

04;10

Повышение эффективности ионного эмиттера на основе тлеющего разряда с осциллирующими электронами

© Н.В. Гаврилов, Д.Р. Емлин

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

(Поступило в Редакцию 25 июля 2002 г.)

Исследовано влияние геометрии холодного полого катода на характеристики ионной эмиссии плазмы тлеющего разряда низкого ($\sim 5 \cdot 10^{-2}$ Pa) давления с осциллирующими в слабом (~ 1 мТ) магнитном поле электронами. Показано, что использование в электродной системе обращенного магнетрона полого катода конической формы обеспечивает как увеличение доли извлекаемых из плазмы ионов до $\sim 20\%$ от тока разряда, так и близкое к равномерному пространственное распределение плотности эмиссионного тока ионов. Результаты объясняются характером осцилляций ускоренных в катодном слое быстрых электронов, которые совершают замкнутый азимутальный дрейф в сочетании с движением вдоль магнитного поля в направлении плазменной эмиссионной поверхности. Приведены характеристики предназначенного для использования в ионном источнике с рабочим напряжением в десятки кВ плазменного эмиттера ионов с плотностью тока ~ 1 мА/см² на площади ~ 100 см².

Введение

Энергетическая цена иона $w = (I_d U_d)/I_i$ в пучке ионных источников на основе тлеющего разряда низкого давления с полым катодом намного выше, чем в источниках с термоэмиссионным катодом, и обычно составляет несколько кВ/ион. Это обусловлено низкой эффективностью механизма ионно-электронной эмиссии холодного катода и соответственно высоким напряжением горения разряда U_d , а также трудностями организации отбора из плазмы значительной доли ионной компоненты тока разряда $\alpha \sim I_i/I_d$. Осцилляция эмиттированных катодом и ускоренных в катодном слое разряда быстрых электронов в катодной полости обеспечивает достаточно равномерное распределение тока разряда по поверхности полого катода, поэтому отношение тока ионов, извлекаемых из плазмы, к току разряда обычно примерно равно отношению площади эмиссионной поверхности плазмы S_e к общей площади поверхности катода S_c . В разрядной системе с полым катодом, имеющим близкую к конической форму, при которой достигаются большие значения отношения S_e/S_c , были получены значения $\alpha = 13\%$ [1].

Минимальные значения напряжения горения разряда с полым катодом при заданных значениях тока разряда I_d и давления газа также достигаются оптимизацией геометрии электродной системы. При выполнении соотношения между площадью поверхности анода и катода $S_a/S_c \sim (m/M)^{1/2}$, где m , M — масса электрона и иона соответственно, обеспечиваются максимальная энергетическая релаксация быстрых электронов в плазме и замыкание тока электронов на анод без образования слоя отрицательного пространственного заряда [2].

Наложение магнитного поля позволяет повысить ток разряда или уменьшить напряжение его горения при низких давлениях газа. Характер осцилляций быстрых

электронов в разрядном промежутке при этом изменяется в зависимости от используемой электродной системы. Если в системе типа обращенный магнетрон быстрые электроны преимущественно совершают азимутальный дрейф, то в отражательной системе (PIG) преобладает осцилляция электронов между катодами вдоль магнитного поля. Использование в обращенном цилиндрическом магнетроне слабых (~ 1 мТ) магнитных полей, в которых ларморовский радиус быстрого электрона сопоставим с размерами электродной системы (~ 0.1 м), позволяет обеспечить равномерное распределение плотности тока ионов, извлекаемых из плазмы вдоль магнитного поля [3]. Однако эффективность извлечения ионов в такой системе из-за большой площади цилиндрической части поверхности катода обычно не превышает 10%. Геометрия отражательной системы обеспечивает возможность увеличения соотношения между площадью эмиссионной поверхности плазмы и общей площадью двух плоских катодов-отражателей. Для того чтобы ограничить скорость ухода быстрых электронов на анод большого размера, в такой системе приходится использовать более сильные, чем в обращенном магнетроне, магнитные поля, что приводит к значительной радиальной неоднородности плазмы. Согласно [4], близкое к равномерному распределение плотности тока эмиссии ионов и высокая эффективность извлечения ионов (до 30%) могут быть получены в модифицированной отражательной системе с неэквипотенциальным катодом. Однако использование магнитных полей ~ 5 – 10 мТ ограничивает рабочее напряжение такого источника, способствуя зажиганию разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях в высоковольтном промежутке между коаксиальными электродами. Поэтому представляет интерес поиск методов повышения эффективности извлечения ионов из плазмы тлеющего разряда с использованием слабых магнитных полей.

