

04;10

О роли высокоэнергетичных электронов в формировании структуры плазменно-пучкового разряда с щелевым катодом

© Н.А. Ашурбеков, К.О. Иминов, В.С. Кобзева, О.В. Кобзев

Дагестанский государственный университет, Махачкала
E-mail: nashurb@mail.ru

Поступило в Редакцию 14 ноября 2006 г.

Экспериментально исследована пространственная структура оптического излучения плазмы при попережном наносекундном электрическом разряде с щелевым катодом. Установлена связь между режимами релаксации энергии быстрых электронов и формированием структуры плазменно-пучкового разряда с щелевым катодом. Показано, что высокие значения коэффициента электронной эмиссии, полученные в работе, не могут быть объяснены эмиссией электронов с катода при его бомбардировке быстрыми тяжелыми частицами.

PACS: 52.40.Mj

Известно, что в плазме при высоких приведенных значениях электрического поля E/N реализуется режим непрерывного ускорения („убегания“) электронов [1]. Явление убегания электронов реализуется в области пробоя разряженных газов слева от минимума кривых Пашена [2] или в прикатодном слое тлеющего разряда [3]. В этих случаях при превышении значения E/N , некоторого критического значения $(E/N)_{cr}$, генерируется анизотропное распределение электронов с высокоэнергетичным „хвостом“. Несмотря на большое количество работ, посвященных исследованию этого явления, к настоящему времени нет единого мнения о динамике самосогласованного развития плазменно-пучкового разряда и ускорения электронов в нем [4,5]. Свойства плазменно-пучкового разряда во многом определяются условиями в стадии его формирования и геометрией катода. В связи с этим значительный интерес представляют разряды с щелевым катодом, в которых могут

быть реализованы условия для генерации пучка быстрых электронов с энергией до 1 keV [6].

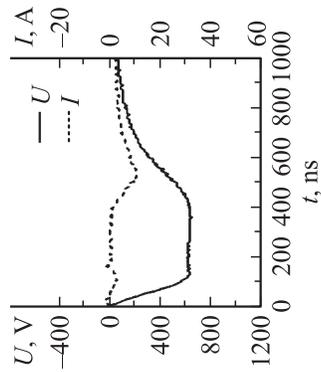
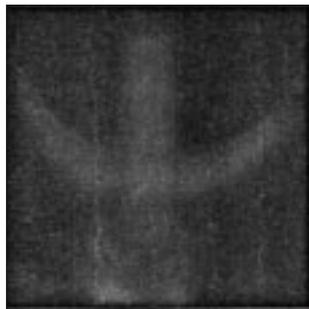
Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию влияния высокоэнергетичных электронов на структурные особенности и динамику оптического излучения поперечного наносекундного плазменно-пучкового разряда с щелевым катодом.

Конструкции используемой разрядной камеры, генератора импульсов напряжения и методы регистрации описаны в работе [6].

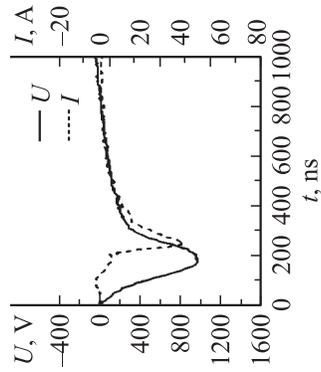
Исследования проводились в разряде в гелии в диапазоне давлений газа $1 \div 100$ Torr. Величина амплитуды напряжения генератора импульсов напряжения регулировалась в диапазоне $0.5 \div 5$ kV, при этом амплитуда импульса тока разряда менялась в пределах $10 \div 500$ A. Были выполнены систематические исследования пространственно-временной динамики оптического излучения разряда в He в зависимости от давления газа и амплитуды импульсов напряжения.

