

Высокоэффективная эмиссия плазменного катода с сеточной стабилизацией

© Н.В. Гаврилов, Д.Р. Емлин, А.С. Каменецких

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

(Поступило в Редакцию 31 октября 2007 года)

Исследован высокоэффективный режим эмиссии плазменного катода с сеточной стабилизацией на основе тлеющего разряда с расширенной анодной частью. Эксперименты проводились в электродной системе источника ионов при разности потенциалов между разделенными крупноячеистым сеточным электродом с диаметром отверстий 4–6 мм, катодной и анодной плазмой до 200 В и токе тлеющего разряда до 1 А. Измерено распределение токов по электродам плазменного катода и получены зависимости эффективности извлечения электронов и потенциала эмитирующей электроны плазмы от давления газа и параметров разряда. Получено соотношение, описывающее связь геометрических параметров сетки, потенциала катодной плазмы и эффективности извлечения электронов из плазмы. Показано, что устойчивый режим высокоэффективной эмиссии плазменного катода может быть реализован в широком диапазоне изменения давлений газа и тока разряда изменением геометрии и размеров отверстий сетки плазменного катода. Предложено объяснение контракции разряда в плоскости сетки плазменного катода при повышенных давлениях газа, основанное на усилении неоднородности распределения эмиссионного тока из неоднородной эмитирующей плазмы из-за непостоянства толщины приэлектродных слоев в отверстиях сетки.

PACS: 52.25.Tx, 52.40.Kh

Введение

Дуговые плазменные катоды с сеточной стабилизацией используются для получения электронных пучков большого сечения с токами от единиц ампер до нескольких килоампер и длительностью импульсов тока от единиц до сотен микросекунд [1]. Теоретическая модель такого катода и анализ его эмиссионных свойств представлены в [2–4]. Эффективность извлечения электронов из плазмы разряда, которая определяется отношением тока электронной эмиссии к току разряда, в высоковольтных электронных источниках с плазменным катодом обычно ограничена на уровне ~ 0.7 во избежание дестабилизации плазменного катода [5]. Рабочее давление источников электронов с плазменным катодом также ограничено сверху, причем, согласно [6], одной из причин такого ограничения является нарушение стабилизирующей функции сетки в результате выхода эмитирующей плазмы за сетку в ускоряющий промежуток и переключения разряда с анода на извлекающий электрод. По мнению авторов [6], процессы интенсивной ионизации газа в ускоряющем промежутке, роста обратного ионного потока в эмитирующую плазму, повышения концентрации плазмы и тока электронной эмиссии при определенных условиях могут развиваться лавинообразно, завершаясь „плазменным“ пробоем промежутка.

В последнее время плазменные катоды с сеточной стабилизацией на основе дуговых и тлеющих разрядов находят применение также в источниках пучков ионов газов и газоразрядных генераторах плазмы [7,8]. Эффективность генерации ионов в анодной плазме таких

газоразрядных систем определяется как эффективностью извлечения электронов из катодной плазмы и степенью их энергетической релаксации в анодной плазме, так и величиной падения напряжения на двойном слое между плазмами, которое зависит от изменения потенциала катодной плазмы при эмиссии электронов [9]. Поэтому представляет интерес изучение условий стабильного высокоэффективного извлечения электронов и реакции плазмы на отбор электронов при токах эмиссии, сопоставимых с током разряда или превосходящих его.

В настоящей работе экспериментально исследовано влияние тока разряда, давления газа и размера апертур сетки плазменного катода на потенциал эмитирующей плазмы и ток электронной эмиссии, и с использованием условия баланса токов в плазме дано объяснение характера взаимосвязи этих параметров плазмы, обеспечивающего ее квазинейтральность.

Методика эксперимента

Электродная система источника ионов с сетчатым плазменным катодом, в которой использован тлеющий разряд с полым катодом, показана на рис. 1. Переход от разряда с анодной сеткой, установленной в выходной апертуре катодной полости, к разряду с расширенной анодной частью позволил увеличить диаметр сетки плазменного катода до 80 мм и использовать крупноструктурные сетки с диаметром отверстий в несколько миллиметров [9].

