

# ПРОЦЕССЫ В РАЗРЯДАХ С ПОЛЫМ КАТОДОМ ВЛИЯЮЩИЕ НА ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПЛАЗМЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

*А.П. Семёнов*

Отдел физических проблем при Президиуме Бурятского научного центра СО РАН, 670047, Улан-Удэ, Россия  
e-mail: [semenov@pres.bsc.buryatia.ru](mailto:semenov@pres.bsc.buryatia.ru)

Определено новое геометрическое соотношение формы и размеров катодной полости отражательного разряда с холодным полым катодом. Рассмотрены характеристики разряда и эмиссионные свойства плазмы. Определены условия и показана возможность создания максимально выраженной радиальной неоднородности прикатодной плазмы разряда. Обнаружен стационарный двойной электрический слой в апертуре катодной полости с падением потенциала 14-16 В. Рассмотрены особенности продольного извлечения ионов через пристеночный слой отражательного и полого катодов и 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 плазменной границы, одно, отвечающее условию  $r_{nl}/R > 0,54$ , является устойчивым, где  $r_{nl}$  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**

Способность эмитировать заряженные частицы является одним из фундаментальных свойств газоразрядной плазмы. Для генерации эмитирующей плазмы привлекают внимание газовые разряды с холодными катодами [1]. Среди таких разрядов перспективным для технологических применений выглядит отражательный разряд с холодным полым катодом. Впервые электродная структура отражательного разряда с трубчатой катодной полостью предложена [2] и применена в источнике ионов протонного ускорителя [3]. Разряд во многом подобен аномальному тлеющему с положительным столбом в магнитном поле, существует при более низком давлении газа, чем требуется для горения обычного тлеющего,

стабильно зажигается и горит, образуя плотную неоднородную плазму. Продвижение развития разрядной структуры и изучение эмиссионных свойств плазмы разряда с полым катодом обобщено в [4-8]. Совокупность процессов, протекающих в катодной полости, определяет такие характерные особенности разряда, как "сжатие" разряда с сильно выраженной радиальной неоднородностью плотности плазмы [9], свойства которой определяются быстрыми вторичными электронами, рожденными на стенках, и плазменными электронами. Притом, неоднородное распределение концентрации плазмы, способствует генерированию пучков ионов и электронов с высокой плотностью эмиссионного тока. Однако использование в источниках заряженных частиц непрерывного

сильноточного режима горения разряда с током  $> 1$  А затруднено и нецелесообразно ввиду интенсивного разрушения ионами стенок трубчатой катодной полости и выделения в разрядной камере значительной тепловой мощности. Концентрация заряженных частиц нарастает к выходному отверстию катодной полости [5], достигая значения концентрации приосевой плазмы в полости анода. Особенно быстро разрушается торец полого катода. Необходимость увеличения ресурса полого катода и применения принципа ускорения встречных взаимопроникающих ионного и электронного пучков [7,10] в источнике ионов металлов с испарением металлов электронами извлекаемыми из плазмы отражательного разряда с полым катодом побудили к поиску новых вариантов электродных структур.

Как это следует из соотношения Бома, ток ионной эмиссии определяется

$$I_i = 0,4en_i \left( \frac{2kT_e}{M_i} \right)^{\frac{1}{2}} S, \quad (1)$$

где  $n_i$  - концентрация плазмы,  $T_e$  - электронная температура,  $k$  - постоянная Больцмана,  $M_i$  - масса иона,  $e$  - заряд электрона,  $S$  - площадь эмитирующей 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 [7]. 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  $r_k \gg l_k$  ( $r_k$ -радиус канала,  $l_k$ -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 [11]. В итоге реализуется разряд [12], при котором проникающая плазма заполняет промежутки 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 [13]. Неустойчивость проникающей плазмы позволяет стабильно извлекать ионы через широкую апертуру в катоде, в отсутствие сеточной стабилизации эмитирующей 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.

В настоящей работе рассматриваются свойства и характеристики отражательного разряда с коробчатой формой катодной полости, наиболее подходящей для расширения функциональных возможностей плазменных источников заряженных частиц на основе отражательного разряда с полым катодом. Рассматривается извлечение 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.

Кроме того, [14] свидетельствует о возможности образования в апертуре коробчатой полости двойного

электрического слоя при выполнении условия

$$\frac{S}{S_k} < \left( \frac{m}{M} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2)$$

где  $S$  - площадь сечения плазменного канала в апертуре полости,  $S_k$  - площадь внутренней поверхности полости,  $m$ ,  $M$  - массы электрона и иона.

## Методика эксперимента

На рис.1. представлена электродная схема отражательного разряда с коробчатой катодной полостью. Разрядное устройство содержит полый катод 1, медный цилиндрический анод 2 диаметром 18 мм и высотой 12 мм и отражательный катод 3.