Использование электродной системы в магнитном поле, в которой угол Θ между электрическим полем \mathbf{E} в катодном слое тлеющего разряда и внешним магнитным полем \mathbf{B} составляет $0 < \Theta < \pi/2$, позволяет создать условия, при которых быстрые электроны получают в катодном слое составляющую скорости, направленную вдоль магнитного поля к плазменной поверхности. Поставка к эмиссионной поверхности быстрых электронов, одновременно совершающих азимутальный дрейф, обусловленный поперечной составляющей скорости, может способствовать увеличению плотности тока эмиссии, как это имеет место в отражательной системе, при сохранении возможности управления распределением плотности эмиссионного тока ионов изменением магнитного поля, что характерно для обращенного магнетрона.

В настоящей работе представлены результаты исследования свойств плазменно-эмиссионной системы на основе тлеющего разряда в электродной системе обращенного магнетрона с катодом конической формы, проведенных с целью повышения доли извлекаемых из плазмы разряда ионов и энергетической эффективности ионного эмиттера данного типа.

Эксперимент

В качестве базовой в экспериментах использовалась электродная система ионного источника [5] (рис. 1), включающая полый цилиндрический катод из нержавеющей стали, диаметр D и длина L которого составляли 150 мм, и расположенный на оси катода стержневой вольфрамовый анод диаметром 4 мм и длиной 100 мм. Магнитное поле в системе создавалось соленоидом, расположенным снаружи заземленного корпуса источника ионов. Указываемые в тексте значения индукции B измерялись на оси системы в плоскости соленоида. Для извлечения ионов и отсечки вторичных электронов использовалась двухэлектродная ионно-оптическая система, в каждом из электродов которой было выполнено 61 отверстие $\varnothing 12$ мм, суммарная площадь которых

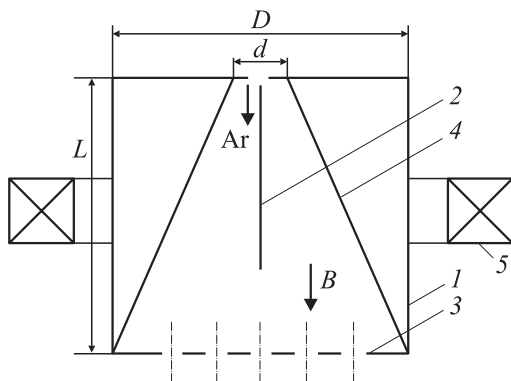


Рис. 1. Схема электродной системы типа обращенный магнетрон: 1 — цилиндрический полый катод, 2 — стержневой анод, 3 — перфорированный экранный электрод ионной оптики, 4 — конический полый катод, 5 — магнитная катушка.

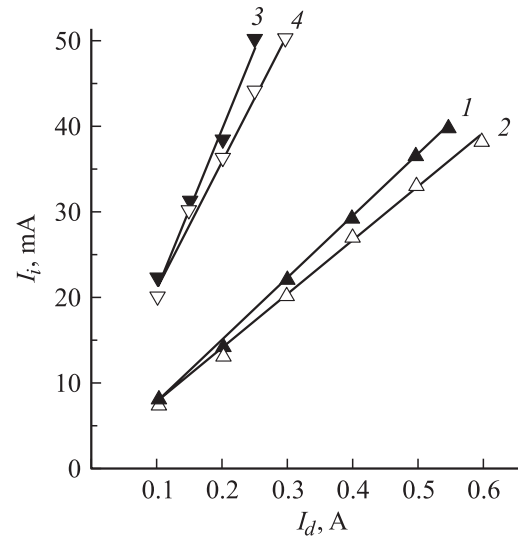


Рис. 2. Эмиссионные характеристики ионного источника с цилиндрическим (1, 2) и коническим (3, 4) полым катодом тлеющего разряда. Расход газа 30 (1, 2) и 40 cm^3/min (3, 4). Магнитная индукция $B = 2$ (1, 2) и 1.5 мТ (3, 4). Ускоряющее напряжение 30 (1, 3) и 20 кВ (2, 4).

