

04;10;12

Эмиссия ионов из разряда с полым катодом в режиме проникновения плазмы в высоковольтный ускоряющий промежуток

© А.П. Семенов

Отдел физических проблем при президиуме Бурятского научного центра СО РАН,
670047 Улан-Удэ, Россия
e-mail: semenov@pres.bsc.buryatia.ru

(Поступило в Редакцию 9 марта 2004 г.)

Рассмотрены качественные представления об общих свойствах эмиссии ионов из газоразрядной плазмы в условиях проникновения плазмы в ускоряющий промежуток. Отмечается значительное влияние пристеночного слоя, ограничивающего открытую поверхность плазмы, на устойчивость проникающей плазмы. Показано, что из экспериментально наблюдаемых двух состояний плазмы, характеризующихся различным положением ее границы, одно, отвечающее условию $r/R > 0.54$, является устойчивым, где r и R — радиус плазмы в ускоряющем электроде и радиус апертуры ускоряющего электрода соответственно. Существование системы плазма–слой в апертуре ускоряющего электрода возможно лишь в случае, если напряжение на слое не превышает некоторой предельной величины, зависящей от параметров плазмы.

Введение

Ток ионной эмиссии, как это следует из соотношения Бома, определяется

$$I_i = 0.4en_i (2kT_e M_i^{-1})^{1/2} S, \quad (1)$$

где n_i — концентрация плазмы, T_e — электронная температура, k — постоянная Больцмана, M_i — масса иона, e — заряд электрона, S — площадь эмиттирующей поверхности плазмы и зависит от плотности плазмы и ее электронной температуры.

Кроме того, ток ионной эмиссии зависит от распределения электрического и магнитного полей в разрядном промежутке и эмиссионном канале и от размеров канала [1]. В общем случае выходной ионный ток при заданном токе разряда можно повысить, если вести отбор ионов с большей площади плазмы. Расширение эмиссионной поверхности, достигаемое в условиях постоянства плотности плазмы увеличением размеров эмиссионного канала, когда выполняется условие $r_1 \gg l_1$ (r_1 — радиус канала, l_1 — протяженность катодного падения потенциала), приводит к разрыву ионной оболочки перед эмиссионным каналом и к свободному „вытеканию“ плазмы из разрядного промежутка и ее расширению в эквипотенциальное пространство [2]. В итоге реализуется разряд [3], при котором проникающая плазма заполняет промежуток ускорения. Отбор ионов в этой ситуации возможен благодаря „перетяжке“ плазмы, т.е. созданию условий, при которых невозможно устойчивое существование в широкой апертуре ускоряющего электрода системы плазма–слой пространственного заряда [4]. Неустойчивость проникающей плазмы позволяет стабильно извлекать ионы через широкую апертуру в катоде в отсутствие сеточной стабилизации эмиттирующей плазменной поверхности и создавать широкоапертурные ионные источники, в которых не используются в качестве эмиттерного электрода сетки с малыми

ячейками. В этих условиях отбор заряженных частиц из плазмы разряда допускает использование ускоряющего электрода с отверстием, диаметр которого по крайней мере не меньше поперечных размеров эмиссионного канала. В связи с этим длина ускоряющего промежутка оказывается много меньше диаметра апертуры в ускоряющем электроде. Ниже рассмотрен отбор заряженных частиц (ионов) в режиме проникновения плазмы в ускоряющий промежуток благодаря созданию условий, при которых невозможно устойчивое существование в апертуре ускоряющего электрода системы плазма–слой пространственного заряда.

Методика эксперимента

На рис. 1 показана электродная схема, в которой можно получить проникающую в ускоряющий промежуток плазму. Тлеющий разряд низкого давления с полым катодом зажигается между полым 1, кольцевым 2 катодами и анодом 3. Индукция магнитного поля на оси анодного цилиндра составляла ~ 0.1 Т. Ток разряда 50–100 мА, напряжение горения ~ 350 В. Рабочий газ аргон. Давление газа в ускоряющем промежутке между катодом 2 и ускоряющим электродом 4 $\sim 7.3 \cdot 10^{-2}$ Па. Концентрация плазмы $n_i = 5.2 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$ и электронная температура $T_e = 3.5 \cdot 10^4$ К оценивались по электронному и ионному токам насыщения одиночного цилиндрического зонда, установленного в апертуре ускоряющего электрода. Эмиссионный канал представлял собой полость, диаметр которой равен диаметру анода 20 мм, а высота — 4 мм. Выбранные размеры и форма канала позволяли реализовать ситуации, при которых в апертуре ускоряющего электрода диаметром 26 мм существуют плазма и слой пространственного заряда между границей плазмы и стенками апертуры. Протяженность промежутка ускорения 3 мм. На расстоянии 100 мм от катода 2 устанавливался коллектор ионов 5. При