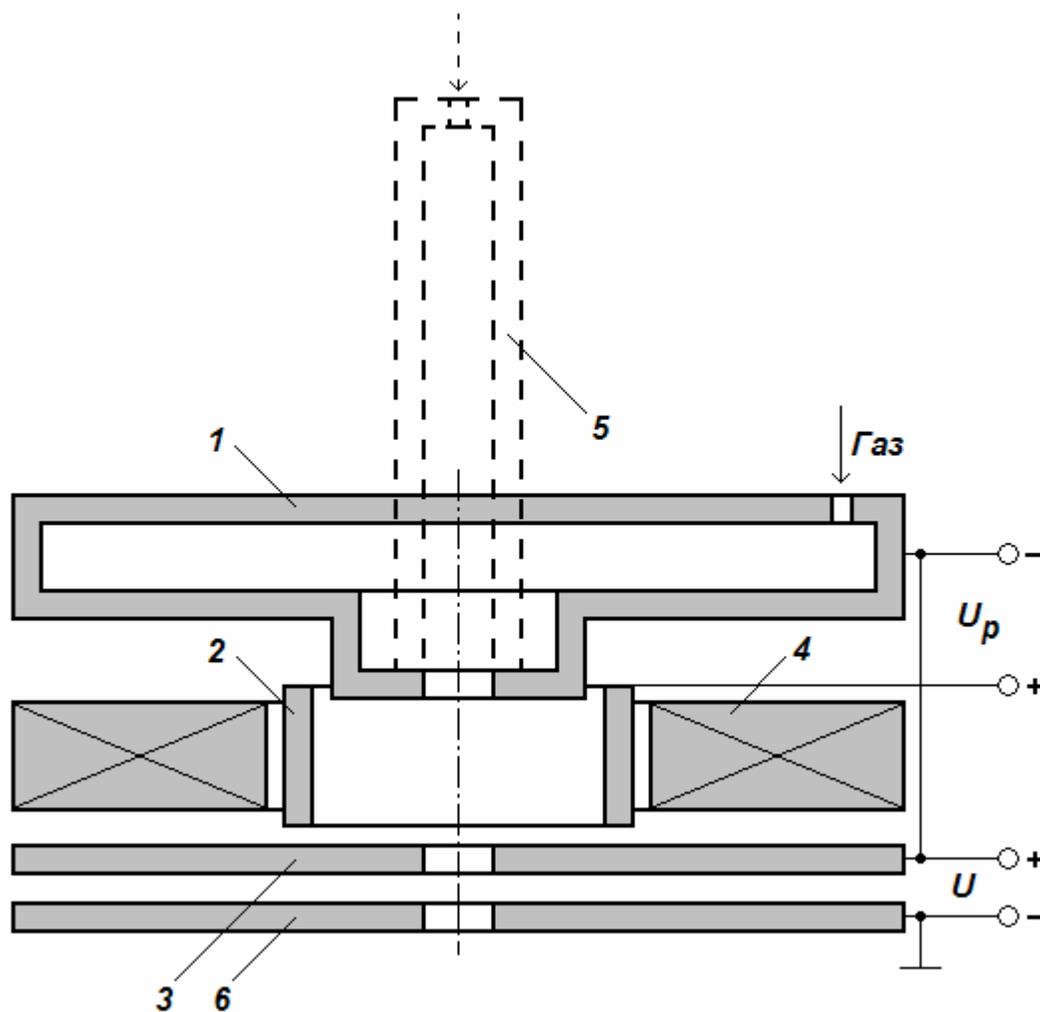


Рис.1. Электродная схема разряда с коробчатой катодной полостью: 1-полый катод, 2-анод, 3-отражательный катод, 4-постоянный кольцевой магнит, 5-пунктирной линией нанесен полый катод типовых разрядных структур с трубчатой полостью [2-5], 6-ускоряющий электрод

Магнитное поле индукцией 0,1 Т обеспечивается постоянным кольцевым магнитом 4 и концентрируется между

катодами. Площадь катодной полости ~ 50 см<sup>2</sup>. Рабочий газ аргон натекает в коробчатую полость катода 1. Расход

аргона изменяли от 0,8 до 2,4  $\text{mPa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$  (давление в полости 0,2-8 Па). Давление газа в ускоряющем промежутке между катодом 3 и ускоряющим электродом б  $\sim 7,3 \cdot 10^{-2}$  Па. Электронная температура, концентрация плазмы и потенциал плазмы определяются из анализа вольтамперных характеристик одиночных вольфрамовых зондов [15] с собирающей поверхностью 0,3  $\text{mm}^2$ . Три зонда устанавливали неподвижно, два по обе стороны от апертуры полости на расстоянии от апертуры 3 мм и один на внутренней стенке полого катода рис. 2 (а). Подвижный зонд перемещался радиально в

щелевой прорези отражательного катода 3. Потенциал плазмы измерялся в точке перегиба вольтамперной характеристики зонда, концентрация плазмы по насыщению ионного тока на зонд. Температура электронов определялась по наклону характеристики зонда в отсутствие эмиссии электронов. Радиус апертуры полости  $r_a$  изменяли от 2 до 6 мм, при этом отношение  $S/S_k$  принимало значения от  $2 \cdot 10^{-3}$  до  $10^{-2}$ , способствуя при  $r_a = 2$  мм выполнению, а при  $r_a \geq 4$  мм нарушению критерия (2) образования двойного слоя (отношение  $(m/M)^{1/2}$  для аргона  $\sim 3,7 \cdot 10^{-3}$ ).

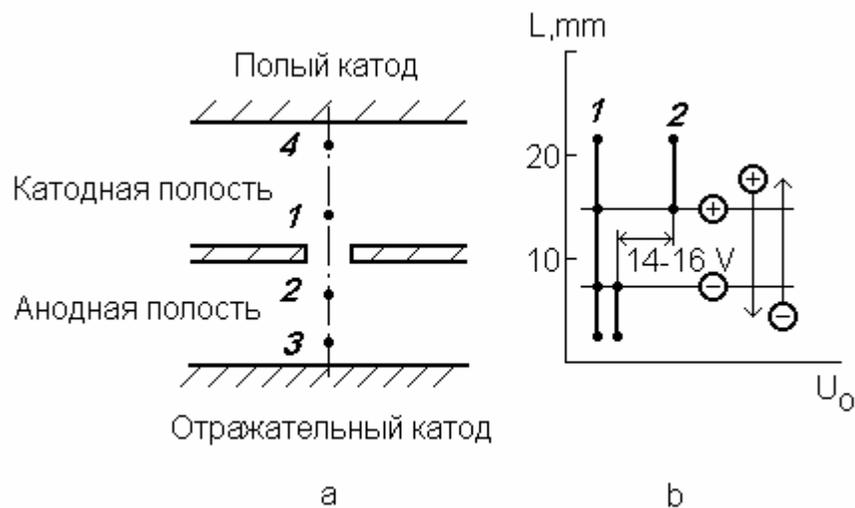


Рис. 2. Схема размещения зондов а): 1, 2 и 4 – неподвижные зонды; 3 – подвижный зонд. Зависимости продольного потенциала плазмы б): 1 –  $r_a = 4$  мм, 2 –  $r_a = 2$  мм

Эмиссионный канал представлял собой полость, с диаметром  $d=4$  мм или  $d=18$  мм и высотой - 4 мм. Выбранные размеры и форма канала позволяли реализовать ситуации, при которых в апертуре ускоряющего электрода б диаметром 26 мм не существует ( $d=4$  мм) или существуют ( $d=18$  мм) плазма и слой пространственного заряда между границей плазмы и стенками апертуры. Протяженность промежутка ускорения 3 мм. На расстоянии 100 мм от катода 3 устанавливался плоский медный коллектор ионов. При 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 Stil Camera*. Источниками питания служили выпрямители с регулируемым выходным напряжением 0-1,5 кВ и 0-10 кВ.