составляла $S_e = 70 \text{ cm}^2$. Общая площадь внутренней поверхности цилиндрического полого катода составляла $S_c = 1080 \text{ cm}^2$. Рабочий газ (аргон) напускался непосредственно в катодную полость.

Для получения воспроизводимых вольт-амперных характеристик разряда поверхность катода предварительно подвергалась длительному ($\sim 1/2$ h) кондиционированию ионным распылением в разряде до получения установившихся значений U_d . Напряжение горения разряда при минимальных значениях газового потока $Q \sim 40 \text{ cm}^3/\text{min}$ и магнитной индукции $B \sim 1 \text{ mT}$, обеспечивающих поддержание разряда с током $I_d \sim 0.5 \text{ A}$, составляло $\sim 1 \text{ kV}$. Необходимость использования малых газовых потоков Q и слабых полей B для обеспечения электрической прочности ускоряющего промежутка высоковольтного ионного источника также является одной из причин невысокой энергетической эффективности высоковольтных ионных источников данного типа. Эмиссионные характеристики источника ионов, полученные при постоянных для каждой кривой значениях ускоряющего напряжения, представлены на рис. 2 (кривые 1, 2). Линейный характер полученных зависимостей свидетельствует о малых потерях пучка на ускоряющем электроде многоапертурной ионной оптики, что подтверждается прямыми измерениями тока в цепи этого электрода, который включает не только ток потерь ускоренных ионов, но и обусловленный ионно-электронной эмиссией ток вторичных электронов, а также ток ионов из пучковой плазмы. Проведенные оценки показали, что погрешность использовавшихся в эксперименте измерений тока ионного пучка I_i по току в цепи высоковольтного источника питания составляет $\sim 10\%$. Эффективность извлечения ионов из плазмы α , оцененная из отношения тока

пучка к току разряда, для цилиндрического магнетрона составила 7–7.5%, что приблизительно соответствует величине отношения S_e/S_c .

Затем внутри полого катодного цилиндра был установлен тонкостенный (0.3 mm) усеченный конус (рис. 1) из нержавеющей стали, диаметр основания которого D был также равен 150 mm, а диаметр d сечения конуса был равен 50 mm. Использование конического катода с меньшей S_c привело к существенному росту напряжения горения разряда (~ 1.5 раз) при тех же значениях потока Q и индукции B . Дальнейшее изменение электродной системы заключалось в оптимизации размеров стержневого анода. Экспериментально были подобраны длина и диаметр анода ($d = 1$ mm, $l = 50$ mm), при которых удалось получить минимальные рабочие значения B_0 и Q_0 . Соотношение площадей поверхности анода и катода S_a/S_c в этом случае с учетом площади отверстия в торце катода, сквозь которое анод вводится в катодную полость, составило $\sim 1/300$, что близко к величине отношения $(m/M)^{1/2}$ для аргона. На рис. 3 (кривые 1, 3, 5) приведены вольт-амперные характеристики разряда при различных сочетаниях величин B и Q . В результате оптимизации размеров анода в модифицированной электродной системе с катодом конической формы удалось обеспечить примерно те же условия горения разряда с током 0.1–0.5 A ($Q = 20$ –40 cm³/min, $B = 0$ –4 mT), что и цилиндрическом магнетроне.

Эксперименты показали, что в режиме генерации ионного пучка вольт-амперные характеристики разряда существенно отличаются от полученных при плавающих относительно потенциала Земли потенциалах электродов разрядной системы. Как следует из рис. 3 (кривые 2, 4, 6), приложение напряжения к ускоряющему промежутку ионной оптики приводит к существенному (на 100–300 V) снижению величин U_d . С увеличением

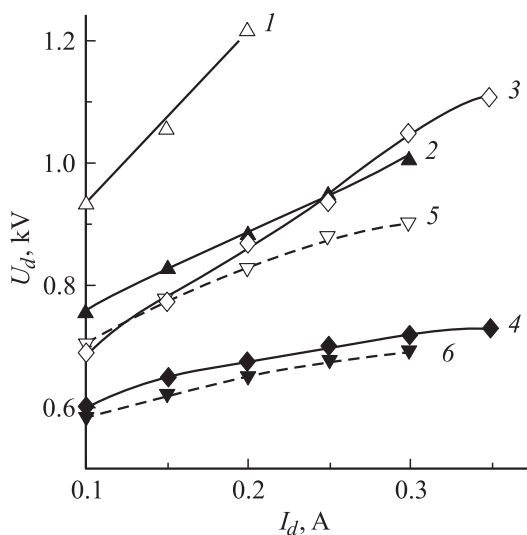


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики разряда с коническим полым катодом. Расход газа 15 (1–4), 40 cm³/min (5, 6). Магнитная индукция B , mT: 1 (1, 2), 3 (3, 4) и 0 (5, 6). Ускоряющее напряжение, kV: 30 (2, 4, 6), 0 (1, 3, 5).

