

04;10;12

## Характеристики ионного источника с плазменным катодом и многополюсной магнитной системой удержания быстрых электронов

© Н.В. Гаврилов, А.С. Каменецких

Институт электрофизики УрО РАН,  
620016 Екатеринбург, Россия  
e-mail: gavrilov@ier.uran.ru

(Поступило в Редакцию 8 января 2004 г.)

Исследованы параметры и ионно-эмиссионные свойства плазмы, генерируемой в анодной ступени ионного источника с плазменным катодом на основе тлеющего разряда с полым катодом. Для снижения минимального рабочего давления газа до  $5 \cdot 10^{-3}$  Па на поверхности полого катода была установлена многополюсная магнитная система и усилено периферийное магнитное поле в анодной ступени источника. Изучено влияние давления газа, тока плазменного катода и разности потенциалов между электродами анодной ступени на величину извлекаемого из плазмы ионного тока. Обнаружено существенное влияние размера выходной апертуры полого катода на эффективность извлечения ионов. С использованием зондовой методики измерен потенциал (1–5 В) и электронная температура (1–8 эВ) плазмы анодной ступени. Определены условия, обеспечивающие максимальный ток ионной эмиссии плазмы при низких давлениях газа.

### Введение

Применение в источнике ионов газов двухступенчатого тлеющего разряда, в первой ступени которого создается плазменный катод, а во второй ступени генерируется плазма с требуемыми ионно-эмиссионными свойствами, не только обеспечивает большой ресурс источника при работе с химически активными газами, но и позволяет снизить рабочее давление газа и уменьшить содержание ионов металлов в пучке [1]. Введение сетки, разделяющей катодную и анодную ступени источника и фиксирующей положение и потенциал плазменного эмиттера электронов, позволяет изменять энергию инжектируемых во вторую ступень электронов [2], что открывает дополнительные возможности для управления плотностью эмитирующей плазмы, а также массовым составом и зарядовым состоянием ионов.

Во второй ступени такого источника могут быть использованы различные электромагнитные ловушки, обеспечивающие удержание и эффективную энергетическую релаксацию первичных электронов, причем для получения широкого ионного пучка в такой ловушке должна генерироваться пространственно однородная плазма. Важным требованием к системе удержания является возможность извлечения значительной доли создаваемых в плазме ионов. В наибольшей степени всей совокупности требований в настоящее время отвечают системы с многополюсным магнитным полем [3], обеспечивающие более высокую эффективность извлечения ионов по сравнению с системами с электростатическим удержанием электронов в полым катоде [2] и не требующие, как в пеннинговских системах [4], принятия специальных мер по выравниванию плотности плазмы в объеме.

Настоящая работа посвящена изучению параметров и ионно-эмиссионных свойств плазмы, генерируемой в свободном от магнитного поля объеме второй ступени газоразрядной системы с плазменным катодом на основе тлеющего разряда низкого давления.

### Методика эксперимента

Электродная система ионного источника (рис. 1) содержит полый катод, по оси которого установлен стержневой поджигающий электрод, и анодную камеру. Катодный и анодный электроды изготовлены из нержавеющей стали и имеют одинаковый диаметр 130 мм. Напротив

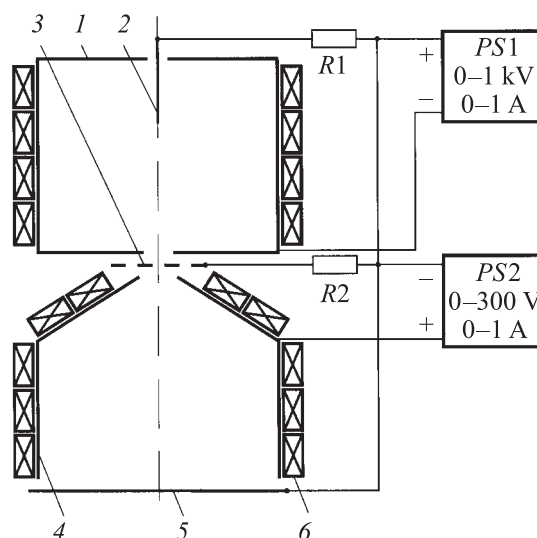


Рис. 1. Электродная система ионного источника: 1 — полый катод, 2 — поджигающий электрод, 3 — сетка, 4 — анодная камера, 5 — экранная пластина, 6 — магниты.