Разряд между полым катодом 1 ($d_c = 150$ мм, $l_c = 140$ мм) и анодом 2 ($d_a = 90$ мм, $l_a = 70$ мм) фор-

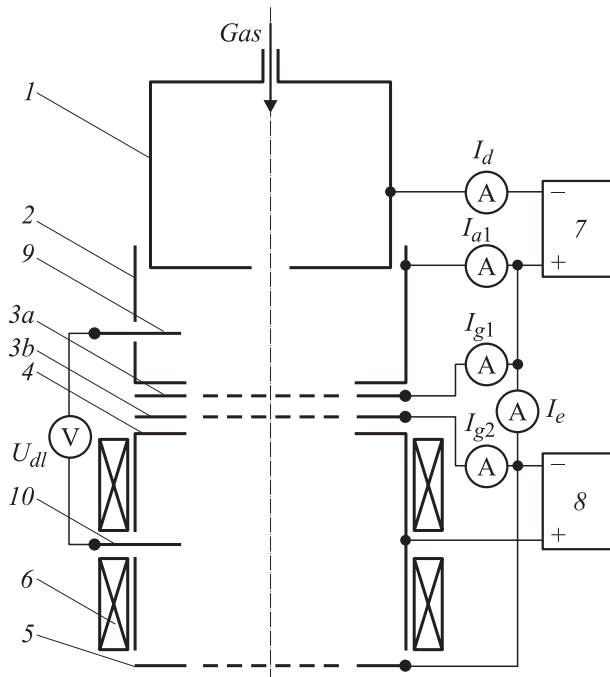


Рис. 1. Электродная схема газоразрядной системы: 1 — полый катод, 2 — анод, 3 — сетка, 4 — анод второй ступени, 5 — сетка ионно-оптической системы, 6 — магниты, 7, 8 — источники питания, 9, 10 — двойной зонд.

мирует плазменный эмиттер электронов в плоскости сетки 3. В качестве сетки использовались электроды с 265 отверстиями диаметром $d_h = 4$ mm. Для раздельного измерения токов заряженных частиц на сетку из катодной и анодной плазмы в качестве сетки использовалась сборка из двух электрически изолированных одинаковых пластин 3a и 3b с соосными отверстиями. Толщина пластин составляла 0.5 mm для „тонкой“ сетки, „толстая“ сетка собиралась из пластин толщиной 2 и 0.5 mm, зазор между пластинами был равен 0.5 mm. Анодная ступень электродной системы ионного источника образована полым анодом 4 ($d_{a2} = 120$ mm, $l_{a2} = 70$ mm), помещенным в периферийное магнитное поле, и извлекающей сеткой 5 ионно-оптической системы, электрически соединенной с катодной сеткой 3. Магнитное поле создавалось 12 линейными рядами постоянных магнитов 6 из самарий-кобальтового сплава. Регулируемый в пределах $5-50$ cm³/s поток газа (аргон) поступал в катодную полость. Давление газа измерялось в вакуумной камере. Расчетный перепад давления на сетке плазменного катода размером $d_h = 4$ mm, $l = 4$ mm при потоке 30 cm³/s составляет около 0.1 Pa, перепад давления на более тонкой извлекающей сетке ($d = 4$ mm, $l = 0.5$ mm) примерно вдвое меньше.

Источник питания 7 поддерживал постоянным ток тлеющего разряда в диапазоне $I_d = 0.2-0.9$ A, который измерялся в цепи полого катода. Регулируемое выходное напряжение U_2 источника питания 8 прикладывалось между сетками 3, 5 и анодом 4. Падение напряжения

на двойном слое между плазмами, формирующемся в отверстиях сетки 3, меньше U_2 на величину потенциала катодной плазмы ($U_{dl} = U_2 - \Delta\Phi$). В экспериментах измерялся ток разряда в цепи полого катода I_d , токи на полый анод первой ступени I_{a1} и сетку I_g . Ток эмиссии I_e измерялся прибором, установленным в цепи между сетками. Разность потенциалов катодной и анодной плазм оценивалась с помощью двойного зонда 9, 10 [9,10].