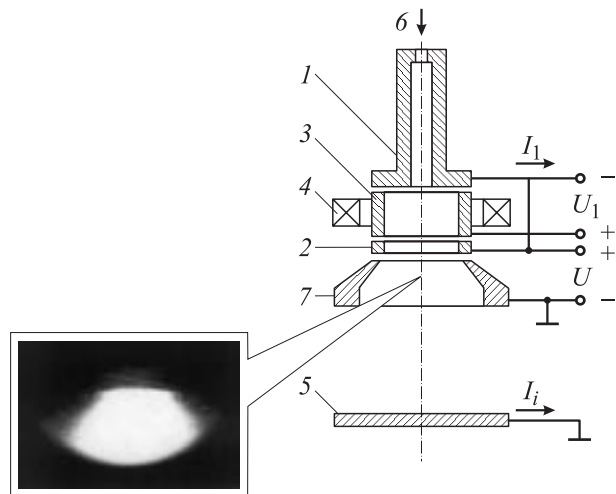


Рис. 1. Схема экспериментального устройства и свечение плазмы, проникающей в вакуум через ускоряющий электрод: 1 — полый катод, 2 — кольцевой катод, 3 — цилиндрический анод, 4 — постоянный кольцевой магнит, 5 — коллектор, 6 — канал подачи плазмообразующего газа, 7 — ускоряющий электрод.

измерении ионного тока на коллектор учитывался ток вторичных электронов. Кроме прямых измерений ионного тока, наблюдения за свечением проникающей плазмы велись визуально через специальное окно и снимались Digital Still Camera. Источниками питания служили выпрямители с регулируемым выходным напряжением 0–1.5 и 0–10 kV.

Результаты эксперимента

На рис. 2 приведена типичная вольт-амперная характеристика, указывающая на существование двух типов разрядов: высоковольтного слаботочного (отражательный разряд) и низковольтного сильноточного (разряд с полым катодом) в структуре электродов (рис. 1). Как показали эксперименты, прямой переход от высоковольтной формы разряда к низковольтной (от свечения в анодном цилиндре к свечению в полом катодом) происходит при низких давлениях скачком, при высоких давлениях (> 2.6 Па) — без скачка. В последнем случае трудно разделить эти две формы разряда, поскольку медленный подъем напряжения сразу приводит к зажиганию разряда с полым катодом. Проявление эффекта полого катода зависит от соотношения между эмиттирующей внутренней поверхностью полости и площадью апертуры, определяющей потери электронов и ионов [5]. При низких давлениях и при уменьшении напряжения до обрыва тока разряда в катодной полости свечение разряда исчезало не только в катодной полости, но и в анодном цилиндре, т.е. с погасанием разряда в катодной полости наблюдалось гашение разряда в анодном цилиндре. Пройти по пути развития от низковольтного разряда к

высоковольтному посредством снижения напряжения не удается. Очевидно, что при низких давлениях возможен только переход от высоковольтного к низковольтному разряду.

Высоковольтная и низковольтная формы разряда различаются распределением тока между катодами. Для высоковольтного разряда характерно распределение тока между кольцевым и торцом полого катода в равных долях. При зажигании низковольтного разряда характер распределения разрядного тока меняется и причем существенно (рис. 3). Как следует из экспериментов, в

