preprint IAE-3359/6, Moscow, 1980) [in Russian].