Диапазон давлений и величина напряжения, прикладываемого между ступенями электродной системы, для „тонкой“ сетки с суммарной толщиной 1.5 mm и „толстой“ сетки толщиной 3 mm подбирались таким образом, чтобы в используемом диапазоне токов разряда плазменный катод с ростом тока переходил в режим вынужденной эмиссии с эффективностью извлечения электронов $\alpha > 1$. В системе с сеткой толщиной 1.5 mm давление изменялось в пределах $(1.3-2.7) \cdot 10^{-2}$ Pa, напряжение $U_2 = 150$ V, с сеткой толщиной 3 mm — $(4-9.3) \cdot 10^{-2}$ Pa, а величина U_2 составляла 200 V.

Результаты эксперимента

На рисунках преимущественно представлены зависимости, полученные с сеткой толщиной 3 mm. При использовании данных, полученных с тонкой сеткой, это указывается в подписи к рисунку.

На рис. 2 приведены зависимости тока на сетку плазменного катода из катодной плазмы в функции тока разряда при различных давлениях газа. При повышенных давлениях ток на сетку меняет знак, становится ионным и линейно возрастает с током разряда. Ток на сетку из анодной плазмы (рис. 3) остается ионным во всем

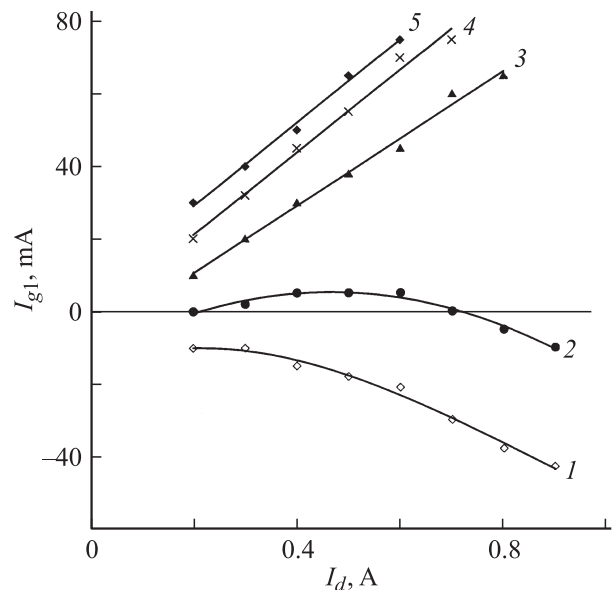


Рис. 2. Зависимости тока на сетку из катодной плазмы от тока разряда. Давление газа $p \cdot 10^2$: 4 (1), 5.3 (2), 6.7 (3), 8 (4), 9.3 Pa (5).

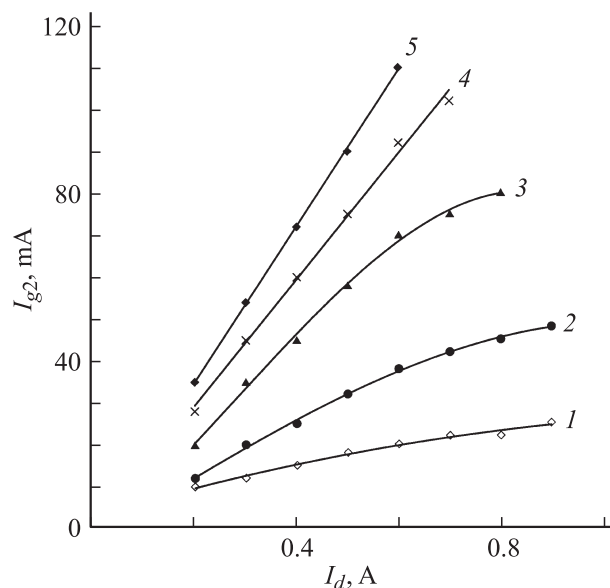


Рис. 3. Зависимости тока на сетку из анодной плазмы от тока разряда. Давление газа $p \cdot 10^2$: 4 (1), 5.3 (2), 6.7 (3), 8 (4), 9.3 Па (5).