## Результаты эксперимента и обсуждение

Вольтамперная характеристика разряда с коробчатой полостью рис. 3 практически не отличается от типичной вольтамперной характеристики разряда с трубчатой полостью [5]. Зависимость рис. 3 (2) указывает на переход отражательного разряда в режим полого катода при выполнении условия [5]

$$r_a \geq l_k. \quad (3)$$

где  $l_k$  – катодное падение потенциала перед апертурой полости. Через отверстие в

отражательном катоде 3 заметен ярко светящийся плазменный шнур. Вольтамперная характеристика, указывает 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 полном катоде) происходит при низких давлениях резко за время  $\sim 10^{-6}$  s [6], при

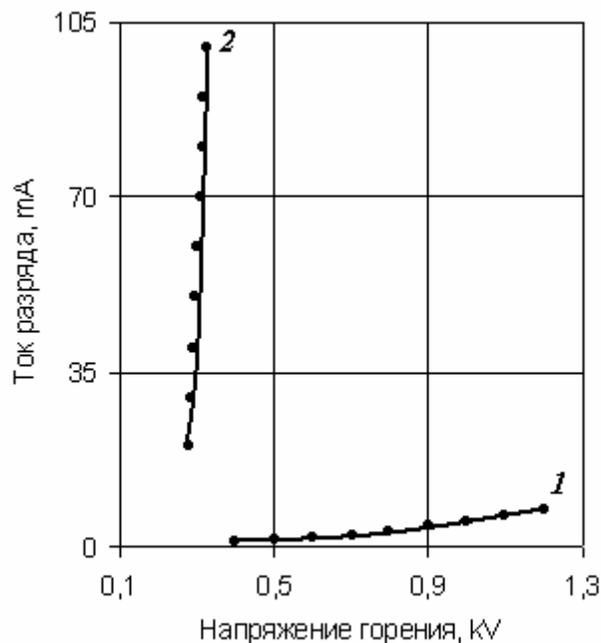


Рис. 3. Вольтамперные характеристики разряда: 1 – отражательный разряд, 2 – разряд с полым катодом,  $p = 3,6 \cdot 10^{-1} - 8$  Pa

высоких давлениях  $>2,6$  Pa - плавно. 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 [16]. При низких давлениях и при уменьшении

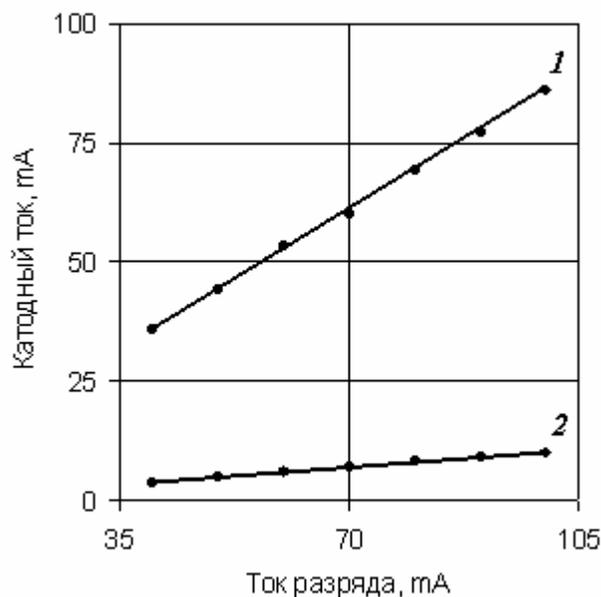
напряжения до обрыва тока разряда в катодной полости свечение разряда исчезало не только в катодной полости, но и в анодном цилиндре, т. е. с погасанием разряда в катодной полости наблюдалось гашение разряда в анодном цилиндре. Пройти по пути развития от низковольтного разряда к высоковольтному, посредством снижения напряжения не удастся. 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. 4. Как следует из экспериментов, в цепи анод - полый катод протекает  $\sim 0,9$  тока разряда  $I_p$ . Кроме того,

постоянным во всем исследованном диапазоне токов горения низковольтного разряда и равным  $\sim 8,5$ .

На рис. 5 (1) и (2) приведены зависимости зондового ионного тока от тока разряда в стационарном режиме горения,  $r_a = 2$  мм. Ионный ток регистрируют зондами 3 (1) и 4 (2).

Установлено, что плазма с плотностью  $10^{18}-10^{19} \text{ м}^{-3}$  и с электронной температурой  $\sim 10^5$  К, в виде ярко светящегося плазменного шнура, концентрируется на оси разряда, обеспечивая необходимые



отношение катодных токов оказывается условия для продольного отбора

Рис. 4. Зависимости тока на полый (1) и на кольцевой (2) катоды от тока разряда с полым катодом при  $p = 7,3 \cdot 10^{-2}$  Па

электронов и ионов через осевые отверстия в катодах 1 или 3 рис.1. Экспериментально наблюдаемое пересечение линейных зависимостей зондовых токов (1) и (2) свидетельствует о перераспределении плотности плазмы с увеличением тока разряда. Разная крутизна зависимостей зондового ионного тока от тока разряда показывает что, при токах разряда ниже точки пересечения, извлечение заряженных частиц предпочтительней через отверстие в полой катод 1, при

разрядном токе выше установленной величины, через отверстие в отражательном катод 3.

На рис. 6 представлена зависимость напряжения зажигания разряда с полым катодом от давления. С ростом давления напряжение зажигания быстро снижается. При давлении  $\sim 6 \cdot 10^{-1}$  Па снижение напряжения замедляется и при  $p > 6 \cdot 10^{-1}$  Па напряжение зажигания понижается медленно. Имеет место диапазон верхних и нижних давлений, в которых по-разному,

слабо или сильно, проявляется зависимость напряжения зажигания от давления.

