

04;10

## **Электрические и оптические характеристики наносекундного разряда с щелевым катодом, ограниченного диэлектрическими стенками**

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

Дагестанский государственный университет, Махачкала

E-mail: nashurb@mail.ru

Поступило в Редакцию 10 мая 2007 г.

Экспериментально исследованы электрические и оптические характеристики ограниченного диэлектрическими стенками поперечного наносекундного разряда с щелевым катодом в гелии в диапазоне давлений газа 1–100 Торг. Показано, что величина плотности катодного тока многократно (на порядки) превышает плотность анодного тока для аномально тлеющего разряда. Установлена связь между характерными временами релаксации оптического излучения и быстрым диффузионным остыванием электронного газа после скачка пристеночного потенциала.

PACS: 52.40.Mj

В последнее время значительный интерес проявляется к созданию и исследованию плазменно-пучковых разрядов (ППР), где в процессе электрического пробоя газа формируется пучок быстрых электронов с энергией от нескольких сотен keV [1,2]. Для получения ППР используются как продольная, так и поперечная схемы импульсного разряда. Наиболее перспективным с точки зрения практических приложений является схема с поперечным наносекундным разрядом, где требуются меньшие значения рабочих напряжений [3]. Несмотря на успешное применение ППР для накачки активных сред газовых лазеров [4,5] и для получения сильноточных электронных и ионных пучков в различных инжекторах [6], физика таких разрядов выяснена недостаточно и требует дальнейшего изучения.

В данном сообщении приведены результаты экспериментального исследования электрических и оптических характеристик ограниченного

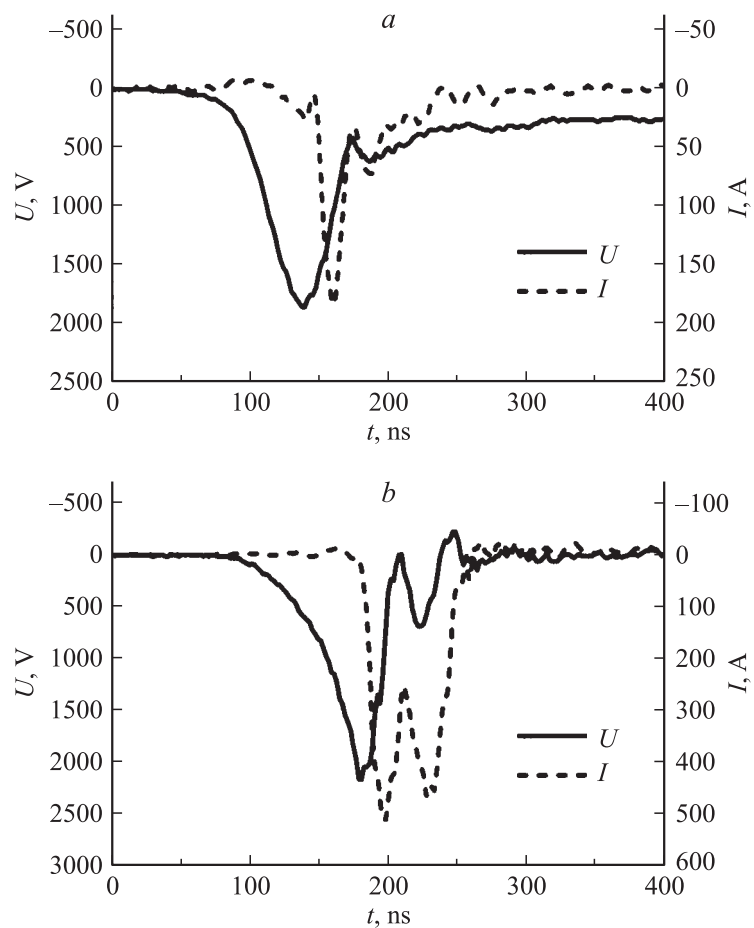
диэлектрическими стенками наносекундного ППР с щелевым катодом с поперечной схемой возбуждения.

Исследуемый разряд происходил между двумя алюминиевыми электродами длиной 40 см и расстоянием между ними 0.6 см, расположенными в цилиндрической трубке из молибденового стекла диаметром 5 см и длиной 50 см. Катод представлял собой круглый стержень диаметром 1 см с прорезом вдоль него шириной 0.2 см и глубиной 0.6 см. Анод имел плоскую форму в виде прямоугольной пластины шириной 2 см и толщиной 0.5 см. Разряд с помощью пластинок из текстолита ограничивался с двух сторон, свободных от электродов, и занимал объем (включая полость в катоде) шириной 1.2 см, толщиной 0.2 см и длиной 40 см. Подробное описание экспериментальной установки, генератора импульсов напряжения (ГИН) и системы регистрации приведено в [3,7].