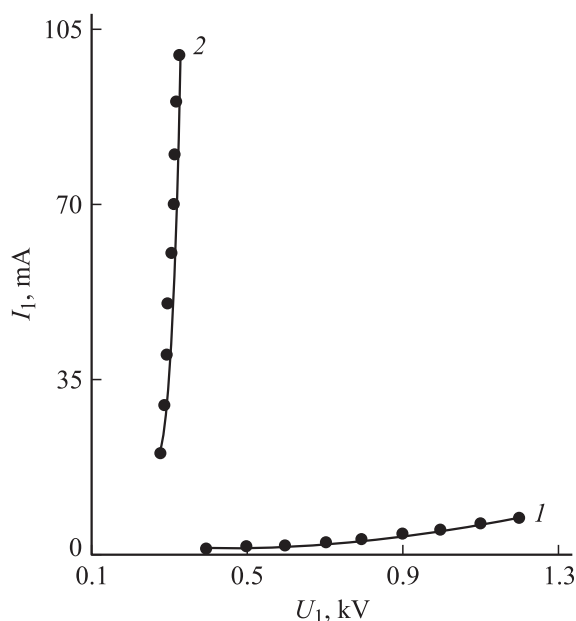


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики разряда: 1 — отражательный разряд, 2 — разряд с полым катодом, $p = 3.6 \cdot 10^{-1} - 8$ Па.

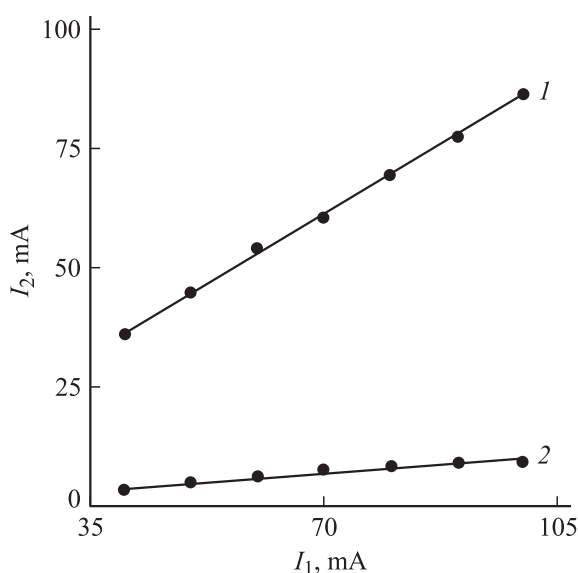


Рис. 3. Зависимости тока на полый (1) и на кольцевой (2) катодах от тока разряда с полым катодом при $p = 7.3 \cdot 10^{-2}$ Па.

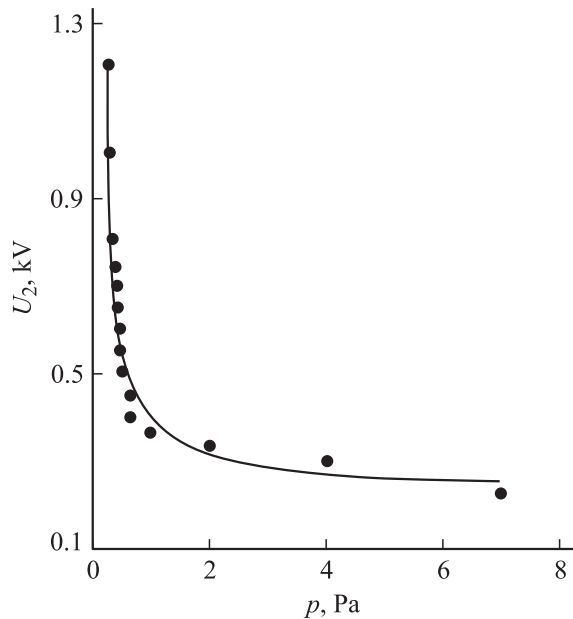


Рис. 4. Зависимость напряжения зажигания разряда с полым катодом от давления.

цепи анод–полый катод протекает ~ 0.9 тока разряда I_1 . Кроме того, отношение катодных токов оказывается постоянным во всем исследованном диапазоне токов горения низковольтного разряда и равным ~ 8.5 .

На рис. 4 представлена зависимость напряжения зажигания разряда с полым катодом от давления. С ростом давления напряжение зажигания быстро снижается. При давлении $\sim 6 \cdot 10^{-1}$ Pa снижение напряжения замедляется, и при $p > 6 \cdot 10^{-1}$ Pa напряжение зажигания понижается медленно. Имеет место диапазон верхних и нижних давлений, в которых по-разному, слабо и сильно, проявляется зависимость напряжения зажигания от давления. В нижнем диапазоне давления $p < 6 \cdot 10^{-1}$ Pa зажигание разряда с полым катодом происходит при сравнительно высоких напряжениях, причем зажигание разряда при $p < 3.6 \cdot 10^{-1}$ Pa достигается благодаря высоким напряжениям > 1 kV. В верхнем диапазоне давлений $p \geq 6 \cdot 10^{-1}$ Pa напряжение зажигания < 0.5 kV.