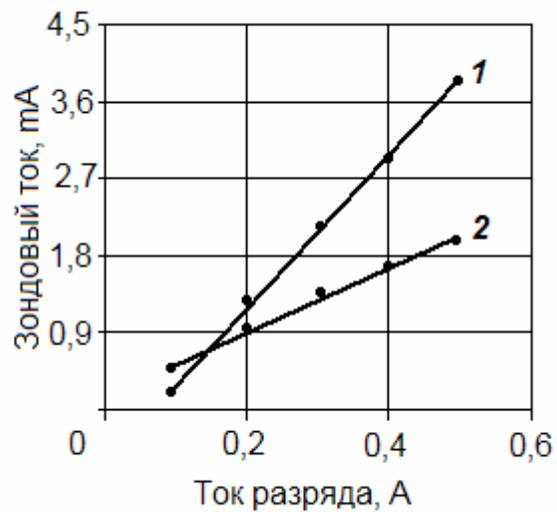


Рис. 5. Зависимости зондовых ионных токов (1) и (2) от тока разряда

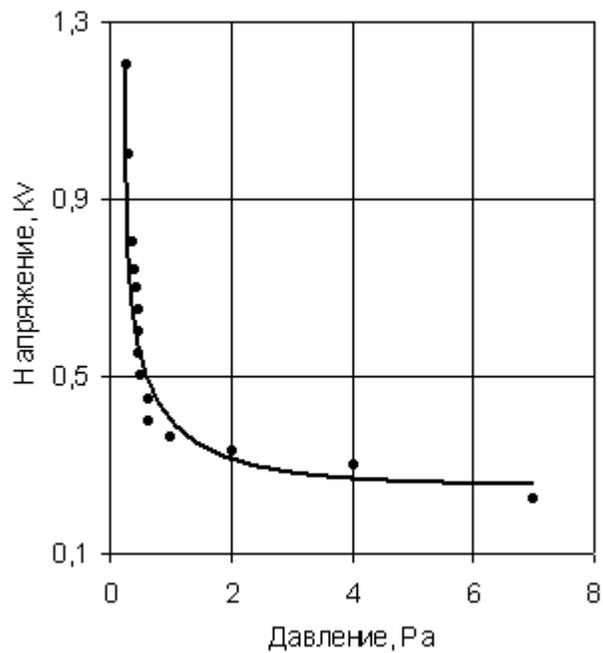


Рис. 6. Зависимость напряжения зажигания разряда с полым катодом от давления

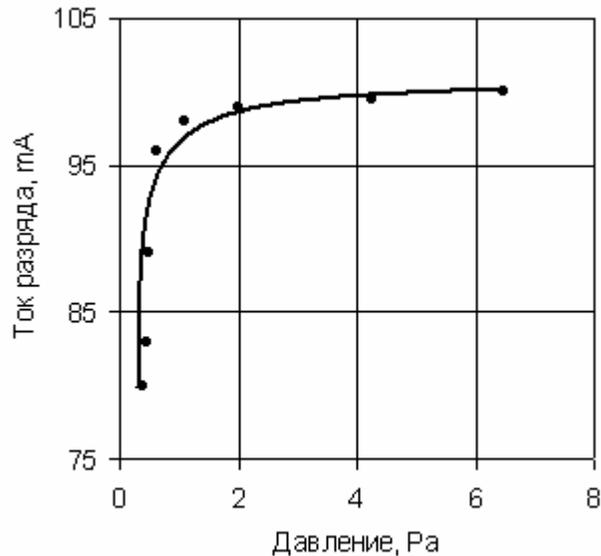


Рис. 7. Зависимость тока разряда с полым катодом от давления

В нижнем диапазоне давлений  $p < 6 \cdot 10^{-1}$  Па зажигание разряда с полым катодом происходит при сравнительно высоких напряжениях, причем зажигание разряда при  $p < 3,6 \cdot 10^{-1}$  Па достигается благодаря высоким напряжениям  $> 1$  kV. В верхнем диапазоне давлений  $p \approx 6 \cdot 10^{-1}$  Па напряжение зажигания  $< 0,5$  kV.

На зависимости тока разряда с полым катодом от давления рис. 7 отмечается плавное незначительное снижение тока с уменьшением  $p$  в диапазоне нижних давлений. Обрыв тока разряда наблюдается при давлении  $\sim 3,6 \cdot 10^{-1}$  Па, 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. При извлечении, в режиме

сильноточного горения разряда, электронов или ионов через эмиссионный канал в катод 3 становится существенным характер радиального распределения концентрации катодной плазмы. Как показали эксперименты, существенное влияние на распределение концентрации плазмы оказывают размеры выходной апертуры полости. На рис. 8 представлены радиальные зависимости ионного тока на подвижный зонд 3 от радиуса апертуры полости. В приближении, эмиссионная поверхность границы катодной плазмы плоская, ток ионно-электронной эмиссии не влияет на зондовый ток, измеренный зондовый ток на катод от ионов, ускоренных в катодном падении потенциала, пропорционален плотности плазмы. Из оценки плотности зондового ионного тока, наиболее плотная плазма концентрируется на оси разряда независимо от радиуса апертуры полости.

Поперечные размеры апертуры полости оказывают существенное влияние на характер распределения и величину

ионного тока. Рост плотности плазмы характерен для

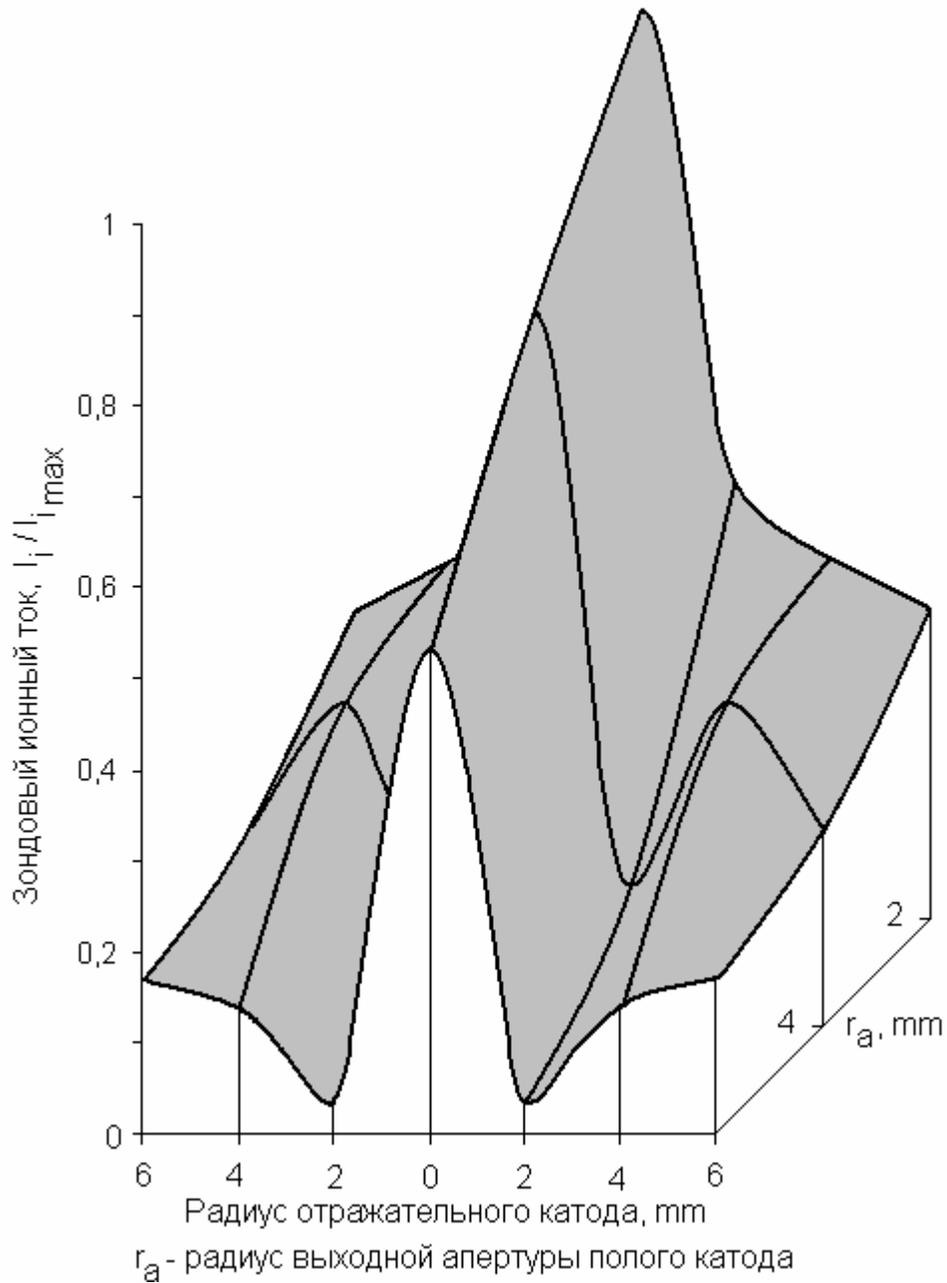


Рис. 8. Зависимость радиального распределения ионного тока на отражательный катод при изменении радиуса апертуры полости от 2 до 6 мм: плазмообразующий газ Ar, ток разряда 0,5 А, расход газа  $0.8-1.2 \text{ mPa} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$