Были выполнены систематические экспериментальные исследования электрических и оптических характеристик и пространственной динамики оптического излучения разряда в зависимости от величины напряжения на разрядном промежутке ( $U_0$ ) и давления газа ( $p$ ) в камере. Все измерения проводились в режиме непрерывного протока через камеру рабочего газа (гелий).

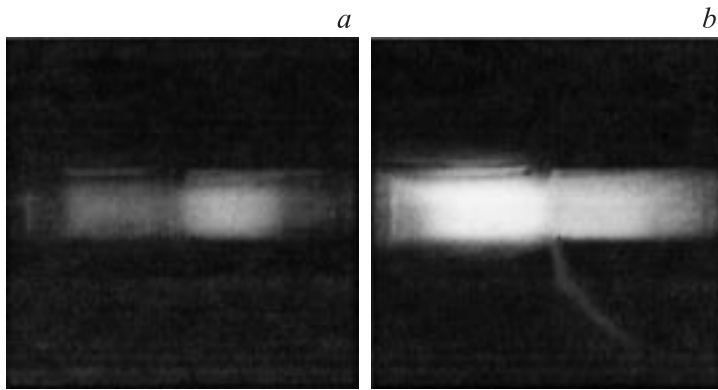
Из рис. 1 видно, что на осциллограмме напряжения горения ( $U_{br}$ ) наблюдаются два максимума. При увеличении значений  $U_0$  от 1 до 5 кВ значение первого максимума на  $U_{br}$  увеличивается примерно в два раза, от 1200 до 2500 В, а значение второго максимума при этом остается практически постоянным и составляет величину порядка 700 В. В этих условиях на осциллограмме разрядного тока ( $I_{br}$ ) наблюдаются три максимума (рис. 1, *a*). При увеличении значений  $U_0$  первый максимум на  $I_{br}$  смещается в сторону второго максимума и при  $U_0 \geq 2$  кВ сливается с ним. При этом одновременно быстро увеличиваются амплитуды второго ( $I_2$ ) и третьего ( $I_3$ ) максимумов тока, причем третий максимум на  $I_{br}$  растет быстрее и при  $U_0 > 4.5$  кВ сравнивается по амплитуде со вторым максимумом (рис. 1, *b*).

Систематические исследования пространственно-временной динамики формирования оптического излучения ограниченного разряда в гелии в зависимости от значений  $p$  и  $U_0$  показали, что пространственная структура и интенсивность оптического излучения в щели катода и в промежутке между электродами существенно зависят от значений  $p$  и  $U_0$ . При значениях  $p < 30$  Торг и  $U_0 < 2.5$  кВ интенсивность излучения



**Рис. 1.** Характерные осциллограммы напряжения горения и разрядного тока на электродах при  $p = 10$  Торг и различных начальных значениях  $U_0$ , kV:  $a$  — 1.5;  $b$  — 4.5.

из щели катода больше, чем из ограниченной области между электродами (рис. 2,  $a$ ). При  $p > 30$  Торг с ростом величины  $U_0 > 3$  kV, наоборот, интенсивность излучения из ограниченной области между электродами становится заметно выше, чем из щели катода (рис. 2,  $b$ ).



**Рис. 2.** Характерные картины пространственного распределения оптического излучения разряда: *a* —  $p = 10$  Торг,  $U_0 = 1.5$  кВ; *b* —  $p = 45$  Торг,  $U_0 = 3$  кВ.

В работе также исследовался временной ход интегральной интенсивности оптического излучения разряда, регистрируемой с помощью специальной диафрагмы из различных областей по центру разрядного промежутка (рис. 3). Экспериментальные исследования показали, что форма импульса, интенсивность и длительность оптического излучения зависят от значений  $U_0$ ,  $p$  и расстояния от электродов. Из рис. 3 видно, что осциллограмма интенсивности оптического излучения из области, расположенной на расстоянии 4 мм от поверхности анода, имеет два характерных времени релаксации оптического излучения.