На зависимости тока разряда с полым катодом от давления рис. 5 отмечается плавное незначительное снижение тока с уменьшением p в диапазоне нижних давлений. Обрыв тока разряда наблюдается при давлении $\sim 3.6 \cdot 10^{-1}$ Pa, при этом исчезает свечение разряда не только в катодной полости, но и в анодном цилиндре. С уменьшением давления при постоянном токе напряжение горения разряда практически не меняется и возрастает лишь при p , близких к граничному давлению, при котором разряд обрывается.

На рис. 6 представлены зависимости ионного тока на коллектор от ускоряющего напряжения (напряжение горения ~ 350 V, ток разряда 0.1 A). Выделяются три характерные области, соответствующие высоковольтному тлеющему разряду (участок AB), извлекаемому

ионному пучку (участок CE) и быстрому переходу от ионного тока проникающей плазмы к эмиссионному ионному току и обратно соответственно (участки BC и DA). Проследим зависимость тока коллектора $I_1(U)$ (рис. 6). При $U = 0$ ионный ток на коллектор составляет 2 mA. Появление тока свидетельствует о разрыве ионной оболочки перед эмиссионным отверстием и о проникновении широкого потока плазмы (рис. 6, фотография свечения плазмы, соответствующая точке A на зависимости

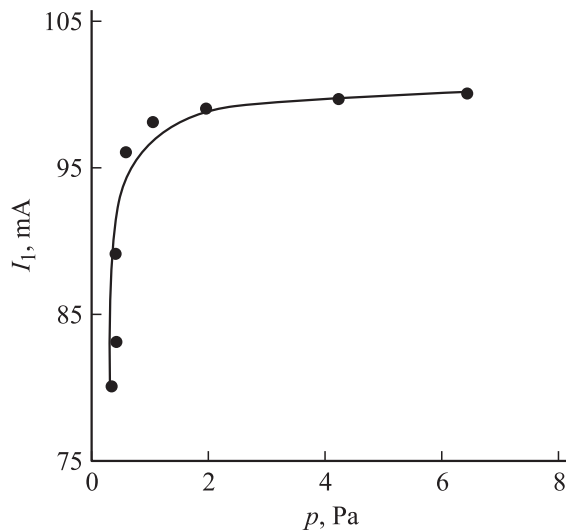


Рис. 5. Зависимость тока разряда с полым катодом от давления.

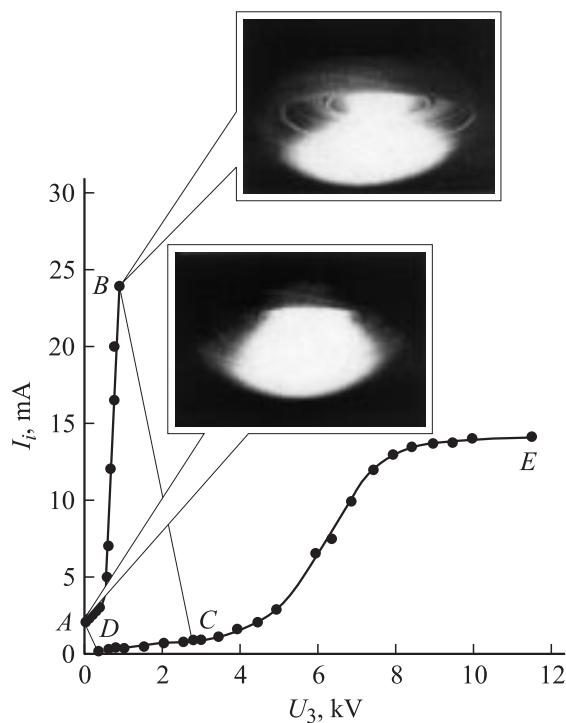


Рис. 6. Зависимость ионного тока на коллектор от ускоряющего напряжения и фотографии свечения плазмы: $I_1 = 0.1$ A, $U_1 = 350$ V, $p = 1.2 \cdot 10^{-1}$ Pa.