малых размеров апертуры полости. С уменьшением  $r_a$  от 6 до 2 mm осевой ионный ток существенно увеличивается рис. 8. При  $r_a > 4$  mm наблюдается боковой максимум, сформированный симметрично оси катода. Провал между боковым и осевым максимумами заполняется при радиусе апертуры полости 2 mm и распределение ионного тока принимает форму с резко выраженным осевым максимумом. В случае тока разряда 0,1 А максимум плотности плазмы наблюдался на периферии, притом осевое сжатие разряда сохранялось. Рост давления в полости (увеличивали расход газа до 2,4 mPa·m<sup>3</sup>·s<sup>-1</sup>) и изменение радиуса апертуры от 2 до 6 mm не оказывали существенного влияния на напряжение горения разряда. Зондовый ионный ток на оси катода (радиус апертуры 2 mm) с ростом давления в полости увеличивался. При постоянном давлении ~ 5 Pa, увеличение радиуса апертуры полости приводило к снижению напряжения зажигания от 500 до 440 V, при этом напряжение горения разряда уменьшалось на ~ 10-20 V, ток отражательного разряда, при котором зажигается разряд в полном катоде, практически не изменяется. Осевой ионный ток катода 3 рис.1 увеличивается пропорционально росту тока разряда (зависимость близка к линейной). Наибольший ионный ток и скорость нарастания тока соответствуют наименьшему радиусу апертуры полости  $r_a = 2$  mm. Ход кривых распределения ионного тока по катоду и оценка плотности плазмы из величины ионного тока на оси катода, показываают, что апертура катодной полости, с поперечными размерами сравнимыми с длиной катодного падения потенциала перед апертурой полости, оказывает контрагирующее действие на разряд. Выполняются необходимые и достаточные условия для продольного извлечения электронов или ионов через отверстие на оси катода 3. Кроме того,

сравнительно расширенная эмитирующая поверхность полости снижает энерговыделения на стенках полого катода и упрощает охлаждение катода. Таким образом, размеры апертуры полости можно оптимизировать из необходимости получения максимальной осевой концентрации плазмы при условии достижения сравнительно низких напряжений горения и малых величин стартовых токов зажигания разряда в полости. В электродной структуре рис. 1 оптимальные размеры апертуры полости  $r_a \sim 2$  mm, что удовлетворяет соотношению (3).

Как свидетельствуют условия эксперимента, допустимое сужение сечения плазмы разряда способствует выполнению неравенства (2) обуславливающего образование в выходной апертуре полости стационарного двойного электрического слоя. Потенциал плазмы измерялся вдоль оси разряда с помощью одиночных зондов рис. 2 (а). Зонды 1 и 2 устанавливали неподвижно по обе стороны от апертуры полости на расстоянии друг от друга ~ 8 mm, зонды 3 и 4 соответственно на стенке отражательного катода и на внутренней стенке катодной полости. На рис. 2 (b) представлены продольные зависимости потенциала плазмы  $U_0$  (1) и (2). Как показали эксперименты, в ситуации с широким отверстием  $r_a = 4$  mm, неравенство (1) не выполняется. Значения  $U_0$  внутри катодной полости и в полости анода одинаковы. Разность потенциалов плазмы  $\Delta U_{12}$  (нижние индексы в обозначении  $\Delta U$  соответствуют номерам зондов) находится в пределах 2-3 V ~  $kT_e$ , рис. 2 (b) (1). Ситуация меняется при  $r_a = 2$  mm, в этом случае соблюдается неравенство (1) и потенциал плазмы в полости катода заметно выше потенциала плазмы в полости анода, в сужении между плазмой

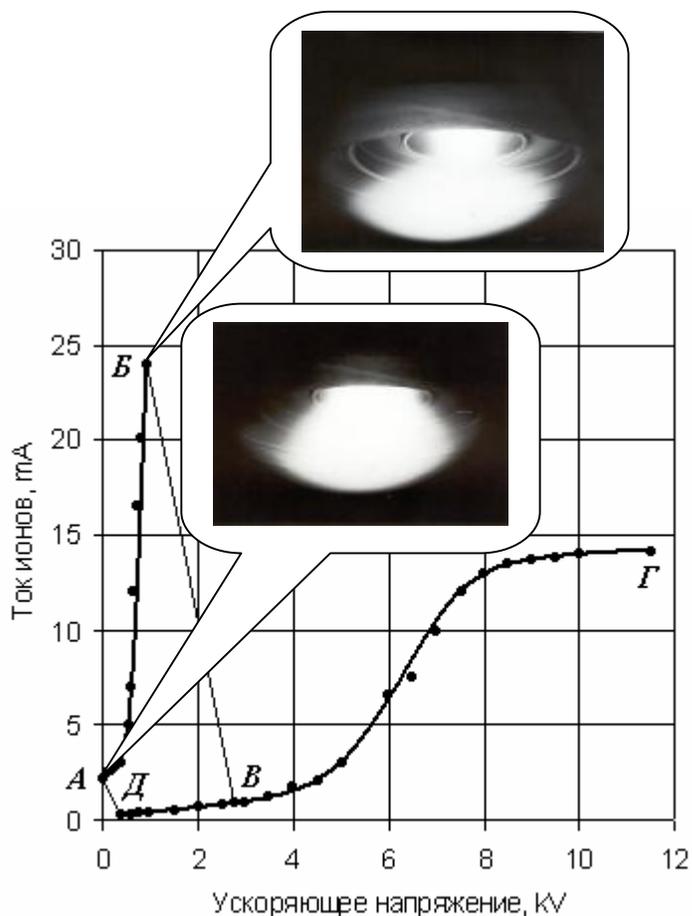


Рис. 9. Зависимость ионного тока на коллектор от ускоряющего напряжения и фотографии свечения плазмы:  $I_p=0,1$  А,  $U_p=350$  В,  $p=1,2 \cdot 10^{-1}$  Па