Характерные картины пространственного распределения оптического излучения между электродами и соответствующие им вольт-амперные характеристики разряда при давлении газа 20 Torr приведены на рисунке, *a–e*. Из этого рисунка видно, что, например, при напряжении пробоя $U_{br} = 600$ V слабое свечение разряда, которое носит диффузный характер, локализовано у внешней поверхности катода и занимает полость щели до ее середины. При этом у поверхности анода также наблюдается небольшая светящаяся область, разделенная областью темного пространства от области у катода (см. рисунок, *a*). С ростом величины U_{br} уменьшается область темного пространства между катодом и анодом за счет увеличения светящейся области со стороны электродов и одновременно увеличивается интенсивность оптического излучения во всем промежутке (см. рисунок, *b*). При дальнейшем повышении U_{br} оптическое излучение заполняет весь промежуток между катодом и анодом и у выхода из щели катода наблюдается яркосветящаяся область с максимальной величиной интенсивности излучения (см. рисунок, *c*). Величина разрядного тока в этих условиях составляет 90 A, а напряжение U_{br} — 1400 V. Если U_{br} поднять еще выше, то размеры яркого пятна у выхода из щели увеличиваются за счет расширения пятна по центру разряда в сторону анода (см. рисунок, *d*) и при $U_{br} = 1850$ V яркосветящаяся область достигает анода. Из рисунка, *e* видно, что поперечное сечение яркосветящейся области принимает сложную форму, сужаясь в центре и в

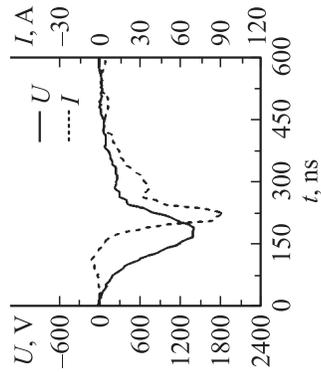
a
 $U_{br} = 600 \text{ V}$



b
 $U_{br} = 950 \text{ V}$



c
 $U_{br} = 1400 \text{ V}$

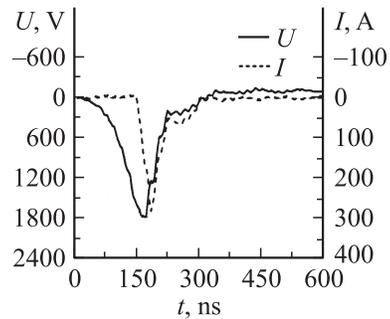
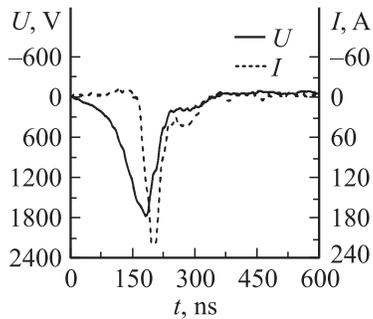
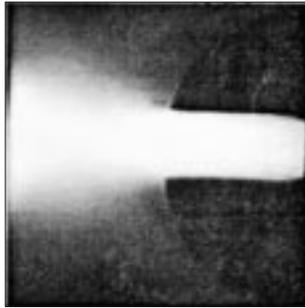


d

$U_{br} = 1750 \text{ V}$

*e*

$U_{br} = 1850 \text{ V}$

*Продолжение рисунка.*

дальнейшем расширяясь в сторону анода. На поверхности анода размер области свечения становится почти в 2 раза больше, чем у выхода из щели.

Поскольку излучение разряда в основном связано с взаимодействием электронов, ускоренных в прикатодном слое, с атомами газа, проанализируем основные механизмы эмиссии электронов с катода в рассматриваемых условиях. Для этого оценим значения коэффициента электронной эмиссии катода γ по результатам вольт-амперных характеристик (см. рисунок) при достижении импульсом тока разряда своего

максимального значения, пользуясь соотношением

$$\gamma = \frac{j_m}{j_i(0)} - 1, \quad (1)$$

где j_m — плотность полного тока разряда в максимуме, $j_i(0)$ — плотность ионного тока на катоде в соответствующий момент времени. Значение $j_i(0)$ можно оценить из соотношений [7]

$$j_i(x) = en_i(x)v_i(x); \quad n_i(x) = -\varepsilon_0(dE(x)/dx); \quad v_i(x) = A\sqrt{E(x)/N}, \quad (2)$$