Изучение вольт-амперных характеристик (ВАХ) и их временной эволюции является важнейшим методом исследования механизма функционирования ППР с щелевым катодом. Из рис. 1, *a* и *b* видно, что ВАХ ограниченного ППР с щелевым катодом имеют необычный вид. В данной работе используется ГИН, собранный по схеме Блюмляйна, и в качестве накопителя энергии применяется блок малоиндуктивных конденсаторов КВИ-3. В такой электрической цепи неизбежно имеется индуктивность, и характеристики разряда зависят от степени нелинейности активного сопротивления газового разряда и значений индуктивности и емкости. Характерное время изменения напряжения на электродах  $\tau_1 = RC$  и характерное время нарастания тока  $\tau_2 = 2L/R$ ,

где  $R$  — активное сопротивление разрядного промежутка,  $C$  — емкость накопительного элемента,  $L$  — индуктивность электрической цепи. Для условий данной работы  $R \sim 1 \div 25 \Omega$ ,  $C \sim 2 \cdot 10^{-8} \text{ F}$ , минимальная индуктивность  $\sim 10^{-7} \text{ H}$ . Видно, что при малых значениях  $R \leq 4 \Omega$   $\tau_2 > \tau_1$  и в первый момент включения тиратрона должен произойти спад напряжения на электродах с характерным временем  $\tau_1$  и последующий подъем со временем  $\tau_2$ . Появление второго максимума на осциллограмме  $U_2$  при  $U_0 > 1.5 \text{ kV}$  (рис. 1, *b*) связано с изменением параметров электрической цепи, что приводит к выполнению условия  $\tau_2 > \tau_1$ . На начальных стадиях импульса тока при условиях  $U_0 < 2 \text{ kV}$  основному импульсу с двумя максимумами предшествует кратковременный пик длительностью до  $10 \text{ ns}$  (рис. 1, *a*). Амплитуда этого импульса на порядок превосходит амплитуду емкостного тока смещения и достигает до  $25 \text{ A}$ . Выполненные ранее в работе [8] детальные исследования начальных стадий пробоя газа показали, что амплитуда кратковременного пика, предшествующего основному импульсу тока, уменьшается с увеличением диаметра разрядной трубки, увеличением температуры стенок, а также зависит от материала электродов. Дополнительно проведенные в этой же работе экспериментальные исследования  $\text{tg } \delta$ -диэлектрических потерь материала стенок трубки после облучения электронным пучком показали, что релаксационные процессы осажденного на диэлектрике заряда длятся десятки минут. По-видимому, с переносом заряда, осажденного на диэлектрические ограничители из текстолита, связан первый кратковременный пик на осциллограмме импульса тока, наблюдаемый и в данной работе. Анализ осциллограмм тока и сопоставление их с оптическими картинками интегрального свечения разряда показывают, что второй максимум тока связан с сильноточной фазой разряда, возникающей за счет проникновения плазмы внутрь щели катода. С ростом величины  $U_0$  плотность плазмы в щели катода многократно возрастает, и она начинает играть роль плазменного катода, который становится основным эмиттером электронов для  $I_2$ , что приводит к увеличению величины  $I_2$  более чем на порядок. При высоких значениях  $U_0$  на накопительном конденсаторе ГИН проникновение разряда внутрь щели может иметь осциллирующий характер, что приводит к появлению третьего максимума тока.

В таблице приведены плотности тока разряда на катоде  $j_{k2}$  и  $j_{k3}$ , соответствующие максимумам тока  $I_2$  и  $I_3$  (рис. 1, *a* и *b*). Там же

Рис. 1	$j_{k2}, \text{A/cm}^2$	$j_{a2}, \text{A/cm}^2$	$j_{k3}, \text{A/cm}^2$	$j_{a3}, \text{A/cm}^2$	$j_{k2}/j_{a2}$	$j_{k3}/j_{a3}$	$\varepsilon, \text{eV}$	$\Lambda, \text{cm}$
<i>a</i>	3.21	0.18	1.34	0.05	18	27	940	1.9
<i>b</i>	8.93	0.25	8.21	0.016	36	514	1100	2.4

приведены и плотности тока  $j_{a2}$  и  $j_{a3}$  для аномально тлеющего разряда (АТР), рассчитанные при значениях напряжения горения  $U_{br}$  в момент максимумов тока  $I_2$  и  $I_3$  по формуле

$$j_a/p^2 = 2.5 \cdot 10^{-12} U_k^3,$$

где вместо  $U_k$  подставлялись значения  $U_{br}$ .