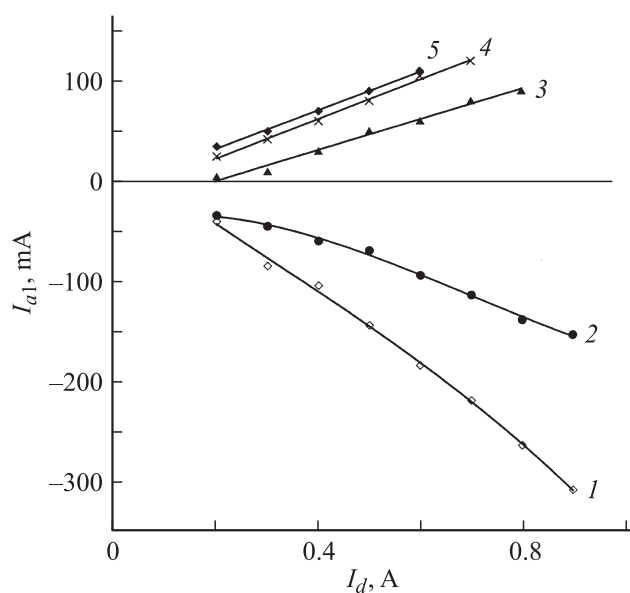


Рис. 4. Зависимости тока на анод катодной ступени от тока разряда. Давление газа $p \cdot 10^2$: 4 (1), 5.3 (2), 6.7 (3), 8 (4), 9.3 Па (5).

диапазоне токов и давлений газа и также линейно зависит от тока разряда. Ток на анод 2 катодной ступени (рис. 4) при низких давлениях является электронным, с увеличением давления меняет знак и линейно возрастает с током разряда. Отношение тока ионов на сетку к полному току ионов из катодной плазмы для толстой сетки в 2–4 раза больше, чем для тонкой сетки (рис. 5). Эффективность извлечения электронов (рис. 6) возрастает с давлением газа до величины $\alpha \sim 1.3$ для толстой

и $\alpha \sim 1.1$ — для тонкой сетки и практически не зависит от тока. Таким образом, существует широкий диапазон изменения значений тока разряда и давления газа, в котором плазменный катод стабильно функционирует при величине $\alpha > 1$.

Потенциал катодной плазмы (рис. 7) возрастает с ростом давления газа и увеличением тока разряда, рост потенциала с током разряда не прекращается и после достижения эффективности $\alpha = 1$. Потенциал плазмы при

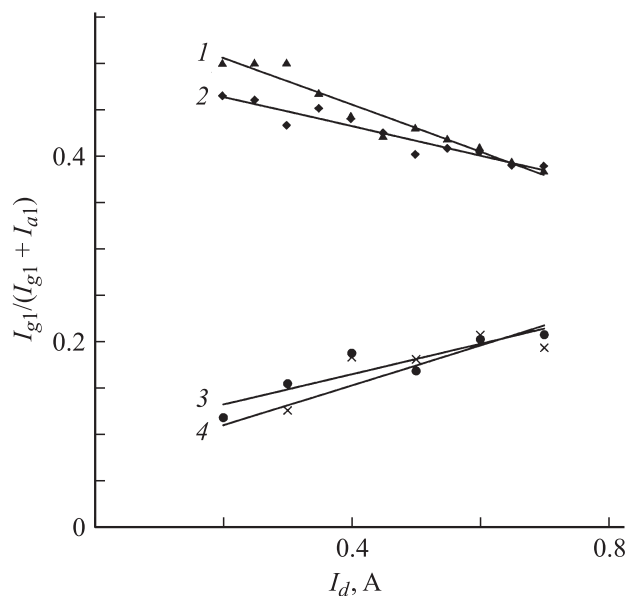


Рис. 5. Зависимости отношения тока ионов на сетку к полному току ионов из катодной плазмы. Толщина сетки: 3 (1, 2), 1.5 мм (3, 4). Давление газа $p \cdot 10^2$: 9.3 (1), 8 (2), 2.4 (3), 2.7 Па (4).