где n_i и v_i — концентрация и дрейфовая скорость ионов; A — константа, для ионов He^+ равная $1 \cdot 10^{13}$. Значения $E(0)$ и $dE(x)/dx|_{x=0}$ определены из кривых зависимостей $U(t)$, предполагая, что поле в прикатодном слое $0 < x < d_c$ спадает линейно, и учитывая, что на длине катодного падения потенциала d_c в соответствии с формулой (3) падает 40% от U_{br} . Для полученных значений $E(0)$ и $dE(x)/dx|_{x=0}$ расчет по формулам (2) и (1) дает значения γ , приведенные в таблице. Сравнивая полученные значения γ со значениями обобщенного коэффициента эмиссии электронов с катода в результате бомбардировки катода тяжелыми частицами γ_1 , полученными для рассматриваемых условий по расчетным формулам из работы [8], видим, что для исследуемых условий доминирующую роль, видимо, играет фотоэлектронная эмиссия.

В таблице в скобках приведены также значения γ_1 , полученные по аппроксимационной формуле из работы [9]

$$\gamma_1 = -0.84 + 1.43 \cdot 10^{-3} \cdot U_{cf} + 1.35 \cdot 10^{-8} \cdot (U_{cf})^2,$$

где величина катодного падения потенциала U_{cf} бралась равной величине U_{br} .

Для установления степени влияния ускоренных электронов на структуру и динамику оптического излучения разряда оценим энергии ускоренных электронов и вычислим длины пробега этих электронов в плазме. Для оценки значения поля в прикатодном слое $0 < x < d_c$ была использована аппроксимация [10] $E/E_0 = (1-x)^m$, $0 < m < 1$. Для аномального тлеющего разряда с щелевым катодом, когда d_c мало, $m = 2/3$, а значение прикатодного падения потенциала

$$U_{cf} = 2E_0d_c/5. \quad (3)$$

Рисунок	U_{cf} , V	J_m , A/cm ²	γ	γ_1	$E/N \cdot 10^{16}$, V · cm ²	ε_{th} , eV	δ_r	Λ , cm
<i>a</i>	240	0.83	2.6	0.42	10	900	0	0.15
<i>b</i>	380	3.50	3.5	0.70	16	500	0.08	0.31
<i>c</i>	560	7.50	4.7	0.94	23	150	0.25	0.55
<i>d</i>	700	18.30	6.0	1.10(1.70)	29	100	0.46	0.78
<i>e</i>	740	23.30	6.3	1.24(1.86)	31	100	0.55	0.85

Для оценки значений U_{cf} по формуле (3), приведенных в таблице, величина $E_0 d_c$ бралась равной величине U_{br} . Оценки длины свободного пробега электронов по отношению к неупругим процессам для $p = 20$ Торг дает значение $\lambda = 1/(N\sigma) \approx 4 \cdot 10^{-2}$ см, где $\sigma(\varepsilon) \approx 4 \cdot 10^{-17}$ см² — сечение ионизации [11], $N = 3.3 \cdot 10^{16} \cdot p$ [Торг] см⁻³ — плотность гелия. Полученная оценка показывает, что для условий данной работы, где $d_c \sim 10^{-2}$ см [12], $\lambda > d_c$, следовательно, электроны, эмитируемые с поверхности катода, проходят область катодного падения потенциала без столкновений и приобретают энергию $\varepsilon_1 = 240$ eV, $\varepsilon_2 = 380$ eV, $\varepsilon_3 = 560$ eV, $\varepsilon_4 = 700$ eV и $\varepsilon_5 = 740$ eV соответственно значениям U_{cf} . Длины пробега этих ускоренных электронов в плазме оценивались по формуле [13]

$$p\Lambda = 6.5 \cdot 10^{-4} (eU_{cf})^{1.54}. \quad (4)$$

Полученные значения Λ также приведены в таблице.

