

04;12

## Генерация однородной плазмы и широких ионных пучков в пеннинговской системе с неэквипотенциальным катодом

© С.П. Никулин, Д.Ф. Чичигин, П.В. Третников

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

(Поступило в Редакцию 17 июля 2003 г.)

Исследована возможность управления пространственным распределением ионизационных процессов в модифицированной пеннинговской ячейке при разделении катода на несколько элементов и подаче на них различных потенциалов. Показано, что при некотором оптимальном выборе потенциала управляющего электрода возможно получение близкой к однородной плазмы. Это делает возможным генерацию ионных пучков большого сечения при использовании данной системы. Достигнутая эффективность извлечения ионов составляет несколько десятков процентов, что существенно выше, чем в известных ионных источниках.

Интерес к изучению характеристик газовых разрядов низкого давления и свойств генерируемой в них плазмы во многом связан с возможностью использования этих разрядов для разработки источников пучков заряженных частиц. В частности, большой интерес представляет формирование однородной плазмы в больших объемах, что может быть использовано для получения пучков большого сечения с равномерным распределением плотности тока по сечению пучка.

В работе [1] было показано, что в разрядах низкого давления для получения однородной плазмы необходимо осуществление неравномерной ионизации с пониженной вероятностью в центре системы и повышенной на периферии. Таким образом, однородная плазма не может быть получена, если ионизацию в разряде осуществляют плазменные электроны. Однако в сильноточных тлеющих разрядах с осциллирующими электронами [2] основной вклад в ионизацию осуществляется так называемыми быстрыми частицами, образованными на катоде в результате гамма-процессов и ускоренными в катодном падении потенциала, которое практически совпадает с разрядным напряжением. В этих условиях появляется возможность управлять пространственным распределением ионизационных процессов путем использования неэквипотенциального катода, т.е. путем разделения катода на несколько элементов, на которые поданы различные напряжения относительно анода. Тогда электроны, стартовавшие с различных катодных элементов, получают разную энергию и соответственно вносят больший или меньший вклад в ионизацию. В частности, для получения однородной плазмы следует на катодный элемент, расположенный в центре системы, подать напряжение, меньшее, чем на периферийную часть катода. Кроме того, для успешной реализации предлагаемого подхода необходимо предпринять меры, затрудняющие быстрое перемешивание электронов различных энергетических групп. Этого можно достичь путем наложения внешнего магнитного поля, резко ограничивающего подвижность электронов в радиальном направлении. В настоящей

работе приводятся результаты экспериментов, в ходе которых была проведена проверка работоспособности предлагаемого подхода.

### Схема и результаты эксперимента

В экспериментах использовалась хорошо известная пеннинговская система с холодным катодом [3], которая и ранее широко применялась для получения ионных пучков, но, как правило, извлечение ионов осуществлялось через небольшое приосевое эмиссионное отверстие и соответственно поперечные размеры пучка были невелики. Это связано с резкой радиальной неоднородностью генерируемой в разряде плазмы. В наших экспериментах использовалась модифицированная пеннинговская система (рис. 1) с полым цилиндрическим анодом 1, торцевым катодом 2, а второй торцевой электрод был разделен на периферийное кольцо 3 и центральный диск 4, использовавшийся в качестве управляющего

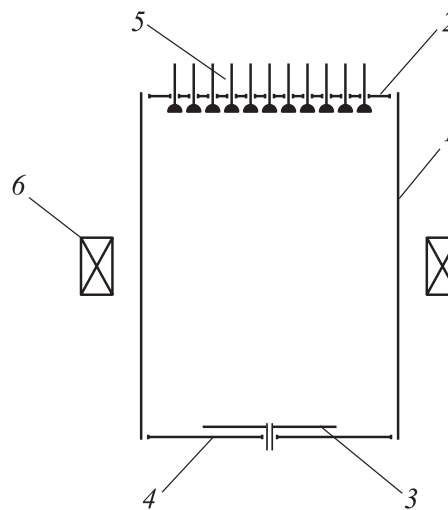


Рис. 1. Модифицированная пеннинговская система с неэквипотенциальным катодом.