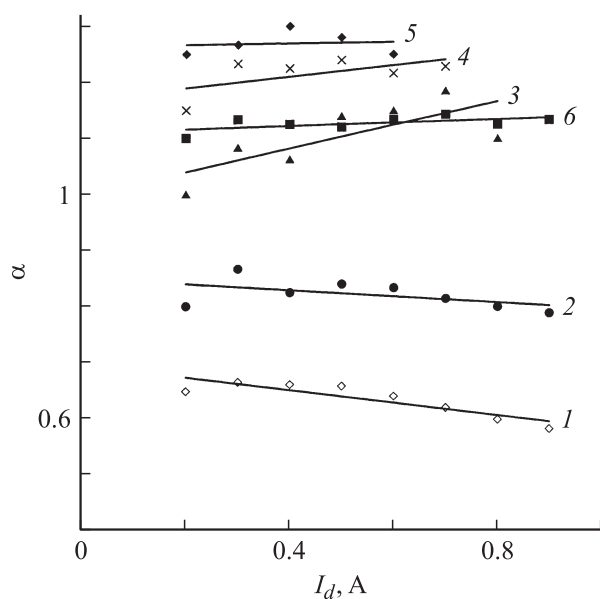


Рис. 6. Зависимости эффективности извлечения электронов от тока разряда. Толщина сетки: 3 (1–5), 1.5 мм (6). Давление газа $p \cdot 10^2$: 4 (1), 5.3 (2), 6.7 (3), 8 (4), 9.3 (5), 2.7 Па (6).

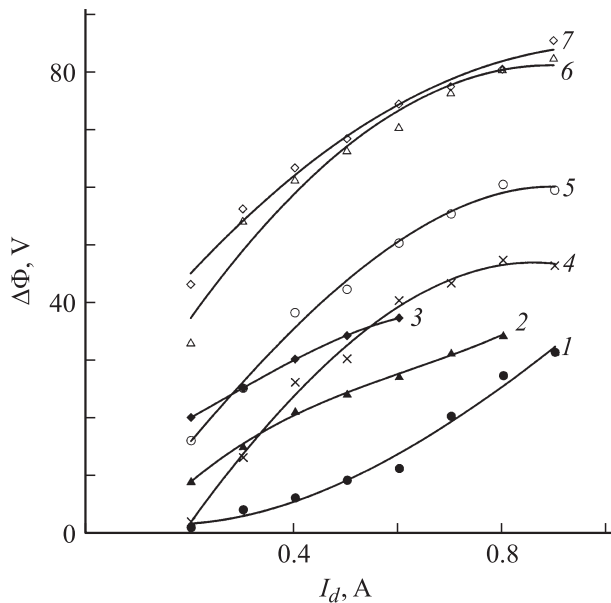


Рис. 7. Зависимости потенциала катодной плазмы от тока разряда. Толщина сетки: 3 (1–3), 1,5 мм (4–6). Давление газа $p \cdot 10^2$: 4 (1), 6,7 (2), 9,3 (3), 1,3 (4), 1,6 (5), 1,9 (6), 2,7 Па (7).

максимальных значений тока и давления газа составлял 80 В для тонкой сетки и 35 В — для толстой сетки, причем в первом случае рост потенциала плазмы с давлением замедляется. Таким образом, рост потенциала плазмы не имеет прямой взаимосвязи с повышением эффективности извлечения электронов, проявляющейся при $\alpha < 1$, в высокоэффективном режиме эмиссии катода при $\alpha > 1$ потенциал плазмы растет при увеличении тока разряда и давления газа.