внутри полости и внешней плазмой обнаруживается стационарный двойной электрический слой с падением потенциала  $\Delta U_{12} \sim 14-16$  В рис.2 (b) (2). Поскольку при уменьшении радиуса канала диффузионные потери на стенках выходной апертуры полости снижаются пропорционально  $r_a$ . Образование заряженных частиц в плазме канала сужения уменьшается пропорционально  $r_a^2$ . Поэтому при уменьшении  $r_a$  баланс частиц в плазме будет выполняться при больших значениях продольного градиента потенциала. При этом разность потенциалов плазмы на длине анодной полости и на длине катодной полости

остается 2-4 В. Площадь апертуры полости, перекрываемая двойным слоем при  $r_a = 2$  mm,  $\sim 0,1$  cm<sup>2</sup>. Визуальные наблюдения свечения разряда показали, что в случае существования двойного слоя на апертуре полости  $\Delta U_{12} > kT_e$  интенсивность свечения внешней плазмы значительно превышает интенсивность свечения внутри полости, что подтверждается зондовыми измерениями концентрации плазмы внутри и вне полости рис. 5 (1) и (2). Анализ влияния радиуса анода и расстояния между катодами показывает, что их увеличение приводит к снижению концентрации осевой плазмы [17]. По данным зондовых

измерений, электронная температура при разных  $r_a$  остается неизменной и равняется  $\sim (5-7) \cdot 10^4$  К. Двойной слой может рассматриваться как промежуток ускорения ионов из катодной полости в анодную полость и способствует росту их концентрации в анодной полости, вследствие чего повышается концентрация быстрых вторичных электронов, вносящих заметный вклад в ионизацию, что приводит к повышению осевой концентрации плазмы.

На рис. 9 представлены зависимости ионного тока на коллектор от ускоряющего напряжения (напряжение горения  $\sim 350$  В, ток разряда 0,1 А). Выделяются три характерные области, соответствующие высоковольтному тлеющему разряду (участок *АВ*), извлекаемому ионному пучку (участок *ВГ*) и быстрому переходу от ионного тока проникающей плазмы к эмиссионному ионному току и обратно, соответственно (участки *БВ* и *ДА*). Проследим зависимость тока коллектора  $I_k(U)$  (рис. 9). При  $U=0$  ионный ток на коллектор составляет 2 мА. Появление

тока свидетельствует о разрыве ионной оболочки перед эмиссионным отверстием и о проникновении широкого потока плазмы рис. 6 (фотография свечения плазмы, соответствующая точке *А* на зависимости 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. 9 (фотография свечения плазмы, соответствующая точке *Б* на зависимости тока ионов от ускоряющего напряжения). При уменьшении радиуса плазмы диффузионные потери заряженных частиц на стенке отверстия ускоряющего электрода снижаются пропорционально  $r_{nl}$ , при этом образование заряженных частиц в плазменном канале ускоряющего электрода уменьшается пропорционально  $r_{nl}^2$ .

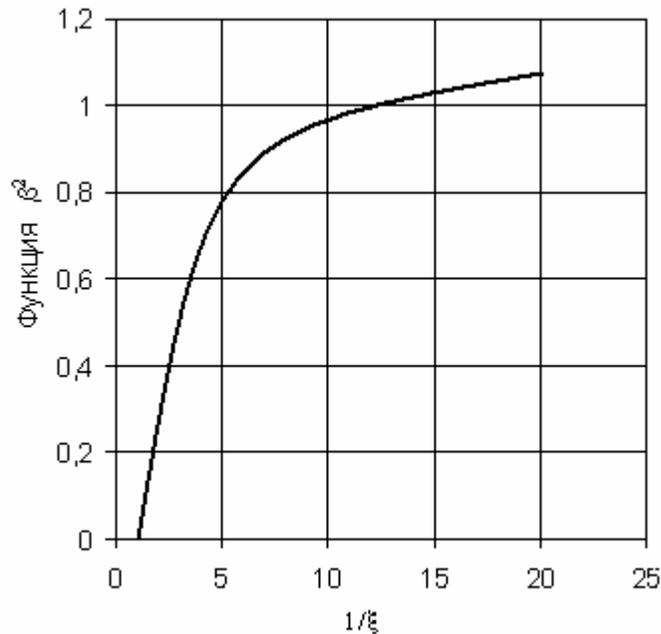


Рис. 10. График функции  $\beta^2(1/\xi)$

Поэтому при уменьшении  $r_{nl}$  баланс частиц в плазме будет выполняться при

больших значениях продольного градиента потенциала. При  $U \sim 880$  В концентрация

плазмы в месте сужения достигает некоторого критического значения, ток скачком снижается с 24 до 0,8 мА (участок *БВ*), напряжение увеличивается до 2,7 кВ, плазма распадается. 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, уменьшению потерь ионов и росту извлеченного ионного тока рис. 9. Рост тока особенно заметен при  $U > 5$  кВ. С дальнейшим увеличением  $U$  ионный ток насыщается [18]. Если уменьшать ускоряющее напряжение до значений  $< 2,7$  кВ, ток ионного пучка медленно снижается. Однако получить близкие к нулю значения ионного тока не удастся из-за существования критического значения ускоряющего напряжения ( $\sim 450$  В), поле которого не удерживает плазму в эмиссионном канале. Плазма вырывается наружу, ток резко увеличивается с 0,2 до 2 мА, напряжение падает до  $\sim 80$  В (участок *ДА*).

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

$$l_k = R - r_{nl}, \quad (4)$$

где  $R$  - радиус апертуры ускоряющего электрода,  $r_{nl}$  - радиус границы плазмы. Преобразуем (4) к виду

$$\frac{l_k}{R} = 1 - x, \quad (5)$$

$$\text{где } x = \frac{r_{nl}}{R}.$$

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

$$j_i = 0,444 e_0 \left( \frac{2e}{M_i} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{U^{\frac{3}{2}}}{R^2 f(x)}, \quad (6)$$

где  $f(x) = x b^2 \left( \frac{1}{x} \right)$ ,  $b^2 \left( \frac{1}{x} \right)$  - трансцендентная табулированная функция рис. 10.

Представим «закон  $^{3/2}$ » в виде

$$x = 0,444 e_0 \left( \frac{2e}{M_i} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{U^{\frac{3}{2}}}{j_i R^2 b^2 \left( \frac{1}{x} \right)}, \quad (7)$$

где  $j_i$  определяется формулой Бома (1).