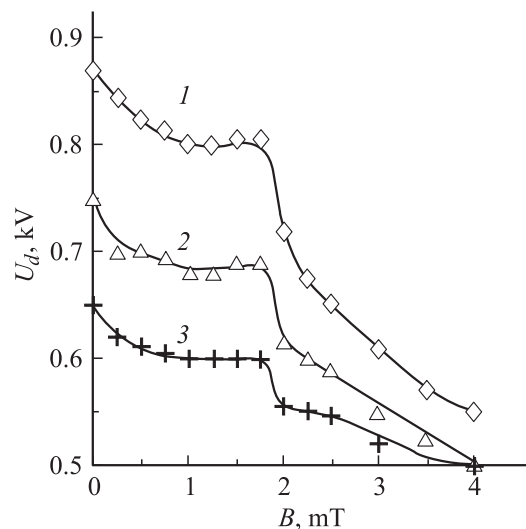


Рис. 4. Зависимости напряжения горения разряда от магнитного поля в отсутствие потерь электронов через отверстия ионной оптики. Ток разряда 0.2 A. Расход газа, cm³/min: 20 (1), 30 (2), 40 (3).

тока разряда различия в ходе вольт-амперных характеристик возрастают. На рис. 4 приведены характеристики, иллюстрирующие зависимость напряжения горения разряда в коническом магнетроне от газовых условий и величины магнитного поля в режиме отбора ионов. Немонотонный характер зависимостей $U_d(B)$ не наблюдался в системе с анодом, размеры которого превышали оптимальную величину. Из приведенных на рис. 3 и 4 результатов следует, что основным путем поддержания приемлемых значений энергетической эффективности $\eta = \alpha/U_d$ ионного эмиттера высоковольтного ионного источника в условиях резкого роста напряжения горения разряда U_d при уменьшении значений Q и B является повышение эффективности извлечения ионов из плазмы α .

Эмиссионные характеристики ионного источника с коническим катодом показаны на рис. 2 (кривые 3, 4). Эффективность извлечения ионов в системе с коническим катодом возросла до 14–21%, причем значения α уменьшаются по мере роста B и увеличиваются при повышении ускоряющего напряжения (рис. 5).

Для оценки степени однородности ионной эмиссии плазмы в разрядной системе с коническим катодом были проведены измерения радиального распределения плотности тока пучка в его поперечном сечении на расстоянии 250 mm от ионного источника, которые показали, что в диапазоне значений плотности тока пучка 0.1–0.5 mA/cm² при изменении ускоряющего напряжения в пределах 10–30 kV неравномерность распределения не превышает $\sim 20\%$ в центральной части пучка диаметром 8 см. Поскольку характер распределения тока в пучке зависит также от угловой расходимости пучка большого сечения и расстояния до плоскости, в которой проводятся измерения [6], были измерены распределения тока разряда в плоскости экранного

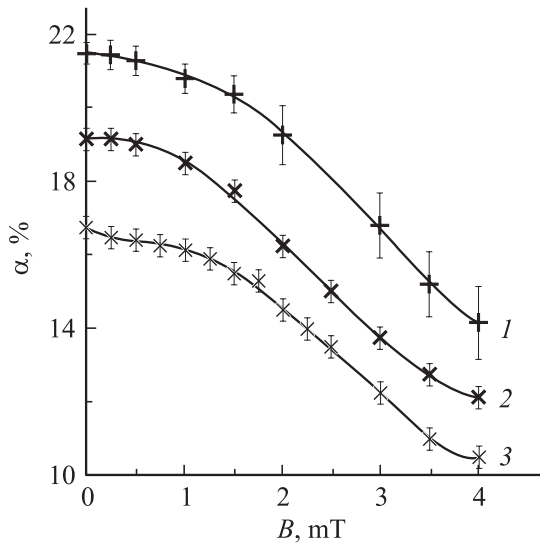


Рис. 5. Зависимости эффективности извлечения ионов из плазмы разряда от магнитного поля. Ток разряда 0.2 А, расход газа $30 \text{ cm}^3/\text{min}$. Ускоряющее напряжение, кВ: 30 (1), 20 (2), 15 (3).