выходной апертуры полого катода, диаметр которой в экспериментах изменялся в пределах 5–20 мм, установлена электрически изолированная сетка из вольфрамовой проволоки, шаг ячейки которой в экспериментах менялся от 0.2 до 0.6 мм. Ионы извлекаются из плазмы через 5 мм отверстия в экранном электроде двух-электродной ионно-оптической системы, электрически соединенном с сеткой, или поступают на пластину, устанавливаемую вместо экранного электрода. Основными отличиями описываемой электродной системы от приведенной в [3] является использование во второй ступени постоянных магнитов с большим значением индукции на поверхности полюсов (0.15 Т), а также установка магнитов на поверхности полого катода тлеющего разряда. В экспериментах использовались магниты из самарий-кобальтового сплава КС37 размером 20 × 10 × 10 мм. Многополюсное магнитное поле [5] у поверхности анода создавалось 12 продольными рядами магнитов, на катоде магниты были установлены в 8 рядов. Многополюсное магнитное поле на катоде способствует уменьшению рабочего давления газа и снижению напряжения горения тлеющего разряда с полым катодом [6]. В результате минимальное рабочее давление в вакуумной камере при работе ионного источника удалось понизить до  $5 \cdot 10^{-3}$  Па. Более сильное магнитное поле на аноде улучшает удержание быстрых электронов [7], что способствует эффективной генерации ионов при низких давлениях.

В катодную полость напускался газ (аргон), расход которого регулировался в пределах 5–20 см<sup>3</sup>/min. Тлеющий разряд с полым катодом поджигался напряжением холостого хода источника PS1, которое составляло 2.5 кВ. Напряжение горения разряда с током 0.1–1 А составляло 350–650 В. Отбор электронов из катодной плазмы, их ускорение в катодном слое, формирующемся вблизи сетки, и извлечение ионов из анодной плазмы на пластину обеспечивал источник питания PS2, выходное напряжение которого регулировалось в пределах 0–300 В.

Параметры плазмы измерялись с помощью эмиссионного зонда [8], который представляет собой вольфрамовую проволоку диаметром 30 мкм и длиной 6–8 мм, приваренную к токоподводам, проходящим через каналы в керамической трубке с наружным диаметром 5 мм. В экспериментах зонд устанавливался по оси системы на одинаковом расстоянии от экранного электрода и сетки. Зонд нагревался постоянным током до температур, обеспечивающих термоэмиссию электронов. При токе эмиссии зонда ~ 10 мА падение напряжения на зонде не превышало 0.5 В. Потенциал плазмы измерялся в точке перегиба зондовой характеристики в режиме малой эмиссии зонда [9].

Для контроля результатов измерения потенциала плазмы и измерения разброса энергий ионов, извлекаемых из плазмы, использовался многосеточный энергоанализатор с тормозящим электрическим полем [10].

