

04

## **Спектрополяриметрические исследования пучков нетепловых электронов в вакуумном искровом разряде**

© О.А. Башутин, А.С. Савелов

Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“, Москва  
E-mail: boa308@mail.ru

Поступило в Редакцию 4 сентября 2014 г.

Представлены результаты исследований потоков нетепловых электронов в плазме сильноточной вакуумной искры методами поляризационной спектроскопии. Экспериментально показана зависимость поляризации тормозного излучения от соотношения энергий регистрируемых квантов и энергии электронов в пучке. Установлено влияние электрической конфигурации электродной системы на эффективность пинчевания вакуумного искрового разряда и энергию образующихся в плазме пучков нетепловых электронов.

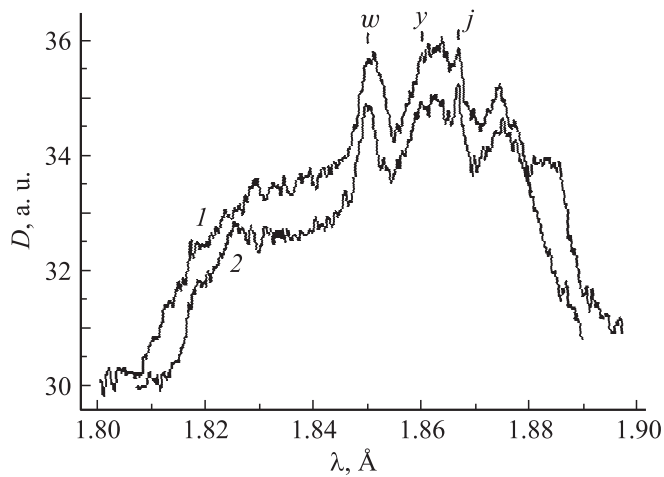
Среди источников рентгеновского излучения, представляющих интерес для технологических и диагностических целей, отдельное место занимают пинчевые разряды, характерной особенностью которых является присутствие в спектре излучения квантов с энергией, существенно превышающей разность потенциалов на электродах [1,2]. Происхождение этого излучения связывается со взаимодействием разрядной плазмы и поверхности электродов с пучками быстрых электронов, образующихся при локальном пинчевании плазменного столба до микронных размеров (микропинч). Информация о направленности и энергетике таких пучков нетепловых электронов важна для понимания механизма их формирования и управления параметрами излучения.

В данной работе представлено исследование потоков нетепловых электронов в плазме сильноточной низкоиндуктивной вакуумной искры (СНВИ), основанное на анализе поляризации рентгеновского излучения разрядной плазмы.

Исследования проводились на микропинчевой установке „Зона-2“ (НИЯУ МИФИ) [3]. Использовалась электродная конфигурация с внутренним острым анодом и внешним плоским катодом. Оба электрода были изготовлены из железа. При зарядном напряжении 15 кВ максимальный ток разряда достигал 150 кА при периоде разряда 8.5  $\mu$ s. Для регистрации спектра рентгеновского излучения использовались 2 одинаковых фокусирующих спектрографа ФСПР-1Д с пространственным разрешением  $\sim 100 \mu$ m в направлении, ортогональном плоскости дисперсии. Спектрографы располагались под углом 90° к оси разрядной системы так, что плоскость дисперсии одного спектрографа была перпендикулярна, а второго — параллельна оси разряда. Регистрация спектров производилась на рентгеновскую фотопленку. При использованных настройках регистрировался спектральный диапазон 1.83–1.88 Å, который включает в себя линии гелиеподобных FeXXV и литиеподобных FeXXIV ионов железа.

Регистрируемое излучение  $I_0$  можно рассматривать как суперпозицию составляющих с направлениями векторов электрического поля волны параллельно  $I_{\parallel}$  и перпендикулярно  $I_{\perp}$  оси разрядной системы. Соответственно один из спектрографов преимущественно выделял компоненту излучения с направлением колебаний электрического вектора волны, параллельным оси разряда, а другой — с перпендикулярным. Интегральные по всему разрядному промежутку денситограммы полученных спектров показаны на рисунке. Видно, что характеристические линии многозарядных ионов наблюдаются на фоне достаточно интенсивного континуума, причем интенсивность континуума с преимущественно ортогональной компонентой  $I_{\perp}$  превышает значение для преимущественно параллельной компоненты  $I_{\parallel}$ . При этом пространственная область излучения континуума занимает промежуток между точкой локализации микропинча и анодом.