тока ионов от ускоряющего напряжения) в пространство между извлекающим электродом и коллектором. С появлением и незначительным увеличением ускоряющего напряжения происходит резкий рост ионного тока. При дальнейшем медленном увеличении напряжения плазма на выходе апертуры ускоряющего электрода радиально сжимается, образуется шейка (рис. 6, фотография свечения плазмы, соответствующая точке *B* на зависимости тока ионов от ускоряющего напряжения). При $U \sim 880$ В плазма в месте сужения распадается, ток скачком снижается с 24 до 0.8 мА (участок *BC*), напряжение увеличения до 2.7 кВ. Коллектором регистрируется ток ионного пучка. Увеличение напряжения до значений $U > 2.7$ кВ приводит к отжатию плазмы в эмиссионный канал (что свидетельствует о снижении потерь извлеченного ионного тока на ускоряющем электроде (рис. 9, кривая 2)), уменьшению потерь ионов и росту извлеченного ионного тока (рис. 6). Рост тока особенно заметен при $U > 5$ кВ. С дальнейшим увеличением U ионный ток насыщается [6]. Если уменьшать ускоряющее напряжение до значений < 2.7 кВ, ток ионного пучка медленно снижается. Однако получить близкие к нулю значения ионного тока не удается из-за существования критического значения ускоряющего напряжения (~ 450 В), поле которого не удерживает плазму в эмиссионном канале. Плазма вырывается наружу, ток резко увеличивается с 0.2 до 2 мА, напряжение падает до ~ 80 В (участок *DA*).

Обсуждение результатов

Рассмотрим плазму в отверстии ускоряющего электрода, отрицательный потенциал которого меньше потенциала кольцевого катода. Протяженность катодного падения потенциала можно представить в виде

$$l_1 = R - r, \quad (2)$$

где R — радиус апертуры ускоряющего электрода, r — радиус границы плазмы.

Преобразуем (2) к виду

$$l_1 R^{-1} = 1 - \xi, \quad (3)$$

где $\xi = rR^{-1}$.

Пренебрегая электронным зарядом и считая движение ионов в слое бесстолкновительным (при давлении $7.3 \cdot 10^{-2}$ Па длина свободного пробега ионов аргона $\lambda \sim 10^{-1}$ м), эмиттирующую поверхность плазмы цилиндрической, продольный градиент плазмы в апертуре ускоряющего электрода несущественным, а пропускную способность промежутка соответствующей эмиссионной способности плазмы, можно, используя „закон 3/2“, записать выражение для плотности ионного тока вакуумного цилиндрического диода

$$j_i = 0.444 \epsilon_0 (2eM_i^{-1})^{1/2} U^{3/2} R^{-2} (f(\xi))^{-1}, \quad (4)$$

где $f(\xi) = \xi \beta^2(1/\xi)$, $\beta^2(1/\xi)$ — трансцендентная табулированная функция (рис. 7).

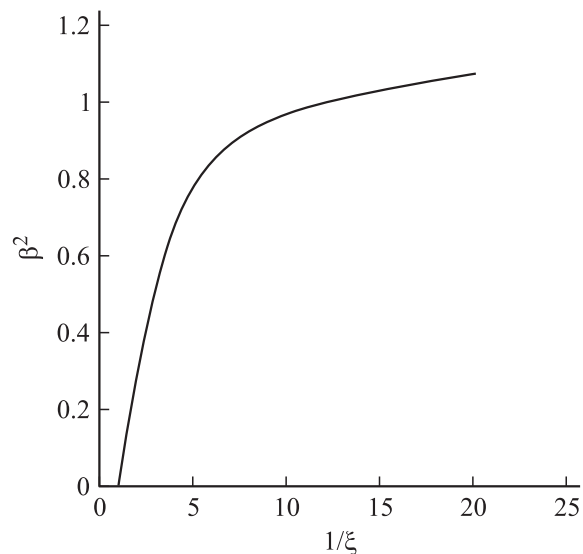


Рис. 7. График функции $\beta^2(1/\xi)$.