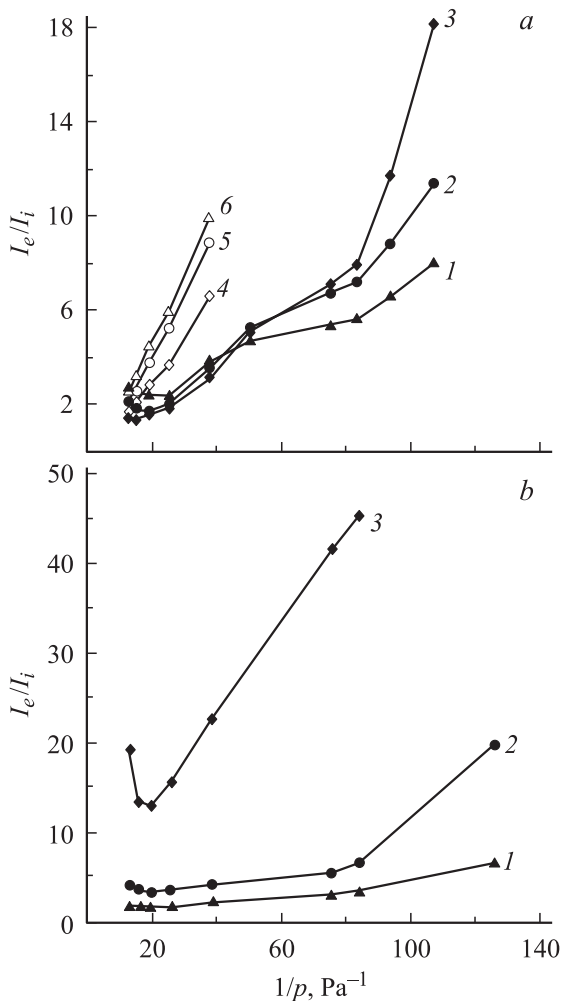
Анализатор состоял из трех последовательно расположенных сеток с размером ячейки 0.1 × 0.1 мм и коллектора ионов. Первая сетка имела потенциал экранного электрода ионного источника, на вторую сетку подавалось ускоряющее напряжение, третья сетка являлась анализирующей. При изменении потенциала этой сетки от потенциала экранного электрода до потенциала, близкого к анодному, в цепи коллектора регистрировалась кривая задержки ионов. Как известно, производная от кривой задержки представляет функцию распределения ионов по продольной составляющей энергии, а положение максимума дифференциальной кривой соответствует потенциалу плазмы [11]. Для повышения точности дифференцирования и упрощения процедуры измерений использовался метод электронного дифференцирования кривой задержки. Наряду с постоянным напряжением к анализирующей сетке прикладывалось напряжение модуляции (~ 1 В), а в цепи коллектора с помощью селективного усилителя измерялась переменная составляющая сигнала на частоте модуляции (2 кГц). Электронное дифференцирование использовалось и для определения точки перегиба характеристики эмиссионного зонда, для чего модулировался потенциал, подаваемый на зонд. Постоянный потенциал зонда, при котором амплитуда первой гармоники периодического сигнала в цепи зонда была максимальной, принимался за потенциал плазмы.

Температура электронов определялась по углу наклона линейного участка полулогарифмической характеристики холодного зонда. Для уменьшения влияния загрязнения поверхности зонда на результаты измерений в качестве „холодного“ зонда использовался накаливаемый зонд, температура которого не обеспечивала эмиссию электронов.

## Результаты и их обсуждение

Согласно проведенному в [12–14] анализу процессов в газоразрядной системе с магнитным мультиполем, зависимость отношения тока быстрых электронов к току собираемых экранной пластиной ионов  $I_e/I_i$  от величины, обратной давлению газа  $p$ , должна иметь вид прямой. Угол наклона этой прямой обратно пропорционален времени удержания быстрых электронов, а точка пересечения продолжения прямой с осью ординат определяется отношением полных потерь энергии электронов в неупругих соударениях к затратам энергии электронов на ионизацию газа. Общим для всех полученных экспериментальных результатов является то, что усиление магнитного поля привело к уменьшению угла наклона зависимостей  $I_e/I_i$ , что свидетельствует о лучшем удержании быстрых электронов, однако ход экспериментальных зависимостей в широком диапазоне значений  $1/p$  отличается от линейного.

На рис. 2, а показаны экспериментальные зависимости отношения токов  $I_e/I_i$ , полученные при размере выходной апертуры полого катода 20 (кривые 1–3) и

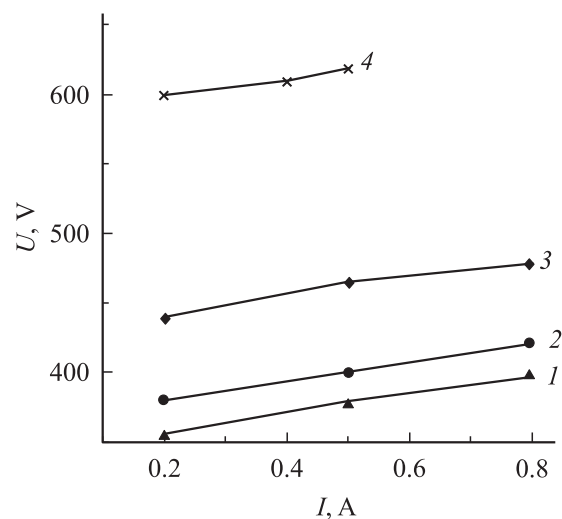


**Рис. 2.** Зависимости отношения тока быстрых электронов  $I_e$  к току ионов на экранную пластину  $I_i$  от величины, обратной давлению газа (аргон) в вакуумной камере. *a* — энергия быстрых электронов 150 В, диаметр выходной апертуры полого катода 20 (1–3) и 5 мм (4–6), ток быстрых электронов  $I_e = 0.6$  (1, 6); 0.4 (2, 5); 0.2 (3, 4); *b* — диаметр выходной апертуры полого катода 20 мм, ток быстрых электронов  $I_e = 0.5$  А, энергия быстрых электронов: 1 — 50, 2 — 100, 3 — 200 эВ.