электрода. Диаметр управляющего электрода изменялся в пределах от 30 до 70 мм. Диаметр газоразрядной системы составлял 135 мм, а длина варьировалась в пределах от 70 до 210 мм. Газоразрядная камера находилась в магнитном поле, создаваемом соленоидом б. Газ напускался в газоразрядную систему через осевое отверстие в центральном диске и откачивался через набор отверстий в противоположном торцевом катоде. Измерение радиального распределения тока ионной эмиссии осуществлялось с помощью системы зондов 5, расположенной на этом же электроде. Давление газа измерялось датчиком, установленным в вакуумной камере, внутри которой располагалась газоразрядная система, и составляло при различных напусках величину  $\sim 10^{-4} - 10^{-3}$  Торр.

В ходе экспериментов при некоторых заданных значениях тока разряда  $I_d$ , напуска газа  $Q$  и индукции магнитного поля  $B$  изменялось напряжение на центральном диске  $U_c$  и снимались радиальные распределения зондового тока  $I_p(N)$ , где  $N$  — номер зонда. Потенциал на центральный диск подавался от отдельного управляющего источника питания, в то время как на остальных катодных элементах, подключенных к отрицательному полюсу блока питания разряда, „автоматически“ устанавливалось некоторое напряжение, обеспечивающее поддержание заданного разрядного тока. Изучение влияния потенциала центрального диска на характер распределения ионного тока показало, что это влияние может быть неоднозначным. Как правило, при уменьшении напряжения на центральном диске происходило постепенное сглаживание профиля, при некотором оптимальном значении распределение становилось близким к однородному, а затем начинал формироваться провал в центре. На рис. 2 и 3 приведены распределения, полученные при значениях  $U_c$ , близких к оптимальному, для диска диаметром 30 мм и двух различных значений  $B$ . Аналогичная картина наблюдалась при использовании диска диаметром 50 мм, но при использовании диска еще большего размера (70 мм) после начального сглаживания дальнейшее уменьшение  $U_c$  вновь приводило к образованию резкого максимума в центре системы. Возможно, такое неоднозначное изменение характера кривых связано со следующими обстоятельствами. При уменьшении  $U_c$  напряжение на остальных катодных элементах возрастало, благодаря чему обеспечивалось выполнение условия самостоятельности разряда. Однако происходящее при этом увеличение энергии быстрых частиц, образовавшихся на периферии системы, облегчает их перенос поперек магнитного поля на анод. В результате после достижения разрядным напряжением некоторого критического значения интенсивность ионизации на периферии начинает уменьшаться вследствие больших потерь быстрых электронов на аноде. В то же время в центре системы вклад в ионизацию, по-видимому, начинают вносить быстрые электроны, выбитые из центрального диска не только благодаря ион-электронной эмиссии, но и вторичной электрон-

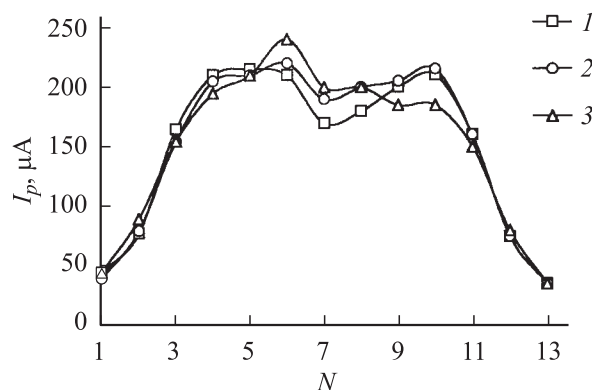


Рис. 2. Радиальное распределение ионного тока.  $B = 11.5$  мТ,  $Q = 0.3$  см<sup>3</sup>/с,  $I_d = 50$  мА;  $U_c = 95$  (1), 100 (2), 120 В (3).