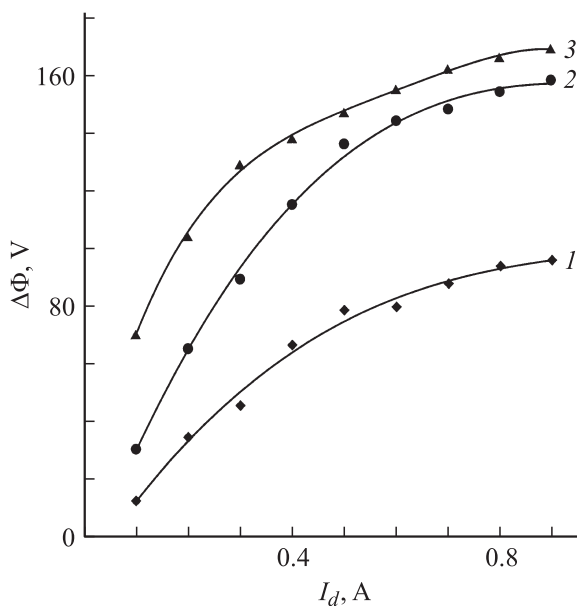


Рис. 8. Зависимости потенциала катодной плазмы от тока разряда. Диаметр отверстий сетки 6 мм. Давление газа $p \cdot 10^2$: 2,7 (1), 5,3 (2), 11 Па (3).

Не только уменьшение толщины сетки, но и увеличение диаметра отверстий сетки приводит к повышению потенциала катодной плазмы и достижению эффективности $\alpha = 1$ при более низких давлениях газа [9]. При использовании тонкой (1,5 мм) сетки с отверстиями диаметром 6 мм увеличение потенциала плазмы с ростом тока при приложенном напряжении $U_2 = 200$ В составило 160 В при давлении газа 0,11 Па (рис. 8). Эффективность извлечения электронов в этом эксперименте при всех значениях тока разряда была больше единицы.

При давлениях газа, превышающих верхнюю границу рабочего диапазона, в системе с толстой сеткой с ростом давления наблюдалась контракция разряда в области сетки плазменного катода, которая сопровождалась уменьшением напряжения на двойном слое до значений 30–40 В, характерных для контрагированного разряда [10].

Обсуждение результатов

Связь между параметрами плазмы эмиттера электронов, эффективностью извлечения электронов, геометрическими размерами электродов плазменного катода и плазменного эмиттера электронов можно получить из баланса токов в плазме. Для разряда с отрицательным анодным падением потенциала и максвелловским распределением электронов по скоростям, из плазмы которого электроны извлекаются через имеющую анодный потенциал сетку, причем отбор осуществляется с открытой поверхности плазмы, баланс токов имеет вид:

$$I_d = j_e(S_g + S_a) \exp\left(-\frac{\Delta\Phi}{kT_e}\right) - j_i(S_g + S_a) + j_e S_e, \quad (1)$$

где I_d — ток разряда, S_e — площадь эмиссии электронов с открытой плазменной границы, S_a — площадь анода, S_g — площадь поверхности плазмы, с которой на сетку поступают заряженные частицы, $\Delta\Phi$ — потенциал плазмы относительно анода, T_e — электронная температура, j_e, j_i — плотность тока насыщения электронов и ионов из плазмы соответственно. Учитывая, что $I_d/I_e = 1/\alpha$, $j_i/j_e = (m/M)^{1/2}$, $I_e = j_e S_e$, получим уравнение для эффективности извлечения электронов из плазмы:

$$\frac{1}{\alpha} = 1 + \frac{S_g + S_a}{S_e} \left[\exp\left(-\frac{\Delta\Phi}{kT_e}\right) - \sqrt{\frac{m}{M}} \right]. \quad (2)$$

Из полученного соотношения следует, что отрицательное анодное падение потенциала, эффективность извлечения электронов из плазмы и соотношение площадей эмиттера электронов и электродов разрядной системы $\beta = (S_g + S_a)/S_e$ изменяются самосогласованным образом, обеспечивая выполнение условия квазинейтральности плазмы. Эффективность извлечения электронов

$\alpha \sim 1$ достигается при условии

$$\exp(-\Delta\Phi/kT_e) \sim \sqrt{\frac{m}{M}}, \quad (3)$$

которое выполняется при $\Delta\Phi/kT_e \sim 5.6$. При обычных для рассматриваемых условий значениях $kT_e \sim 5-10$ eV величина тока эмиссии должна приближаться к току разряда при $\Delta\Phi \sim 30-60$ V, что соответствует наблюдавшимся в эксперименте значениям. Дальнейший рост $\alpha > 1$ обусловлен извлечением из плазмы вторичных электронов, возникающих в результате ионизации газа первичными электронами. Ток вторичных электронов равен суммарному ионному току на сетку и анод и в эксперименте достигал 10% от тока разряда в системе с тонкой сеткой и до 30% при использовании толстой сетки.