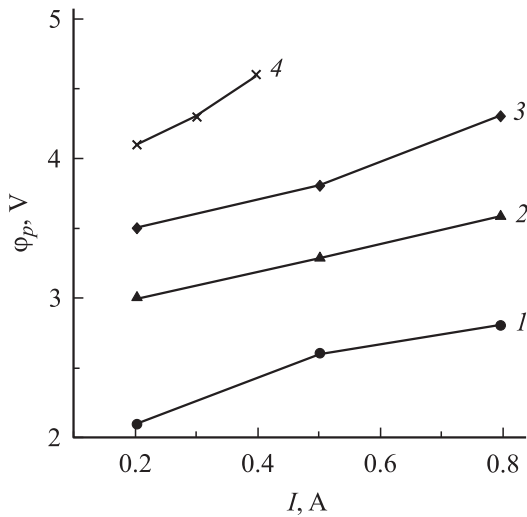
5 мм (кривые 4–6). Отношение величин  $I_e/I_i$ , обратно пропорциональное эффективности извлечения ионов  $\alpha$ , монотонно уменьшается при увеличении давления, но при достижении давлений  $\sim 5 \cdot 10^{-2}$  Па отношение токов начинает резко возрастать. Положение минимума кривых  $I_e/I_i$  зависит от величины тока плазменного катода, энергии электронов и размера катодной апертуры. Чем больше ток, тем меньше значение  $\alpha$  и ниже давление газа в минимуме кривых. Напротив, в области низких давлений (кривые 1–3) эффективность извлечения ионов возрастает с увеличением электронного тока. Минимумы кривых 4–6 (на рис. 2, *a* не показаны) достигаются при более высоких давлениях, чем для кривых 1–3. Увеличение энергии быстрых электронов

(рис. 2, *b*) приводит к изменению угла наклона кривых и их смещению в направлении меньших значений  $I_e/I_i$ . При невысокой энергии электронов (50 эВ) эффективность извлечения ионов невелика, а в области больших давлений зависимость  $I_e/I_i$  имеет резко выраженный минимум.

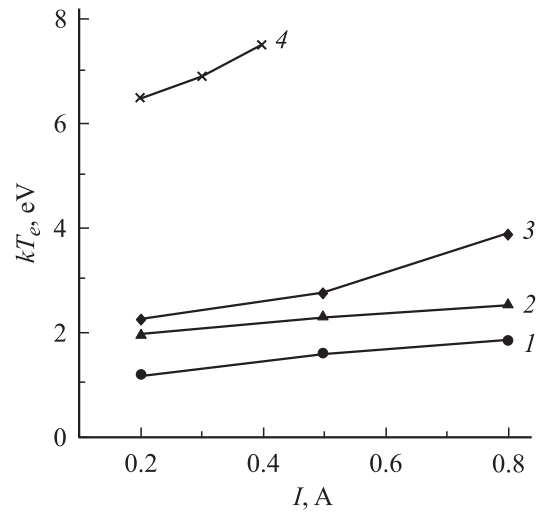
Уменьшение размера выходной апертуры полого катода резко снижает эффективность извлечения ионов (рис. 2, *a*). Поскольку размер апертуры определяет величину давления газа в катодной полости при заданном газовом потоке, увеличение апертуры от 5 до 20 мм приводило к необходимости увеличения (на  $\sim 50$  В) напряжения между электродами катодной ступени источника для поддержания постоянства тока тлеющего разряда и тока эмиссии плазменного катода. Кроме того, существенное влияние на напряжение горения разряда в полым катодом оказывало соотношение площадей эффективной поверхности анода  $S_a$ , которым является сетка, и поверхности полого катода  $S_c$ . При увеличении отношения  $S_a/S_c$  свыше значения, соответствующего отношению  $(m_e/M_i)^{1/2}$ , напряжение горения разряда возрастало в результате увеличения скорости потерь быстрых электронов в первой ступени разряда [15]. Здесь  $m_e, M_i$  — масса электрона и иона соответственно. Следует отметить, что изменение напряжения между электродами второй ступени не изменяет условий горения тлеющего разряда с полым катодом в первой ступени источника, вольт-амперные характеристики которого приведены на рис. 3. При работе источника с малыми газовыми потоками и высоким напряжением горения тлеющего разряда наблюдался разогрев центральной области сетки до высоких температур, который мог приводить к оплавлению сеток из нержавеющей стали. Причины этого явления будут исследоваться, однако можно предположить, что это является следствием увеличения температуры электронов или появления анодного падения потенциала вследствие роста