Из таблицы видно, что значения  $j_{k2}$  и  $j_{k3}$  более чем на порядок превосходят значения  $j_{a2}$  и  $j_{a3}$ , и это отличие тем больше, чем больше значение  $U_0$ , и достигает для  $j_{k3}/j_{a3}$  до 500 при  $U_0 = 4.5 \text{ kV}$ . Это отличие ВАХ ППР с щелевым катодом от ВАХ АТР обусловлено эффектом полого катода и геометрией разрядного промежутка. Столь существенное отличие  $j_k$  от  $j_a$  можно использовать для получения больших токов при фиксированном значении  $U_0$ . Оценки концентрации электронов в разрядном промежутке при  $p = 10 \text{ Torr}$ , плотности тока  $j = 65 \text{ A/cm}^2$  и  $E = 2.5 \cdot 10^3 \text{ V/cm}$  по формуле

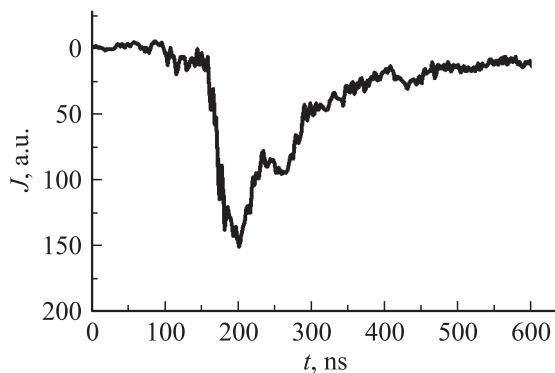
$$n_e = j/e\nu_{dr},$$

где  $e$  — заряд электрона,  $\nu_{dr} = 10^6 + 7.6 \cdot 10^5 E/p$  [9] дают значения  $n_e \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

Для условий данной работы длина свободного пробега электронов по отношению к неупругим процессам намного больше размера области катодного падения потенциала (КПП) [7], следовательно, электроны, эмитируемые с поверхности катода, область КПП проходят без столкновений и приобретают энергию  $\varepsilon = eU_k$ . При оценке значений  $\varepsilon$  величина  $U_k$  бралась равной  $U_{br}/2$ , что справедливо для условий данной работы. Длины пробега этих ускоренных электронов в плазме оценивались по формуле [2]

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

Полученные значения  $\varepsilon$  и  $\Lambda$  приведены в таблице. Оценки показывают, что часть ускоренных электронов достигает поверхности анода



**Рис. 3.** Оциллограмма импульса свечения по центру разряда на расстоянии 0.4 см от анода при  $p = 10$  Torr и  $U_0 = 4.5$  kV.

и характер энергетической релаксации этих электронов оказывает существенное влияние на динамику развития и структуру оптического излучения исследуемого разряда.

Наблюдаемые в эксперименте два характерных времени релаксации оптического излучения (рис. 3) связаны с особенностями влияния пристеночных процессов на релаксацию функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ). Режим формирования ФРЭЭ можно анализировать путем введения параметра релаксации [10]

$$k(\varepsilon) = (\nu_e + \delta\nu_a + \nu^*)\tau_r,$$

где  $\nu_e$  — частота межэлектронных столкновений;  $\delta = \frac{2m}{M}$ ;  $M$  — масса атома;  $\nu_a$  — частота упругих столкновений электронов с атомами;  $\nu^*$  — частота неупругих столкновений электронов с атомами;  $\tau_r$  — время ухода электронов на стенки разрядной камеры.

В условиях данной работы поток электронов на стенку ограничителя  $\Gamma_e$  состоит из потока основной группы электронов  $\Gamma_{em}$  и потока быстрых электронов  $\Gamma_{e\delta}\Gamma_e = \Gamma_{em} + \Gamma_{e\delta}$ . Если  $k(\varepsilon) \gg 1$ , то быстрые электроны релаксируют по энергиям в объеме и величина пристеночного потенциала ( $\Delta U$ ) определяется из равенства  $\Gamma_i = \Gamma_{em}$ , где  $\Gamma_i$  — поток ионов на стенку ограничителя. При  $k(\varepsilon) \ll 1$ , если  $e\Delta U < \varepsilon_\delta$  быстрые электроны с энергией  $\varepsilon_\delta$  в режиме свободной