Представим „закон 3/2“ в виде

$$\xi = 0.444 \epsilon_0 (2eM_i^{-1})^{1/2} U^{3/2} j_i^{-1} R^{-2} (\beta^2(1/\xi))^{-1}, \quad (5)$$

где j_i определяется формулой Бома (1).

С учетом (5) выражение (4) после преобразований можно привести к виду

$$\xi = 1.1 \epsilon_0 U^{3/2} n_i^{-1} R^{-2} (ekT_e)^{-1/2} (\beta^2(1/\xi))^{-1}. \quad (6)$$

Рассчитаем значение $\xi \beta^2(1/\xi)$, при котором экспериментально наблюдается распад плазмы в апертуре ускоряющего электрода и эмиттирующая плазменная поверхность отжимается в эмиссионный канал. Подставляя в (6) значения $R = 1.3 \cdot 10^{-2}$ м, $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м, $n_i = 5.2 \cdot 10^{16}$ м $^{-3}$, $T_e = 3.5 \cdot 10^4$ К, $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ С, $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К, $U = 880$ В, находим

$$\xi \beta^2(1/\xi) = 0.11. \quad (7)$$

Немонотонный характер (рис. 8) функции $f(\xi)$ дает для $f(\xi) = 0.11$ два значения $\xi = 0.54$ и 0.12 , что соответствует двум состояниям плазмы с разными радиусами $r \sim 7 \cdot 10^{-3}$ и $\sim 1.5 \cdot 10^{-3}$ м. Значение $\xi = 0.12 < \xi_m = 0.31$ соответствует левой ветви зависимости, т.е. неустойчивому состоянию плазма-слоя (ξ_m — предельное нижнее значение устойчивости). Размеры радиуса $\xi = 0.54$ приходятся на правую ветвь зависимости $f(\xi)$, характеризующую устойчивое состояние плазмы. Однако найденное $\xi = 0.54$ превышает минимальное значение $\xi = 0.31$, рассчитанное в [6,7]. Расхождения в предельных нижних значениях устойчивости, по-видимому, объясняются пологом подъемом $f(\xi)$ в интервале $0.31 \leq \xi \leq 0.54$. Фотосъемка наименьшего сечения, при котором предельно малое возмущение вызывает быстрый ее распад, дала значение

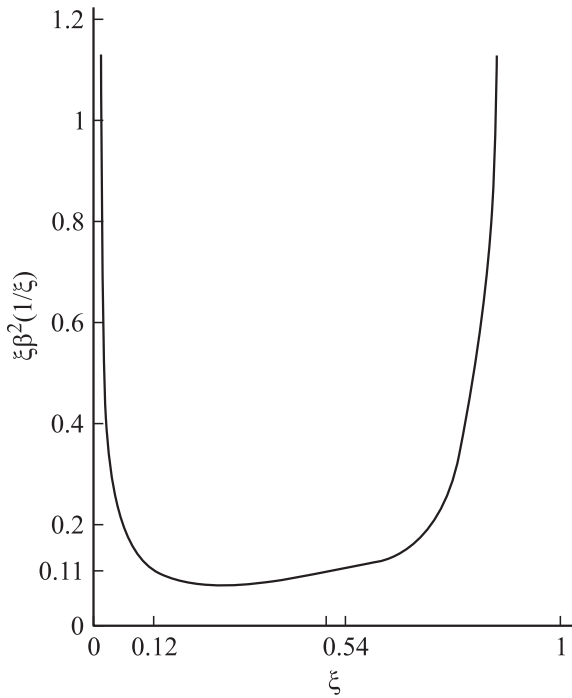


Рис. 8. График функции $f(\xi)$.

$r \sim 7.2 \cdot 10^{-3}$ mm ($\xi = 0.54$), совпадающее с расчетным значением. Очевидно, устойчивое существование системы плазма–слой в исследованной структуре электродов возможно не при любых значениях ξ растущей ветви функции, а лишь при $\xi \geq 0.54$, при этом напряжение на слое не превышает некоторой предельной величины, зависящей от параметров плазмы [6]

$$U^* < 8,79 \cdot 10^{-8} n_i^{2/3} T e^{1/3} R^{4/3}, \quad (8)$$

причем концентрация плазмы не может быть ниже некоторого критического значения [7].