С учетом (7) выражение (6) после преобразований можно привести к виду

$$x = \frac{1,1 e_0 U^{\frac{3}{2}}}{n_i R^2 (e k T_e)^{\frac{1}{2}} b^2 \left( \frac{1}{x} \right)}. \quad (8)$$

Рассчитаем значение  $x b^2 \left( \frac{1}{x} \right)$ , при

котором экспериментально наблюдается распад плазмы в апертуре ускоряющего электрода и эмитирующая плазменная поверхность отжимается в эмиссионный канал. Подставляя в (8) значения  $R = 1,3 \cdot 10^{-2}$  м;  $\phi_o = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м;  $n_i = 5,2 \cdot 10^{16}$  м<sup>-3</sup>;  $T_e = 3,5 \cdot 10^4$  К;  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  С;  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К;  $U = 880$  В, находим

$$x b^2 \left( \frac{1}{x} \right) = 0,11. \quad (9)$$

Немонотонный характер рис. 11 функции  $f(\square)$  дает для  $f(\square) = 0,11$  два значения  $\square = 0,54$  и  $\square = 0,12$ , что соответствует двум состояниям плазмы с разными радиусами  $r_{nl} \sim 7 \cdot 10^{-3}$  и  $r_{nl} \sim 1,5 \cdot 10^{-3}$  м. Значение  $\square = 0,12 < \square_m = 0,31$  соответствует левой ветви

зависимости, т. е. неустойчивому состоянию плазма - слой ( $\square_m$  - предельное нижнее значение устойчивости). Размеры радиуса  $\square=0,54$  приходятся на правую ветвь зависимости  $f(\square)$ , характеризующую устойчивое состояние плазмы. Однако найденное  $\square=0,54$  превышает минимальное значение  $\square=0,31$ , рассчитанное в

[18,19]. Расхождения в предельных нижних значениях устойчивости, по-видимому, объясняются пологом подъемом  $f(\square)$  в интервале  $0,31 \leq \square \leq 0,54$ . Фотосъемка наименьшего сечения, при котором предельно малое возмущение вызывает быстрый ее распад,

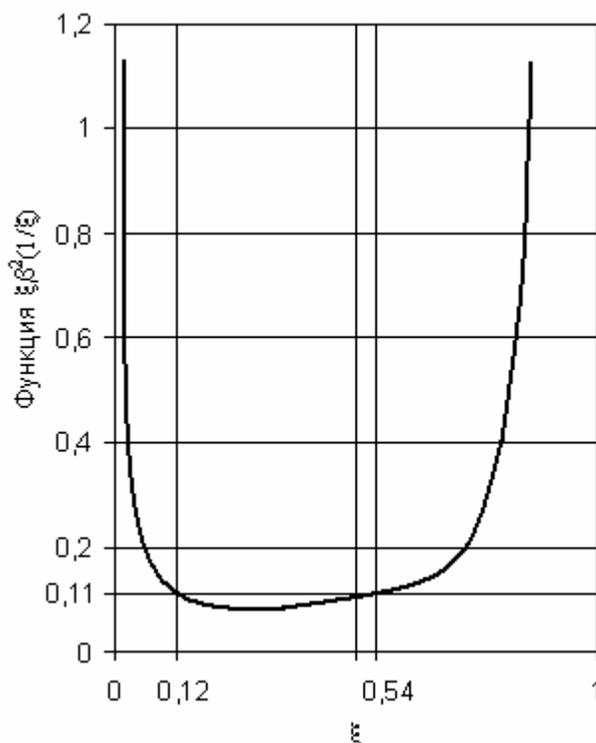


Рис. 11. График функции  $f(\square)$

дала значение  $r_{nl} \sim 7,2 \cdot 10^{-3}$  mm ( $\square=0,54$ ), совпадающее с расчетным значением. Очевидно, устойчивое существование системы плазма - слой в исследованной структуре электродов возможно не при любых значениях  $\square$  растущей ветви функции, а лишь при  $\square \geq 0,54$ , при этом напряжение на слое не превышает некоторой предельной величины, зависящей от параметров плазмы [18]

$$U^* < 8,79 \cdot 10^{-8} n_i^{\frac{2}{3}} T_e^{\frac{1}{3}} R^{\frac{4}{3}}. \quad (10)$$

Причем, концентрация плазмы не может быть ниже некоторого критического значения [19].

В рассматриваемых условиях продольный отбор ионов может быть осуществлен через эмиссионный канал в полом 1 или отражательном 3 катодах рис. 1. Эмиссионные свойства можно характеризовать зависимостями эмиссионного тока от разрядного тока. Эмиссионные характеристики рис. 12 получены при ускоряющих напряжениях

10 кV, диаметре эмиссионного канала 4 mm и относительно малом ускоряющем промежутке ~ 3-4 mm, при этом ускоряющий электрод образовывал квазипирсову геометрию промежутка ускорения [20]. Особенностью приведенных на рис. 12 зависимостей, при ускоряющем напряжении  $U > 0$ , является их немонотонность, которая может быть обусловлена немонотонной зависимостью  $n_i(I_p)$  в эмиссионном канале [21]. Расчет зависимости концентрации эмитирующей плазмы от тока разряда [21], из выражения

ЭМИССИОННОГО ТОКА

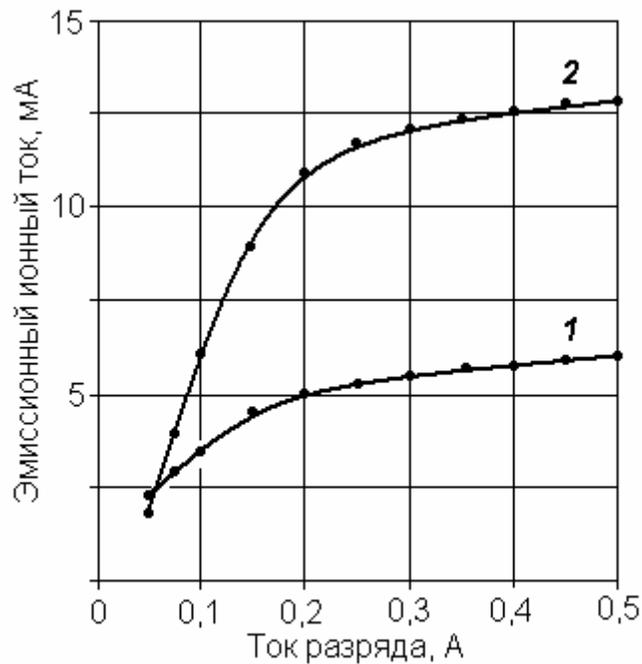


Рис. 12. Эмиссионные характеристики (ускоряющее напряжение 10 кV, диаметр эмиссионного канала 4 mm): 1 – эмиссионный канал в стенке катодной полости, 2 – эмиссионный канал в отражателе катоды

$$I_i = h n_i \left( R - K n_i^{-\frac{1}{2}} U_k^{\frac{3}{4}} \right)^2, \quad (11)$$

где  $h = e \left( \frac{p k T_e}{2m} \right)^{\frac{1}{2}}$ ;  $K = \left( \frac{e k T_e}{1,21 e_0^2} \right)^{\frac{1}{4}}$ ;  $R$  –

радиус эмиссионного канала;  $U_k$  – падение потенциала на катодном слое, показывает, что при  $I_p > 0,25$  А концентрация плазмы в эмиссионном канале слабо зависит от тока разряда. Экспериментально наблюдаемый

характер поведения эмиссионных зависимостей рис. 12 с перегибом зависимостей при  $I_p \sim 0,2$  А качественно согласуется с ходом расчетной зависимости  $n_i(I_p)$ . При этом, мощность затрачиваемая на повышение разрядного тока не дает заметного вклада в величину отбираемого ионного тока.