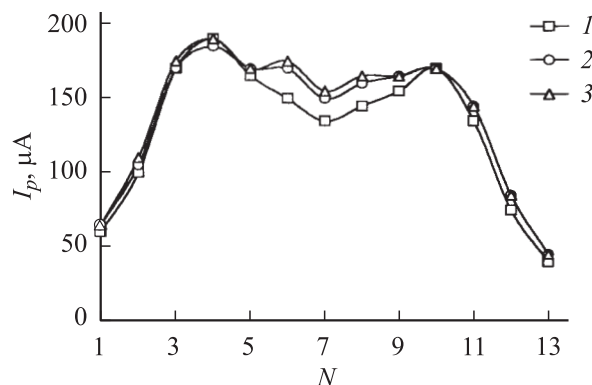


Рис. 3. Радиальное распределение ионного тока.  $B = 14.3$  мТ,  $Q = 0.3$  см<sup>3</sup>/с,  $I_d = 50$  мА;  $U_c = 80$  (1), 105 (2), 115 В (3).

электронной эмиссии, возникающей вследствие попадания на центральный диск электронов, стартовавших с противоположного торцевого катода. В результате ионизационные процессы вновь сосредоточиваются в центре системы. Таким образом, обеспечить выравнивание профиля плазмы путем уменьшения потенциала управляющего электрода удастся только при сравнительно небольших размерах этого электрода.

Сравнение распределений, приведенных на рис. 2 и 3, показало, что плотность тока ионной эмиссии и соответственно концентрация плазмы уменьшаются в более сильном магнитном поле. Это противоречит общепринятым представлениям, согласно которым с увеличением магнитной индукции возрастает время удержания частиц в плазме и соответственно ее концентрация должна возрастать. В связи с этим было проведено изучение влияния магнитного поля на условия горения разряда. На рис. 4 приведены зависимости напряжения горения разряда и тока на центральный зонд от индукции магнитного поля. Оказалось, что при некотором критическом значении магнитной индукции  $B_1$  наблюдается скачкообразное уменьшение тока ионной эмиссии и напряжения горения. Эти результаты показывают, что при данном

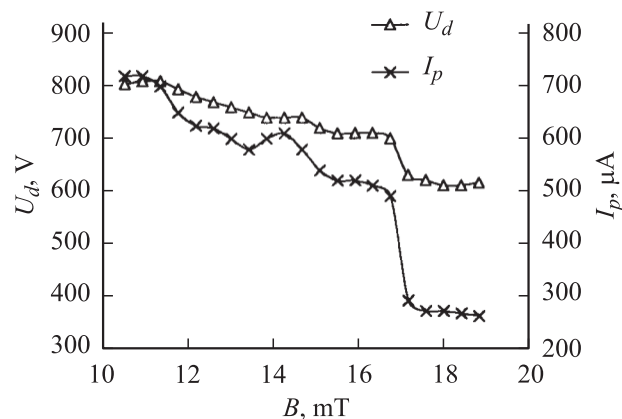


Рис. 4. Зависимость  $U_d$  и  $I_p$  от  $B$ .  $I_d = 100$  mA,  $U_c = 150$  V.

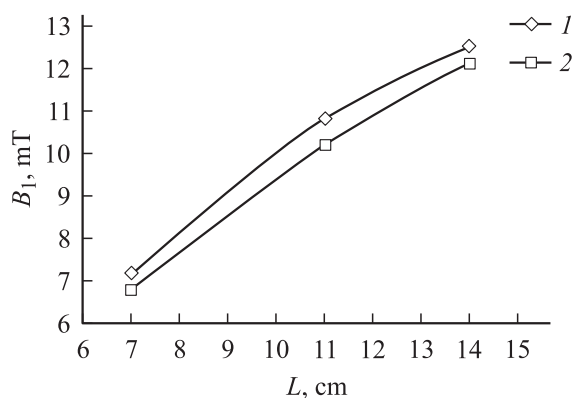


Рис. 5. Зависимость  $B_1$  от  $L$ .  $I_d = 50$  mA,  $U_c = 150$  V;  $Q = 0.2$  (1),  $0.3$  cm<sup>3</sup>/s (2).