**Рис. 3.** Вольт-амперные характеристики тлеющего разряда с полым катодом. Давление в вакуумной камере: 1 —  $8.0 \cdot 10^{-2}$ ; 2 —  $5.3 \cdot 10^{-2}$ ; 3 —  $2.7 \cdot 10^{-2}$ ; 4 —  $0.8 \cdot 10^{-2}$  Па.



**Рис. 4.** Зависимости потенциала плазмы  $\phi_p$  от тока разряда. Давление в вакуумной камере: 1 —  $8.0 \cdot 10^{-2}$ ; 2 —  $5.3 \cdot 10^{-2}$ ; 3 —  $2.7 \cdot 10^{-2}$ ; 4 —  $0.8 \cdot 10^{-2}$  Па. Разность потенциалов между электродами второй ступени 150 В.



**Рис. 5.** Зависимости электронной температуры  $kT_e$  от тока разряда. Давление в вакуумной камере: 1 —  $8.0 \cdot 10^{-2}$ ; 2 —  $5.3 \cdot 10^{-2}$ ; 3 —  $2.7 \cdot 10^{-2}$ ; 4 —  $0.8 \cdot 10^{-2}$  Па. Разность потенциалов между электродами второй ступени 150 В.

толщины катодного слоя и сокращения эффективной площади анода в тлеющем разряде. Все приводимые в дальнейшем результаты были получены в электродной системе с 20 мм апертурой.

Одним из основных факторов, определяющих эффективность ионного источника, является потенциал плазмы  $\phi_p$ . При отрицательной относительно анода величине  $\phi_p$  исключается уход ионов на анод, а также уменьшается начальная энергия быстрых электронов, осциллирующих в свободной от магнитного поля плазме. Ионный ток на анод при положительном потенциале плазмы зависит от электронной температуры  $T_e$ , которая наряду с ионной температурой влияет на площадь потерь плазменных частиц вдоль линий возврата магнитного поля. Согласно [7], эта площадь определяется произведением суммарной длины магнитных полюсов на величину гибридного гирорадиуса  $(r_e/r_i)^{1/2}$ , где  $r_e, r_i$  — гирорадиусы плазменных электронов и ионов соответственно. На рис. 4, 5 представлены зависимости потенциала плазмы и электронной температуры от тока разряда при различных давлениях газа, из которых следует, что в широком диапазоне изменения условий горения и параметров разряда потенциал плазмы сохраняется положительным, изменяясь в пределах 2–5 В относительно потенциала анода, температура электронов составляет 1–8 эВ. С увеличением давления потенциал плазмы и температура электронов снижаются. Увеличение тока в пределах 0.2–0.8 А приводит к незначительному повышению как электронной температуры, так и потенциала плазмы. Повышение разности потенциалов между электродами второй ступени на 100 В привело к увеличению электронной температуры на  $\sim 2$  эВ, потенциал плазмы при этом возрастал на  $\sim 0.5$  В. Погрешность измерений величины  $\phi_p$  эмиссионным зондом в точке перегиба зависит от величины падения потенциала

вдоль нити, амплитуды модулирующего напряжения и эффектов пространственного заряда, для ослабления которых приходилось уменьшать отношение тока эмиссии нити к току насыщения электронов из плазмы и толщину накаливаемой нити [9]. Согласно проведенным оценкам, погрешность определения  $\phi_p$  в экспериментах составляла 1–2 В.

Из полученных результатов следует, что электростатическое удержание ионов в плазме второй ступени ионного источника отсутствует, поэтому ионы, создаваемые в разряде, уходят из плазмы на экраный электрод, сетку и на анод. Ионный ток в цепи анода пропорционален площади потерь, величина которой в условиях эксперимента составляла 30–40 см<sup>2</sup>. Площадь поверхности пластины, соответствующая поперечным размерам свободной от магнитного поля области плазмы, была примерно вдвое больше. Площадь отверстия в аноде напротив сетки составляла около 30 см<sup>2</sup>. Таким образом, ток извлекаемых на пластину ионов составляет в первом приближении около половины полного тока ионов, создаваемых в плазме.