Извлечение ионов и электронов из катодной плазмы через отверстие диаметром 4 mm характеризуется плотностью эмиссионного ионного  $\sim 0,6$  А/см<sup>2</sup> и электронного тока  $\sim 5$  А/см<sup>2</sup> при потенциале извлекающего электрода 10 кВ и токе разряда  $I_p = 0,5$  А. Дополнительный рост ионного тока может быть получен за счет расширения эмиссионного канала до диаметра 18 mm. Такое потенциальное действие наглядно и очевидно при сдерживающем факторе наблюдаемой слабой зависимости эмиссионного ионного тока от тока разряда рис. 12. Одним из приемов увеличения ионного тока на выходе ускоряющего электрода становится отбор ионов с большей поверхности плазмы, но и непременно 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. Представленные на рис. 9 зависимости от ускоряющего напряжения тока извлеченных ионов свидетельствуют о наиболее полном использовании плазмы с широким эмиссионным каналом. Причем, увеличение в 2,5 раза извлеченного ионного тока достигается без повышения тока разряда, за счет расширения эмиссионного канала с 4 до 18 mm. Предельные значения извлеченного ионного тока получены при максимальных размерах отверстия в отражательном катоде, определяемых диаметром полости в анодном электроде. Широкий канал в отражательном катоде изменяет заметно структуру магнитного поля и создает условия высокого вакуума не характерные

для разрядных систем с малым отверстием в отражательном 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. Электродная структура рис. 1 позволяет наиболее полно реализовать принцип ускорения встречных взаимопроникающих электронного и ионного пучков [10] в конструкции источника ионов металлов [7], благодаря управлению эмиссией электронов параметрами пристеночного ионного слоя [22].

## Заключение

1. Рассмотрены характеристики отражательного разряда с коробчатой формой катодной полости. Определены основные факторы и показана возможность создания максимально выраженной радиальной неоднородности прикатодной плазмы разряда. Обнаружен стационарный двойной электрический слой в апертуре коробчатой полости с падением потенциала 14-16 V (площадь апертуры перекрываемая слоем  $\sim 0,1$  см<sup>2</sup>). Рассмотрены особенности извлечения электронов и ионов в вакуум из прикатодной плазмы разряда через эмиссионный канал в отражательном и полом катодах. Как показали эксперименты, стенки катода с коробчатой полостью сохраняют свою первоначальную форму при сильноточном режиме горения разряда, ток разряда 0,5-1 А, в течение  $> 500$  h. Малый износ связан с распространением эмиссионных процессов на существенно расширенную поверхность полости и уменьшением приблизительно в четыре раза плотности ионного тока на стенки коробчатой полости и с не так сильно выраженной аксиальной неоднородностью плотности

плазмы, как это наблюдается в разряде с трубчатой полостью. При этом площадь потерь электронов и ионов в обоих вариантах полого катода (трубчатая полость или коробчатая полость) одинакова мала.

2. Рассмотрение свойств разряда и условий извлечения ионов в режиме проникновения плазмы в ускоряющий промежуток показал, что:

- 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  $\beta < 0,54$ ;

- 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 отражательным 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 эмитирующей плазменной поверхности и создавать широкоапертурные ионные источники [23], 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 коробчатой геометрией полости 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 получила частичную финансовую поддержку Междисциплинарного интеграционного проекта СО РАН № 91.

## Список литературы

[1] Источники заряженных частиц с плазменным эмиттером / Под редакцией П.М.Щанина. Екатеринбург: УИФ Наука, 1993. 148 с.

[2] Глазов А.А., Кузмяк М. Препринт. Р-500. Дубна: ОИЯИ, 1960. 13 с.

[3] Глазов А. А., Кузмяк М., Новиков Д. Л. и др. // ПТЭ. 1964. № 1. С. 34-36.

[4] Москалев Б.И. Разряд с полым катодом. М.: Энергия, 1969. 184 с.

[5] Крейнделъ Ю.Е. Плазменные источники электронов. М.: Атомиздат, 1977. 144 с.

[6] Завьялов М. А., Крейнделъ Ю. Е., Новиков А. А. и др. Плазменные процессы в технологических электронных пушках. М.: Энергоатомиздат, 1989. 256 с.

[7] Семенов А.П. Пучки распыляющих ионов: получение и применение. Улан-Удэ: Изд-во Бурятского научного центра СО РАН, 1999. 207 с.

[8] Метель А.С., Григорьев С.Н. Тлеющий разряд с электростатическим удержанием электронов. М.: Янус-К, 2005. 296 с.

[9] Крейнделъ М. Ю., Осипов И. В., Ремпе Н. Г. Параметры плазмы в

отражательном разряде с полым катодом // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 10. С. 165-169.

[10] Груздев В.А., Крейндель Ю.Е., Семенов А.П. Источник ионов металлов // ПТЭ. 1978. № 2. С.193-195.

[11]. Семенов А.П., Батуев Б.-Ш.Ч. // ЖТФ. 1990. Т.60. Вып.10. С.171-173.

[12]. Семенов А. П. // ТВТ. 1992. Т. 30. № 1. С. 36-41.

[13]. Семенов А.П., Батуев Б.-Ш.Ч. // ЖТФ. 1991. Т.61. N5. С.120-122.

[14] Метель А. С. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 2. С. 241-246.

[15] Козлов О.В. Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат, 1969. 292с.

[16]. Глазунов В.Н., Метель А.С. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. N5. С.1099-1104.

[17] Никулин С.П. // ЖТФ. 1997. Т.67. N5. С.43-47.

[18]. Крейндель Ю.Е., Никулин С.П. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 6. С. 1208-1209.

[19]. Никулин С.П. Условия существования и эмиссионные свойства положительно заряженных структур в тлеющих разрядах с осциллирующими электронами // Автореф. дис... доктора наук. Екатеринбург: 1999. 25 с.

[20] Семенов А. П. // ПТЭ. 1993. № 5. С. 128-133.

[21] Груздев В.А., Ремпе Н.Г. // Сб. докл. I Всесоюзного совещания по плазменной эмиссионной электронике. Улан-Удэ: 1991. С.45-50.

[22] Груздев В.А., Ремпе Н.Г. // В сб.: Источники электронов с плазменным эмиттером. Новосибирск: Наука, 1983. С.14-20.

[23] Гаврилов Н.В., Емлин Д.Р. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 5. С.74-81.