Для анализа поведения плазменного катода при изменении условий в разряде необходимо исследовать характер изменения отношения площадей β . Величина отношения β в режиме высокоэффективной эмиссии может быть оценена из соотношения (2) при условии, что $\exp(-\Delta\Phi/kT_e) \sim 0$, $I_i = I_e - I_d$, как

$$\frac{S_g + S_a}{S_e} = \frac{I_i}{I_e} \sqrt{\frac{M}{m}}. \quad (4)$$

Расчет проводился с использованием полученных в эксперименте зависимостей для ионного тока $I_i = I_{g1} + I_{a1}$. В режиме высокоэффективной эмиссии отношение площадей увеличивается с ростом давления газа до значений 60–65 для толстой сетки и до 30 для тонкой сетки.

Подставив в соотношение (4) ионный ток на сетку, можно получить зависимости для отношения площадей в плоскости сетки (рис. 9). Далее, предполагая, что проекция на плоскость сетки площади электронного эмиттера в единичном отверстии радиусом r представляет круг, ограниченный ионным слоем толщиной h , и учитывая геометрическую прозрачность сетки ($\delta = 0.6$), можно получить алгебраические выражения для проекций площади электронного эмиттера S_e , площади сбора ионов в плоскости сетки S_g и их отношения S_g/S_e в виде

$$S_e = \pi(r - h)^2, \quad (5)$$

$$S_g = [\pi r^2 - \pi(r - h)^2] / \delta, \quad (6)$$

$$\frac{S_g}{S_e} = \frac{1 - (1 - h/r)^2}{\delta(1 - h/r)^2}. \quad (7)$$

На рис. 9 приведены результаты расчета толщины слоя и площади электронного эмиттера. Заметим, что результаты таких оценочных расчетов, проведенных для условий, когда характерный размер граничащих друг с другом ионного и электронного эмиттеров имеет тот же порядок величины, что и толщина ионного слоя, следует интерпретировать с большой осторожностью.

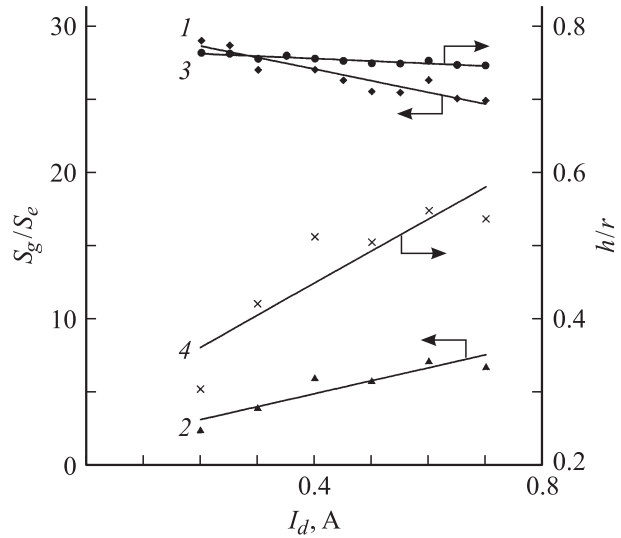


Рис. 9. Зависимости отношения площади сбора ионов в плоскости сетки S_g к площади электронного эмиттера S_e (1, 2) и отношения толщины слоя h к радиусу отверстий сетки r (3, 4) от тока разряда. Толщина сетки: 3 (1, 3), 1.5 mm (2, 4).

Таким образом, в режиме высокоэффективной эмиссии баланс токов в плазме выполняется при определенном сочетании значений ионного тока из катодной плазмы и потенциала плазмы. С увеличением диаметра отверстий сетки для выполнения условия баланса должна быть увеличена толщина ионного слоя в отверстиях сетки, поэтому при прочих равных условиях эффективность $\alpha = 1$ достигается при более низких давлениях и соответственно меньших ионных токах. Увеличение длины канала в отверстиях сетки изменяет положение эмиттирующей плазменной границы и сопровождается ростом ионных потерь на стенках, поэтому для достижения эффективности $\alpha = 1$ требуется более высокое давление газа.