диффузии уходят на стенки ограничителей, что приводит к изменению величины  $\Delta U$ . Для оценки влияния диффузии быстрых электронов на  $\Delta U$  введем параметр диффузии [11]  $\gamma = \Gamma_{e\delta}/\Gamma_i$ . Если  $\gamma < 1$ , то диффузия быстрых электронов практически не оказывает влияния на величину  $\Delta U$ . Если же  $\gamma > 1$ , то  $\Delta U$  становится порядка  $\bar{\varepsilon}_\delta/e$ , быстрые электроны запираются в объеме и их уход из этой области энергий определяется столкновительными процессами в объеме, что приводит к образованию сплошного электронного спектра, как и при  $k(\varepsilon) \ll 1$ . Сразу после формирования катодного слоя  $\gamma$  принимает максимальное значение и в дальнейшем падает, поскольку с течением времени уменьшаются как средняя энергия  $\bar{\varepsilon}_\delta$ , так и относительная доля быстрых электронов  $N_{e\delta}/N_i$ . Отметим, что в ППР с щелевым катодом при  $k(\varepsilon) \ll 1$  с течением времени условие  $\gamma > 1$  может смениться условием  $\gamma < 1$ , что может привести к скачкообразному уменьшению величины  $\Delta U$ . Оценки для условий данной работы  $R = 0.2$  см,  $p = 10$  Торр и средней энергии электронов  $\varepsilon = 4$  eV дают величину  $k(\varepsilon) \sim 0.1 \ll 1$  и величину  $\gamma \sim 10^3 N_{e\delta}/N_i$ .

Таким образом, в первые моменты после формирования катодного слоя, при доле быстрых электронов 0.1% и выше  $\gamma > 1$ . В дальнейшем, по мере релаксации быстрой части ФРЭЭ, условие  $\gamma > 1$  может смениться обратным соотношением  $\gamma < 1$ , что приводит к скачкообразному уменьшению величины  $\Delta U$  с  $\bar{\varepsilon}_\delta/e$  до  $\bar{\varepsilon}_m/e$ . При этом в режиме свободной диффузии быстрые электроны уходят на стенки разрядной камеры. Это приводит к быстрому остыванию электронного газа после скачка пристеночного потенциала. По-видимому, этим и объясняется наличие двух характерных времен релаксации оптического излучения, наблюдаемых в эксперименте (рис. 3).

Таким образом, полученные в настоящей работе результаты показывают, что  $j_k$  наносекундного ограниченного ППР с щелевым катодом при некоторых условиях более чем на два порядка превышает величину  $j_a$ . При этом в разряде формируются пучки ускоренных электронов с энергией до 1 keV и релаксация этих электронов по энергиям оказывает существенное влияние на динамику развития и структуру оптического излучения. Наблюдаемые в эксперименте два характерных времени релаксации оптического излучения связаны запираем в объеме быстрых электронов при  $\Delta U = \bar{\varepsilon}_\delta/e$  и быстрым диффузионным остыванием электронного газа после скачка пристеночного потенциала.



Работа выполнена при частичной финансовой поддержке фонда РФФИ, проект № 07-02-00506-а.

## Список литературы

- [1] *Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И.* // УФН. 2004. Т. 174. № 9. С. 953–971.
- [2] *Сорокин А.Р.* // ЖТФ. 2006. Т. 76. В. 5. С. 47–55.
- [3] *Ашурбеков Н.А., Иминов К.О.* // ТВТ. 1998. Т. 36. № 3. С. 368–373.
- [4] *Ашурбеков Н.А., Иминов К.О.* // Оптика и спектроскопия. 1990. Т. 68. В. 1. С. 48–51.
- [5] *Орешкин В.Ф., Серегин А.М., Синайский В.В.* и др. // Квантовая электроника. 2003. Т. 33. № 12. С. 1043–1046.
- [6] *Завьялов М.А., Крейндель Ю.Е., Новиков А.А.* и др. Плазменные процессы в технологических электронных пушках. М.: Энергоатомиздат, 1989. 256 с.
- [7] *Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Кобзева В.С.* и др. // Изв. вузов. Северо-Кавказский регион. Естественные науки. 2006. № 3. С. 16–19.
- [8] *Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Омаров О.А.* и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2000. Т. 56. № 7. С. 1353–1360.
- [9] *Ретер Г.* Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир, 1968. 390 с.
- [10] *Цендин Л.Д., Голубовский Ю.Б.* // ЖТФ. 1977. Т. 47. № 9. С. 1839–1845.
- [11] *Демидов В.И., Колоколов Н.Б., Торонов О.Г.* // Физика плазмы. 1986. Т. 12. В. 6. С. 702–708.