Температура электронов в микропинче достигает значений  $T_e > 1$  keV. При взаимодействии электронов такой энергии с атомами и ионами окружающей плазмы основной вклад в излучение континуума приходится на тормозное излучение, которое несет прямую информацию о направленном движении электронов. В модельных расчетах [4]



Денситограммы спектров, полученных спектрографами с ориентацией плоскости дисперсии параллельно (1) и перпендикулярно (2) оси разряда. Символы  $w$  и  $y$  обозначают положение резонансной и интеркомбинационной линий гелиеподобных ионов железа, а символ  $j$  — соответствующего сателлита резонансной линии.

было показано, что степень поляризации тормозного рентгеновского излучения при заданной энергии электронного пучка  $E_0$  может изменяться для разных частот излучаемых фотонов от  $P_B(h\nu) = 1$  на нижних частотах ( $h\nu \rightarrow 0$ ) до  $P_B(h\nu) = -1$  на верхних частотах ( $h\nu \rightarrow E_0$ ) как

$$P_B(h\nu) = \frac{I_{\perp}(h\nu) - I_{\parallel}(h\nu)}{I_{\perp}(h\nu) + I_{\parallel}(h\nu)}, \quad (1)$$

где  $I_{\perp}(h\nu)$  и  $I_{\parallel}(h\nu)$  — компоненты излучения на частоте  $\nu$  с направлениями электрического вектора перпендикулярно и параллельно оси разряда соответственно.

В исследованном спектральном диапазоне ( $h\nu \approx 6.6-6.7$  keV) интенсивности соответствующих компонент континуума, восстановленные по результатам измерений, соответствуют степени поляризации  $P_B \approx 0.1$ . Такое значение степени поляризации свидетельствует, что регистрируемый спектральный диапазон принадлежит к низкочастотной части спектра тормозного излучения и, следовательно, вызывается

движением вдоль оси разряда из области пинчевания к аноду пучка надтепловых электронов с энергией  $E_0$ , намного превышающей энергию квантов регистрируемого спектрографом излучения, т.е.  $E_0 \gg 7 \text{ keV}$ . Такая оценка согласуется с полученными нами ранее данными [5] о наличии в области пинчевания группы электронов с эквивалентной температурой (в случае максвелловского распределения по скоростям)  $T_e \approx 20 \text{ keV}$ . Причиной образования пучка надтепловых электронов может являться развитие аномально высокого сопротивления плазмы в области пинчевания, сопровождающееся возникновением сильного продольного электрического поля.

Подобные измерения поляризации континуума при такой же геометрии разрядной системы и одинаковом разрядном токе, но при противоположной полярности напряжения на электродах, были выполнены авторами работы [6]. Данные, полученные в том же спектральном диапазоне, указывают на отрицательную поляризацию тормозного излучения  $-1 < P_B \ll 0$ . Согласно (1), это свидетельствует о распространении вдоль оси разряда пучка электронов с энергией  $E_0$  порядка энергии регистрируемых фотонов, т.е.  $E_0 \sim 8 \text{ keV}$ , что согласуется с данными о температуре быстрых электронов, полученными для той же разрядной системы методом „серых“ фильтров [7]. Мы полагаем, что столь невысокая энергия электронов в аксиальном пучке является следствием использования обратной полярности потенциалов на электродах. В работе [8] было показано, что в подобном случае уменьшается эффективность пинчевания СНВИ и, как следствие, снижается величина генерируемого аксиального электрического поля.