Дестабилизация плазменного катода при повышенных давлениях, проявлением которой является контракция разряда в плоскости сетки, может быть обусловлена неоднородностью катодной плазмы у сетки. Поскольку площадь электронного эмиттера в отверстиях сетки, ограниченная слоем, будет возрастать с увеличением плотности плазмы, то радиальное распределение тока эмиссии электронов в анодной плазме может быть существенно более неоднородным, чем распределение плотности катодной плазмы. Дальнейшее сжатие столба разряда с ростом давления может происходить лавинообразно по механизму, предложенному в [6,11], с тем отличием, что значительный локальный рост плотности обратного ионного тока, который ограничен условием Ленгмюра [12] для двойного слоя, обеспечивается в результате перераспределения постоянного по величине тока эмиссии электронов в плоскости сетки плазменного катода. В исследуемой низковольтной газоразрядной си-

стеме процесс завершается переходом разряда в контрагированный режим.

Заключение

При извлечении электронов из плазмы, ограниченной сеточным электродом, величина отрицательного анодного падения потенциала, эффективность извлечения электронов из плазмы и отношение площадей электронов и плазменного эмиттера электронов изменяются самосогласованным образом, обеспечивая выполнение условия квазинейтральности плазмы.

Рост потенциала плазмы при уменьшении толщины ионных слоев в ячейках сетки в результате увеличения тока разряда, давления газа или напряженности поля в двойном слое между плазмами в высокоэффективном режиме эмиссии электронов при $\alpha > 1$ ограничивает изменение площади эмиттера электронов.

Устойчивый режим высокоэффективной эмиссии плазменного катода может быть реализован в широком диапазоне давлений газа изменением диаметра и длины канала в отверстиях сетки плазменного катода.

Зависимость площади плазменного эмиттера электронов от толщины слоя в отверстиях сетки обуславливает возможность значительного усиления неоднородности распределения тока эмиссии электронов в плоскости сетки относительно исходной неоднородности эмитирующей плазмы.

Дестабилизация плазменного катода при увеличении давления газа в условиях эксперимента возникает при эффективности извлечения электронов $\alpha > 1$ и обусловлена ростом радиальной неоднородности эмитирующей плазмы и переходом разряда в контрагированный режим горения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 07-08-00128).

Список литературы

- [1] Завьялов М.А., Крейнделъ Ю.Е., Новиков А.А., Шантурин Л.П. Плазменные процессы в технологических электронных пушках. М.: Энергоатомиздат, 1989. 256 с.
- [2] Жаринов А.В., Коваленко Ю.А. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 4. С. 681–686.
- [3] Жаринов А.В., Коваленко Ю.А., Роганов И.С., Тюрюканов П.М. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 1. С. 66–71.
- [4] Галанский В.Л., Крейнделъ Ю.Е., Окс Е.М., Рупп А.Г., Щанин П.М. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 5. С. 877–882.
- [5] Окс Е.М. Источники электронов с плазменным катодом: физика, техника, применения. Томск: Изд-во НТЛ, 2005. 216 с.
- [6] Бурдовицин В.А., Куземченко М.Н., Окс Е.М. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 7. С. 134–136.
- [7] Визирь А.В., Окс Е.М., Щанин П.М., Юшков Г.Ю. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 6. С. 28–31.
- [8] Гаврилов Н.В., Каменецких А.С. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 2. С. 57–61.
- [9] Гаврилов Н.В., Каменецких А.С. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 3. С. 12–16.
- [10] Гаврилов Н.В., Емлин Д.Р., Каменецких А.С. // Изв. вузов. Физика. 2007. № 9. С. 30–34.
- [11] Бурачевский Ю.А., Бурдовицин В.А., Мельников А.В., Окс Е.М. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 2. С. 48–50.
- [12] Langmuir I. // Phys. Rev. 1929. Vol. 33. P. 954–989.