Из сравнения значений Λ с длинами светящихся областей у катода (см. рисунок, *a, b*) видно, что они совпадают и эти области представляют собой области отрицательного свечения. Для условий, представленных на рисунке, *c, d, e*, область отрицательного свечения достигает анода и излучение заполняет весь промежуток. Наблюдаемые изменения структуры разряда, динамики оптического излучения и величины разрядного тока можно качественно объяснить проникновением электрического поля в полость щелевого катода и его неоднородным перераспределением в разрядном промежутке, что приводит к появлению ускоренных электронов в разряде. Результаты численного расчета значений

энергетического порога убегания электронов ε_{th} и доли δ_r электронов, энергия которых в течение заданного интервала времени достигает ε_{th} (см. таблицу), показывают, что для условий рисунка, *a* и *b* убегающие электроны в плазме отсутствуют [14]. Структура разряда и динамика оптического излучения в этих условиях определяются взаимодействием ускоренных в катодном слое электронов с атомами газа. Например, для условий рисунка, *c* ускоренные в катодном слое электроны и до 25% вторичных электронов с энергией $\varepsilon_{max} < \varepsilon < \varepsilon_{th}$, где $\varepsilon_{max} = 75$ eV, могут перейти в режим непрерывного ускорения. По-видимому, под влиянием этих убегающих электронов длина области отрицательного свечения становится больше, чем Λ , и достигает анода. Для условий, показанных на рисунке, *d* и *e*, ускоренные в катодном слое электроны и до половины вторичных электронов с энергией $\varepsilon_{max} < \varepsilon < \varepsilon_{th}$ могут формировать группу убегающих электронов. Для этих же условий плотность плазмы в щели катода многократно возрастает, и она начинает играть роль плазменного катода, который становится основным эмиттером электронов. При $U_{br} = 1850$ V сильноточный (плотный) разряд, сжимаясь в центре разрядного промежутка, достигает анода. При этом группа убегающих электронов неупруго отражается от анода и, двигаясь во встречном поле, тормозится и эффективно ионизует и возбуждает атомы газа, что приводит к увеличению площади свечения у поверхности анода (см. рисунок, *e*). Ионы, которые появляются вблизи анода, начинают ускоренно двигаться в сторону катода, при этом в процессе перезарядки появляются быстрые атомы и эти тяжелые частицы, видимо, вносят существенный вклад во вторичную эмиссию с катода.

Таким образом, приведенные результаты показывают, что: а) высокие значения γ , полученные в работе, не могут быть объяснены эмиссией электронов с катода под действием его бомбардировки быстрыми тяжелыми частицами; б) при больших значениях E/N ($E/N \geq 20 \cdot 10^{-16}$ V · cm²) динамика развития и структура оптического излучения наносекундного плазменно-пучкового разряда с щелевым катодом в гелии существенно зависят от энергетической релаксации убегающих электронов, формируемых в процессе электрического пробоя газа.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке фонда РФФИ, проект № 05-02-17267-а.

Список литературы

- [1] *Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А.* // УФН. 1990. Т. 160. В. 7. С. 49–82.
- [2] *Lauer E.I., Yu S.S., Cox D.M.* // Phys. Rev. A. 1981. V. 23. N 5. P. 2250–2259.
- [3] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 591 с.
- [4] *Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И.* // УФН. 2004. Т. 174. № 9. С. 953–971.
- [5] *Бабич Л.П.* // УФН. 2005. Т. 175. № 10. С. 1069–1091.
- [6] *Ашурбеков Н.А., Иминов К.О.* // ТВТ. 1998. Т. 36. № 3. С. 368–373.
- [7] *Hayden H.C., Utterback N.G.* // Phys. Rev. 1964. V. 135. N A. P. 1575–1582.
- [8] *Колбычев Г.В.* // Оптика атмосферы и океана. 2001. Т. 14. № 11. С. 1056–1061.
- [9] *Сорокин А.Р.* // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 24. С. 89–94.
- [10] *Голубовский Ю.Б., Кудрявцев А.А., Некучаев В.О.* и др. Кинетика электронов в неравновесной газоразрядной плазме. СПб., 2004. 248 с.
- [11] *Физические величины* / Под ред. Н.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
- [12] *Королев Ю.Д., Месяц А.Г.* Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, 1982. 255 с.
- [13] *La Verne Jay A., Mozumder A.J.* // Phys. Chem. 1985. V. 89. N 20. P. 4219–4225.
- [14] *Бабич Л.П., Куцык И.М.* // ТВТ. 1995. Т. 33. № 2. С. 191–199.