Широкий канал в эмиттерном катоде не только придает катоду форму кольца, изменяет заметно структуру магнитного поля и создает условия высокого вакуума, не характерные для разрядных систем с малым отверстием в эмиттерном катоде, но и влечет необходимость выполнения условий, затрудняющих устойчивое существование проникающей плазмы в канале ускоряющего электрода, благодаря которым плазма распадается, чем обуславливается быстрый переход от ионного тока проникающей плазмы к эмиссионному ионному току.

Дополнительный рост ионного тока может быть получен за счет выбора рациональной конструкции ускоряющего электрода, обуславливающей предельно малый уход извлеченных ионов на его стенки. Такая потенциальная возможность наглядна и очевидна, поскольку потери ионного тока для открытого разряда на ускоряющем электроде могут составлять большую долю от полного извлеченного ионного тока. Рассмотрим зависимости ионного тока на ускоряющий электрод

и коллектор от U и проанализируем дополнительную возможность снижения цены извлеченного иона, выражаемой как $C_1 \sim I_1 U_1 / I_i$, отношением мощности, затрачиваемой эмиттером, к эмиссионному ионному току. Как видно из представленных на рис. 9 данных, извлеченный ионный ток перераспределяется между ускоряющим электродом и коллектором. Для тока на ускоряющий электрод (кривая 2) имеются растущий и падающий участки, которым соответствует медленный и быстрый рост ионного тока на коллектор (кривая 1). При ускоряющих напряжениях до 5 кВ плазма слабо отжимается и эмиттирующая плазменная поверхность на выходе эмиссионного канала выпуклая. Потери ионного тока на ускоряющем электроде значительные, ток коллектора меньше тока на ускоряющий электрод. С ростом напряжения эмиттирующая плазменная поверхность уплощается, потери ионного тока на ускоряющем электроде снижаются (падающий участок зависимости на рис. 9 (кривая 2)), ток на коллектор быстро растет, свидетельствуя о повышении пропускной способности ускоряющего электрода. На коллектор поступает большая доля ионов, чем захватывается ускоряющим электродом. Хотя потери ионного тока с ростом ускоряющего напряжения в исследованной геометрии промежутка ускорения снижаются, все же они остаются еще значительными и составляют 0.4–0.5 от ионного тока на коллектор. Поэтому одним из приемов увеличения ионного тока на выходе ускоряющего электрода с широкой апертурой становится оптимизация геометрии ускоряющего электрода. Можно ожидать, что подбор формы и размеров ускоряющего электрода сведет действие внешнего фактора непроизводительных потерь ионного тока до предельно допустимого минимума 0.9–0.95.

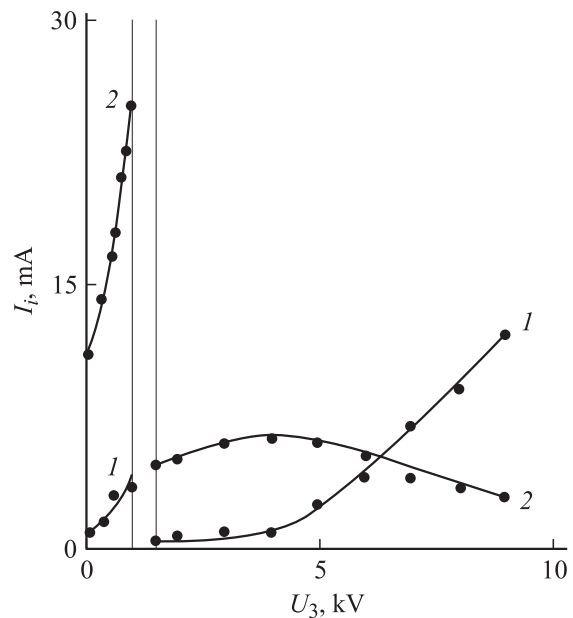


Рис. 9. Зависимости ионного тока на коллектор (1) и на ускоряющий электрод (2) от ускоряющего напряжения: $I_1 = 70$ mA, $U = 350$ V, $p = 1.2 \cdot 10^{-1}$ Pa.