Использованная в [12–14] модель основана на предположении, что ионизация газа производится только быстрыми электронами, часть из которых уходит на анод без потерь энергии за время  $t_c$ , а остальные релаксируют за время  $t_r$ , теряя при неупругих соударениях с атомами газа энергию, часть которой расходуется на ионизацию газа. Характерное время ионизации определяется как

$$t_i = (n_0 \sigma_i v_e)^{-1}, \quad (1)$$

где  $n_0$  — концентрация нейтралов,  $\sigma_i$  — сечение ионизации газа электронным ударом,  $v_e$  — скорость быстрых электронов.

Время релаксации  $t_r$  определяется подобным соотношением, в котором сечение ионизации заменяется

полным сечением неупругих взаимодействий электрона с нейтралами  $\sigma_f$ . С использованием определенных выше характерных времен отношение электронного и ионного токов можно представить в виде

$$I_e/I_i = t_i/t_c + t_i/t_r. \quad (2)$$

Из приведенного соотношения следует, что увеличение эффективности извлечения ионов  $\alpha$  с ростом давления обусловлено уменьшением отношения характерного времени ионизации ко времени удержания быстрых электронов  $t_i/t_c$ . Согласно [16], выражения для сечения ионизации  $\sigma_i$  и сечения полных неупругих потерь  $\sigma_f$  в интервале энергий 0.1–1 keV имеют практически одинаковую зависимость от энергии, а отношение  $\sigma_i/\sigma_f$  составляет обычно 0.2–0.5. Поэтому второй член в соотношении (2) не оказывает существенного влияния на величину отношения  $I_e/I_i$  при изменении энергии быстрых электронов. В работе [14] было показано, что увеличение напряжения горения разряда, а следовательно и энергии электронов, в пределах 40–120 V приводит к увеличению эффективной площади потерь на аноде и уменьшению времени удержания  $t_c$  быстрых электронов. Наблюдаемый в наших экспериментах значительный рост эффективности извлечения ионов обусловлен более быстрым ростом величины  $(\sigma_i v_e)$  при увеличении энергии электронов до значений соответствующих максимуму сечения ионизации электронным ударом, которое в области используемых энергий можно аппроксимировать формулой [16]

$$\sigma_i = Z_W [10E_i(K - E_i)/[K(K + 8E_i)]], \quad (3)$$

где  $Z_W$  — число электронов во внешней оболочке;  $K$  — кинетическая энергия электронов;  $E_i$  — энергия, соответствующая потенциалу ионизации.

В диапазоне энергий электронов 0.1–0.3 keV произведение  $(\sigma_i v_e)$  изменяется незначительно, что должно приводить к насыщению зависимости эффективности извлечения ионов от энергии электронов.

Для объяснения дальнейшего роста эффективности извлечения ионов следует принять во внимание то, что рассмотренная модель ограничена однократными ионизирующими соударениями, тогда как рост энергии электронов позволяет им совершать несколько таких соударений. Максимальное число ионизирующих соударений можно определить, как  $(eU/E_i)(\sigma_i v_e)/(\sigma_f v_e)$ , где  $U$  — напряжение между электродами второй ступени, определяющее энергию быстрых электронов. Однако, если время до ухода электрона на анод недостаточно для полной энергетической релаксации электронов, энергетическая эффективность ионного источника, определяемая отношением тока ионного пучка к затрачиваемой в разряде мощности, с ростом энергии электронов будет снижаться.

Влияние размера выходной апертуры полого катода на эффективность извлечения ионов (рис. 2, а), которое не находит объяснения в рамках простой модели, может

быть обусловлено неоднородностью пространственного распределения нейтралов и быстрых электронов в объеме второй ступени газоразрядной системы. Давление поступающего из катодной полости и расширяющегося в анодной полости газа вблизи сетки максимально. В эту область повышенного давления поступает направленный поток быстрых электронов. В результате частота ионизаций вблизи сетки оказывается выше, чем в среднем в объеме анодной полости, причем уменьшение размера апертуры и соответствующий рост давления и плотности электронного потока увеличивают неоднородность генерируемой плазмы. Поскольку ионы, образованные вблизи сетки, могут уходить из плазмы либо на сетку, либо вдоль линий возврата магнитного поля на прилегающую часть анода, доля ионов, извлекаемых на пластину, при уменьшении апертуры будет уменьшаться.