Возбуждение ионов плазмы направленными пучками электронов, а также присутствие сильных электрических и магнитных полей может приводить к поляризации линий характеристического спектра излучения [9]. Причем степень поляризации отдельных линий может быть различна. На рисунке на фоне континуума отчетливо выделяются характеристические линии ионов FeXXIV и FeXXV. В отличие от континуума источник этого излучения локализован в области формирования микропинча и его размер не превышает  $100 \mu\text{m}$ . Если принять уровни интенсивностей континуума за точки отсчета, то можно оценить степень поляризации этих спектральных линий. Различие интенсивностей линий, полученных спектрографами с взаимно перпендикулярными плоскостями дисперсии, не превышает 5% для резонансной  $w$  ( $1s2p^1P_1-1s^2^1S_0$ ,  $\lambda = 1.8505 \text{ \AA}$ ) и интеркомби-

национной  $y$  ( $1s2p^3P_1-1s^2^1S_0$ ,  $\lambda = 1.8596 \text{ \AA}$ ) линий гелиеподобных ионов FeXXV и достигает 20% для диэлектронного сателлита  $j$  ( $1s2p^2^2D_{5/2}-1s^22p^2P_{3/2}$ ,  $\lambda = 1.8657 \text{ \AA}$ ) резонансной линии. Излучение диэлектронных сателлитов, возбуждаемых моноэнергетичным пучком электронов, поляризовано преимущественно в направлении распространения электронного пучка [10]. Кроме того, отношение интенсивности  $I_j$  сателлита  $j$  к интенсивности  $I_w$  резонансной линии  $w$  не зависит от концентраций электронов и ионов и обратно пропорционально электронной температуре плазмы  $T_e$ . Поэтому полученные спектры свидетельствуют о том, что в области образования микропинча температура электронов, а следовательно, и их скорость в поперечном к оси разряда направлении выше, чем в продольном.

Таким образом, установлено, что скорость поперечного движения электронов в микропинче превышает скорость их аксиального движения, что может свидетельствовать о возникновении сильного радиального электрического поля в микропинчевой области СНВИ. В то же время в промежутке между областью микропинчевания и анодом пучок надтепловых электронов движется параллельно оси разряда. При этом энергия электронов в аксиальном пучке определяется эффективностью пинчевания разряда и при прочих равных условиях зависит от полярности напряжения на электродах. Экспериментально показана зависимость поляризации тормозного излучения СНВИ от соотношения энергии регистрируемых квантов и энергии электронного пучка. Это позволяет оценивать энергию надтепловых электронов по степени поляризации тормозного континуума в заданном спектральном диапазоне.

## Список литературы

- [1] Haines M.G. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2011. V. 53 P. 093 001.
- [2] Koshelev K.N., Pereira N.R. // J. Appl. Phys. 1991. V. 69 (10). P. 21.
- [3] Башутин О.А., Алхимова М.А., Вовченко Е.Д. и др. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 11. С. 1006. [Bashutin O. A., Alkhimova M. A., Vovchenko E.D. et al. // Plasma Phys. Rep. 2013. V. 39. N 11. P. 900.].
- [4] Gluckstern R.L., Hull M.H. // Phys. Rev. 1953. V. 90. N 6. P. 1030.
- [5] Аверин М.С., Байков А.Ю., Башутин О.А. и др. // ПТЭ. 2006. № 2. С. 128. [Averin M.S., Baykov A.Yu., Bashutin O.A. et al. // Instrum. and Exp. Techn. 2006. V. 49(2). P. 265.].

- 
- [6] Долгов А.Н., Клячин Н.А., Прохорович Д.Е. // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 5. С. 537.
- [7] Долгов А.Н., Савелов А.С., Салахутдинов Г.Х. // Прикладная физика. 2008. № 5. С. 35.
- [8] Башутин О.А., Вовченко Е.Д., Додулад Э.И. и др. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 3. С. 261. [Bashutin O.A., Vovchenko E.D., Dodulad E.I. et al. // Plasma Phys. Rep. 2012. V. 38. N 3. P. 261.].
- [9] Fujimoto T., Iwamae A. Plasma Polarization Spectroscopy. N.Y.: Springer, 2008. 384 p.
- [10] Shlyaptseva A.S., Hansen S., Kantsyrev V.L. et al. // Proc. 3rd US-Japan Workshop on Plasma Polarization Spectroscopy. Livermore, California, June 18–21, 2001. P. 93.