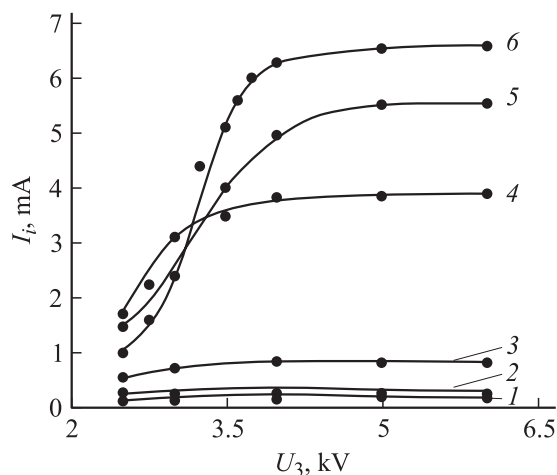


Рис. 10. Характеристики извлечения ионов (d — диаметр эмиссионного канала): 1–3 — 3, 4–6 — 18 мм; ток разряда I_1 : 1, 4 — 50; 2, 5 — 80; 3, 6 — 100 мА; давление в ускоряющем промежутке: 1–3 — $4 \cdot 10^{-2}$, 4–6 — $4 \cdot 10^{-1}$ Па.

Представленные на рис. 10 зависимости от ускоряющего напряжения тока извлеченных ионов свидетельствуют о наиболее полном использовании плазмы с широким эмиссионным каналом, причем семикратное увеличение извлеченного ионного тока достигается без повышения тока разряда, за счет расширения диаметра эмиссионного канала с 3 до 18 мм. Предельные значения извлеченного ионного тока получены при максимальных размерах отверстия в кольцевом катоде, определяемых диаметром полости в анодном электроде.

Выводы

Анализ свойств разряда и условий извлечения ионов в режиме проникновения плазмы в ускоряющий промежуток показал следующее.

Разряд зажигается и стабильно горит с разорванной ионной оболочкой перед эмиссионным каналом в вакуумном режиме катодной полости при низком давлении газа в анодном цилиндре, равном $4 \cdot 10^{-2}$ Па.

Устойчивое существование системы плазма–слой в апертуре ускоряющего электрода возможно лишь при $\xi \geq 0.54$.

Расширение площади эмиссионного канала в катоде до размеров, равных поперечному сечению окна в анодном цилиндре, дает снижение цены извлеченного иона с 10 до 1–1.5 W/mA.

Внешним фактором распада плазмы в апертуре ускоряющего электрода является вполне определенная разность потенциалов, прикладываемая между кольцевым катодом и ускоряющим электродом, поэтому подавать высокое ускоряющее напряжение $U > U^*$ целесообразно лишь до образования проникающей плазмы, соблюдая строгую очередность операций (сначала задавать электрическое поле, провисающее в эмиссионный канал,

после чего зажигать разряд). Выполнение условий, препятствующих проникновению плазмы в апертуру ускоряющего электрода позволяет, стабильно извлекать ионы через широкую апертуру в катоде в отсутствие сеточной стабилизации эмиттирующей плазменной поверхности и создавать широкоапертурные ионные источники без использования в качестве эмиттерного электрода сетки с малыми ячейками.

При отборе ионов из плазмы разряда важное значение приобретает оптимизация формы и размеров ускоряющего электрода.

Определены вакуумные граничные условия зажигания и стационарного горения разряда с полым катодом в структуре с кольцевым эмиттерным катодом и показана возможность извлечения заряженных частиц (ионов) в отсутствие градиента давления в ускоряющем диодном промежутке, значительный рост извлеченного ионного тока получен расширением эмиттирующей плазменной поверхности.

Работа поддержана INTAS (проект № 2001-2399) и получила частичную финансовую поддержку Комплексного интеграционного проекта СО РАН (№ 7).

Список литературы

- [1] Семенов А.П. Пучки распыляющих ионов: получение и применение / Под ред. Г.А. Месяца. Улан-Удэ, 1999. 207 с.
- [2] Семенов А.П., Батуев Б.-Ш.Ч. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 10. С. 171–173.
- [3] Семенов А.П. // ТВТ. 1992. Т. 30. № 1. С. 36–41.
- [4] Семенов А.П., Батуев Б.-Ш.Ч. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 5. С. 120–122.
- [5] Глазунов В.Н., Метель А.С. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 5. С. 1099–1104.
- [6] Крейндель Ю.Е., Никулин С.П. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 6. С. 1208–1209.
- [7] Никулин С.П. Автореф. докт. дис. Екатеринбург, 1999. 25 с.