Результаты измерения потенциала плазмы с помощью электростатического спектрометра качественно совпадают с результатами зондовых измерений. Положение максимума энергетических спектров ионов, извлекаемых из плазмы, соответствует потенциалу плазмы, который был положителен относительно анода и составлял несколько eV. Небольшой разброс по продольной составляющей энергии на полувысоте пика (6.5 eV) свидетельствует о постоянстве потенциала плазмы в области генерации ионов и отсутствии нестабильностей плазмы. С ростом давления разброс энергий ионов увеличивается, что, вероятнее всего, является следствием перезарядки ионов в слое пространственного заряда вблизи экранного электрода.

## Заключение

Усиление многополюсного магнитного поля в анодной ступени разряда и использование магнитного мультиполя в области полого катода тлеющего разряда позволило расширить рабочий диапазон давлений ионного источника с холодным катодом в область низких давлений до  $\sim 5 \cdot 10^{-3}$  Pa.

Отношение тока извлекаемых из плазмы ионов к току плазменного катода монотонно возрастает с увеличением разности потенциалов между электродами второй ступени разряда и давления газа. Максимальный ионный ток близок по величине к току плазменного катода. При увеличении давления свыше  $\sim 5 \cdot 10^{-2}$  Pa эффективность извлечения ионов уменьшается.

Размер катодной апертуры оказывает существенное влияние на эффективность извлечения ионов из плазмы, что объясняется изменением степени пространственной неоднородности генерируемой плазмы.

Потенциал плазмы в анодной ступени разряда сохраняется положительным относительно анода (1–5 V) при изменении тока в пределах 0.2–0.8 A, давления газа 0.05–0.005 Pa и энергии электронов 100–300 eV. Температура электронов в плазме составляет 1–8 eV. Минимальный энергетический разброс извлекаемых из плазмы ионов составил 6.5 eV при минимальном рабочем давлении.

## Список литературы

- [1] *Gavrilov N.V., Mesyats G.A., Radkovskii G.V.* et al. // Surface and Coating Technology. 1997. Vol. 96. N 1. P. 81–88.
- [2] *Визирь А.В., Окс Е.М., Щанин П.М., Юшков Г.Ю.* // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 6. С. 28–31.
- [3] *Гаврилов Н.В., Каменецких А.С.* // ДАН. Сер. физ. 2004. Т. 394. № 2. С. 1–4.
- [4] *Nikitin S.P., Chichigin D.F., Tretnikov P.V.* // Book of Abstracts of 10th Intern. Conf. on Ion Sources. Dubna (Russia), 2003. P. 215.
- [5] *Limpraecher R., MacKenzie K.R.* // Rev. Sci. Instrum. 1973. Vol. 44. P. 726–731.
- [6] *Гаврилов Н.В.* Плазменный эмиттер ионов. Патент РФ. № 2134921. 1997.
- [7] *Leung K.N., Hershkowitz N., MacKenzie K.R.* // Physics Fluids. 1976. Vol. 19. N 7. P. 1045–1053.
- [8] *Kemp R.F., Sellen J.M.* // Rev. Sci. Instrum. 1966. Vol. 37. N 4. P. 455–461.
- [9] *Smith J.R., Hershkowitz N., Coakley P.* // Rev. Sci. Instrum. 1979. Vol. 50. N 2. P. 210–218.
- [10] *Ионов Н.И.* // ЖТФ. 1964. Т. 34. Вып. 5. С. 769–787.
- [11] *Каган Ю.М., Перель В.И.* // УФН. 1963. Т. 81. Вып. 3. С. 409–452.
- [12] *Leung K.N., Kribel R.E., Goede A.P.H.* et al. // Phys. Lett. 1978. Vol. 66A. N 2. P. 112–114.
- [13] *Holmes A.J.T.* // Rev. Sci. Instrum. 1981. Vol. 52. N 12. P. 1814–1823.
- [14] *Cope D., Keller J.H.* // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 56. N 1. P. 96–100.
- [15] *Метель А.С.* // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 2. С. 241–247.
- [16] *Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е.* Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 384 с.