электрода ионной оптики, который является частью катода. Измерения проводились с использованием плоских зондов с площадью рабочей поверхности 0.5 cm^2 , которые имели потенциал катода. Результаты измерений представлены на рис. 6. Как и в цилиндрическом магнетроне, характер радиальных профилей плотности тока зависит от величины магнитного поля [3]. При значениях магнитной индукции 1–2 мТ неравномерность распределений не превышает $\pm 5\%$ от среднего значения плотности тока на диаметре 9 см.

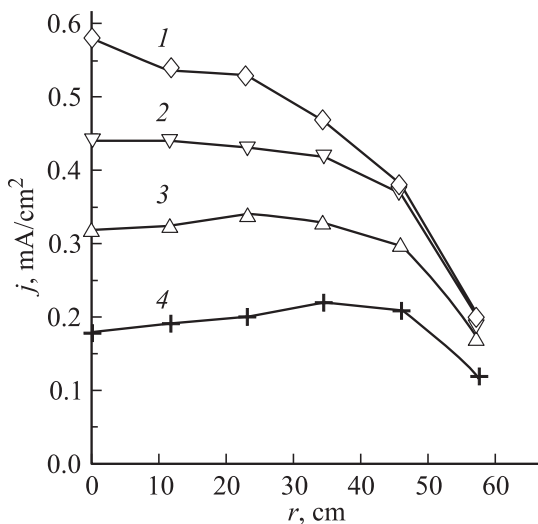


Рис. 6. Распределение плотности тока разряда в плоскости экранного электрода ионной оптики. Ток разряда 0.2 А, расход газа $30 \text{ cm}^3/\text{min}$. Магнитная индукция мТ: 0 (1), 1 (2), 2 (3) и 4 (4).

Обсуждение

Поскольку общая площадь конического катода в экспериментах составила ~ 0.6 от площади цилиндрического катода, соответствующая оценка эффективности извлечения ионов из отношения площадей S_e/S_c дает значения $\alpha \sim 13\%$, т.е. вклад геометрического фактора в приращение α составляет $\sim 5.5\text{--}6\%$ от тока разряда. Такое же значение $\alpha = 13\%$ было получено в системе с коническим полым катодом без магнитного поля [1]. Следовательно, можно утверждать, что дополнительный вклад в полученные значения $\alpha \sim 14\text{--}21\%$, составляющий 1–8% от тока разряда, обусловлен изменением характера осцилляций быстрых электронов и распределения тока разряда по катоду. Создание в коническом магнетроне потока быстрых электронов в направлении эмиссионной поверхности плазмы способствует повышению частоты ионизации газа в этой области, что приводит к соответствующему росту тока эмиссии ионов.

Следует отметить, что перенос быстрых электронов в направлении эмиссионной поверхности плазмы имеет место и в отсутствие магнитного поля, причем простейшее геометрическое рассмотрение электронных траекторий показывает, что результатом каждого отражения быстрого электрона от катодного слоя на противоположной поверхности конуса является дальнейшее увеличение составляющей его скорости, параллельной оси системы. После отражения от эмиссионной поверхности продольная скорость электрона, движущегося в обратном направлении, в результате отражений уменьшается. Неизотропность свойств разряда должна в конечном итоге привести к преимущественной концентрации разряда у экранного электрода, вследствие чего эффективность извлечения ионов в системе с коническим полым катодом должна быть выше, чем величина соотношения S_e/S_c , однако в [1] этот эффект не наблюдался. О достижении высокой эффективности извлечения ионов (до 15%) в системе тлеющего разряда с коническим полым катодом заявлялось в [7], однако объяснение полученного результата не было связано с влиянием формы полого катода и особенностями поведения первичных электронов. В [8] обсуждалось возможное влияние изменения условий отражения быстрых электронов в клиновидном полом катодом плазменного источника электронов на вероятность их возврата на катод и время жизни быстрых электронов в разряде. Было сделано предположение, что результатом изменения формы катода может быть снижение порогового рабочего давления газа в разряде. Косвенным подтверждением неизотропности плазмы в осевом направлении является наблюдавшееся в наших экспериментах изменение степени ионного распыления конической поверхности полого катода. По мере приближения к экранному электроду интенсивность катодного распыления возрастала.

Управление радиальным распределением плотности эмиссионного тока ионов в цилиндрическом магнетроне достигается изменением величины ларморовского радиуса быстрых электронов, совершающих замкнутый

азимутальный дрейф, в результате чего изменяется эффективный размер области ионизации. В результате усиления поля распределение с приосевым максимумом плотности тока трансформируется вначале в плоское распределение, а затем формируется профиль с минимумом плотности на оси системы. Дрейфовый характер движения быстрых электронов в слабом магнитном поле сохраняется и в предложенной системе, причем вблизи основания конуса траектории осциллирующих электронов будут практически теми же, что и в цилиндрическом магнетроне. Уменьшение ларморовского радиуса быстрых электронов $\rho = (1/B) \cdot (m/e)V_{\perp}$ вследствие уменьшения поперечной относительно поля \mathbf{B} составляющей скорости электрона V_{\perp} должно было привести к некоторому уменьшению оптимальных значений индукции B по сравнению с цилиндрическим магнетроном, однако возможные изменения находятся в пределах погрешности методики измерений профилей плотности тока.

Высокое напряжение горения разряда в электродной системе плазменного эмиттера ионов обусловлено большими потерями частиц плазмы через отверстия в экранном электроде ионно-оптической системы, что затрудняет горение разряда. Геометрия использовавшейся в экспериментах многоапертурной ионно-оптической системы была нами ранее оптимизирована для уменьшения потерь тока пучка на ускоряющем электроде вследствие расширения пучка под действием собственного пространственного заряда. В результате математического моделирования и экспериментальных исследований были реализованы такие условия формирования пучка, при которых кроссовер формируемого в отдельной апертуре элементарного пучка составлял 1–3 мм и находился в отверстии ускоряющего электрода значительно большего диаметра (12 мм), поэтому смещение траекторий элементарных пучков не приводило к заметному росту потерь в широком диапазоне изменения параметров пучка. Однако увеличение размера апертур в экранном электроде приводит к тому, что при повышении тока разряда катодный слой в области отверстий может быть разорван. Частицы плазмы, вытекающей через отверстия, в режиме амбиполярной диффузии уходят на стенки и рекомбинируют на них, не обеспечивая вклада в поддержание разряда. При подаче высокого напряжения быстрые электроны отражаются полем ускоряющего промежутка, возвращаются в плазму и расходуют свою энергию, в том числе и на ионизацию газа. Это приводит к снижению напряжения горения разряда (рис. 3). Поскольку уровень электронных потерь в первом приближении зависит от соотношения между размерами отверстий ионной оптики и толщиной катодного слоя, с ростом тока разряда эти потери растут.

Оценка толщины катодного слоя, сделанная в приближении закона Чайлда–Ленгмюра для плотности тока однозарядных ионов аргона 0.5 mA/cm^2 и падения напряжения на слое 700 V , дает величину $l \sim 0.55 \text{ cm}$, что означает возможность разрыва слоя. Кроме того, следует учитывать, что основное влияние на напряжение

горения оказывают именно потери быстрых электронов, уход которых возможен и без разрыва катодных оболочек через приосевую область отверстий, в которой высота потенциального барьера снижается под действием электрического поля в ускоряющем промежутке. В коническом магнетроне рост напряжения, обусловленный потерей быстрых электронов, был в несколько раз больше, чем в цилиндрическом магнетроне.

Повышенное напряжение горения разряда в режиме извлечения части генерируемых в разряде ионов обеспечивает сохранение постоянной величины тока разряда. Влияние ионных потерь на напряжение горения разряда можно оценить с использованием результатов [9], из которых следует, что при полной энергетической релаксации электронов в плазме напряжения горения возрастает пропорционально величине $1/(1-\alpha)$. Таким образом, приращение напряжения горения, обусловленное ионными потерями, для полученных в эксперименте значений $\alpha \sim 20\%$ составит $\sim 25\%$ (150–200 V), а для цилиндрического магнетрона с $\alpha \sim 7.5\%$ — только $\sim 8\%$.

Зависимость эффективности α от ускоряющего напряжения обусловлена изменением кривизны плазменного мениска в апертуре ионной оптики. Увеличение площади плазменной поверхности, с которой ионы поступают в ускоряющий промежуток, приводит к росту α с ускоряющим напряжением [10]. Влияние магнитного поля на напряжения горения разряда в условиях эксперимента обусловлено не столько улучшением удержания быстрых электронов, сколько увеличением отношения длины пути осциллирующего электрона в катодном слое к длине пути электрона в плазме $\sim l/2\rho$. Это увеличивает вероятность ионизации в слое и создания вторичных электронов с энергией, достаточной для ионизации газа. Поскольку такой механизм генерации высокоэнергетичных электронов энергетически более выгоден по сравнению с ионно-электронной эмиссией и последующим ускорением электрона в катодном слое [11,12], напряжение горения разряда по мере уменьшения ларморовского радиуса быстрых электронов снижается. Однако с ростом поля \mathbf{B} увеличивается среднее число отражений электрона от конической поверхности по мере его движения к плазменной эмиттирующей поверхности и уменьшается ларморовский радиус быстрых электронов, что увеличивает долю тока разряда, приходящуюся на боковую поверхность конуса, и приводит к снижению эффективности извлечения ионов из плазмы.

Энергетическая эффективность $\eta = I_i/U_d I_d = \alpha/U_d$ ионного источника с модифицированной электродной системой, оцененная при одинаковых значениях расхода Q и индукции B , возросла по сравнению с цилиндрическим магнетроном в среднем в 2–2.5 раза. Абсолютные значения η для источника с коническим катодом составили $\sim 0.2–0.25 \text{ A/kW}$ в диапазоне значений $I_d = 0.1–0.3 \text{ A}$ при использовавшихся в эксперименте невысоких значениях магнитной индукции и расхода газа.

Заключение

Изменением геометрии полого катода в обращенном магнетроне обеспечено повышение энергетической эффективности ионного эмиттера в 2–2.5 раза при сохранении близкого к равномерному распределению плотности эмиссионного тока и относительно невысоких значениях магнитной индукции ($B = 1–2$ мТ) и расхода газа ($Q = 20–30$ см³/мин), не препятствующих достижению высоких (десятки кВ) рабочих напряжений источника ионов.

Полученные результаты обусловлены изменением характера осциллирующей эмиттирующей катодом и ускоренных в катодном слое разряда быстрых электронов. Формирование потока быстрых электронов в направлении плазменной эмиссионной поверхности приводит к повышению плотности эмиттирующей ионы плазмы.

Высокое напряжение горения разряда в электродной системе эффективного ионного эмиттера на основе тлеющего разряда обусловлено большими потерями заряженных частиц из плазмы разряда через отверстия электродов ионной оптики. Вклад электронного компонента потерь в приращение напряжения горения разряда зависит от соотношения между размером отверстий и толщиной катодного слоя.

Исследования проводились по проекту Федеральной целевой научно-технической программы „Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники“ и финансировались по контракту с Министерством промышленности, науки и технологий РФ (№ 40.030.11.1126).

Список литературы

- [1] Глазунов В.Н., Гречаный В.Г., Метель А.С. // ПТЭ. 1988. № 1. С. 145–147.
- [2] Метель А.С. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 2. С. 241–247.
- [3] Gavrilov N.V., Meyats G.A., Nikulin S.P. et al. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1996. 14. P. 1050–1055.
- [4] Никулин С.П., Чичигин Д.Ф. // Тез. док. ФНТП–2001. Петрозаводск, 2001. Ч. 1. С. 248–252.
- [5] Гаврилов Н.В., Никулин С.П., Радковский Г.В. // ПТЭ. 1996. № 1. С. 93–98.
- [6] Молоковский С.И., Сушков А.Д. Интенсивные электронные и ионные пучки, М.: Энергоатомиздат, 1991. 138 с.
- [7] Чесноков С.М. // А.С. SU № 1598757. Широкоапертурный источник ионов. 1989.
- [8] Мартенс В.Я. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 7. С. 135–137.
- [9] Никулин С.П. // Известия вузов. Физика. 2001. № 9. С. 63–68.
- [10] Гаврилов Н.В., Емлин Д. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 5. С. 74–81.
- [11] Глазунов В.Н., Гречаный В.Г., Метель А.С. // ЖТФ. Т. 52. Вып. 9. С. 1767–1772.
- [12] Никитинский В.А., Журавлев Б.И. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 5. С. 880–883.