критическом значении происходит резкое изменение режима горения разряда. Измерения осциллограмм зондового тока, проведенные с помощью запоминающего осциллографа С8-17, показали, что при увеличении магнитного поля выше критического значения возникает практически стопроцентная низкочастотная ( $\sim 10^4$  Hz) модуляция зондового сигнала, в то время как при значениях, меньших критического, модуляция не превышала нескольких процентов. Таким образом в сильных магнитных полях происходит возбуждение крупномасштабной низкочастотной неустойчивости газоразрядной плазмы, физическая природа которой, видимо, аналогична обсуждавшейся в [3].

Использование магнитных полей выше критического в предназначенных для получения пучков большого сечения ионных источниках с обычной многопертурной ионной оптикой не представляется возможным. Изучение влияния различных факторов на величину критического магнитного поля показало, что наиболее существенное изменение  $B_1$  происходит при увеличении длины газоразрядной системы  $L$  и напуска газа  $Q$  (рис. 5). Как видно, величина  $B_1$  возрастает с увеличением  $L$  и при больших длинах в исследованном диапазоне

магнитных полей возбуждение неустойчивости могло и вообще не наблюдаться. Этот результат можно легко объяснить, если учесть, что возникновение неустойчивости связано с трудностями в обеспечении транспортировки электронов поперек магнитного поля на анод. Очевидно, что при уменьшении длины разрядной камеры и соответственно площади анода эти трудности возрастают, и поэтому неустойчивость возникает уже в сравнительно слабых полях. При увеличении же длины и площади анода транспортировка к нему электронов облегчается и возникновение неустойчивости следует ожидать в существенно более сильных магнитных полях. Таким образом, при использовании газоразрядных камер большей длины возрастает верхняя граница рабочего диапазона магнитных полей. Увеличение напуска газа также облегчает перенос электронов поперек магнитного поля и способствует увеличению  $B_1$ , но в ионных источниках повышение напуска ограничено в связи с ростом вероятности пробоев в ускоряющем промежутке.

Для генерации ионных пучков вместо торцевого катода 2 в экспериментальном макете использовалась трехэлектродная ускоряюще-замедляющая система, в каждом из электродов которой было выполнено 163 отверстия диаметром 8 mm. Ускоряющее напряжение  $U_a$  варьировалось в пределах 10–30 kV, а ток разряда — в пределах 30–100 mA. Ток ионного пучка  $I_b$  возрастал пропорционально току разряда и практически не зависел от ускоряющего напряжения, в указанных условиях составлял 10–30 mA. Таким образом, эффективность извлечения  $\alpha = I_b/I_d$  не зависела от тока разряда и была величиной практически постоянной и равной  $\sim 0.3$ . С изменением индукции магнитного поля и напуска газа эффективность извлечения также практически не менялась и определялась только геометрическим фактором. Оценить величину эффективности можно, используя следующее соотношение:

$$\alpha = 0.5S_h/S, \quad (1)$$

где  $S_h$  — суммарная площадь эмиссионных отверстий;  $S$  — площадь поперечного сечения газоразрядной камеры; коэффициент 0.5 обусловлен тем, что половина образованных в разряде ионов поступает на верхний торец газоразрядной системы и половина — на нижний.

Также были проведены эксперименты по генерации низкоэнергетических  $\sim 1$ –2 keV ионов. Ионные пучки с такой энергией широко применяются для очистки и травления поверхностей. В ходе этих экспериментов ускорение ионов до некоторой заданной энергии осуществлялось не с помощью ионно-оптической системы, а при подаче на торцевой катод соответствующего напряжения. Ранее такой способ получения ионных пучков путем ускорения непосредственно в области катодного падения потенциала использовался в ионных источниках на основе высоковольтного тлеющего разряда, однако эти системы не получили широкого применения. Это связано с тем, что для поддержания разряда в них

требуется высокое давление, неприемлемое для многих процессов ионно-плазменных технологий, кроме того, в этих разрядах основные характеристики, такие как ток, напряжение и рабочее давление, связаны друг с другом, что затрудняет регулировку параметров ионного пучка. В используемой нами системе на основе пеннинговского разряда с неэквипотенциальным катодом рабочее давление на несколько порядков ниже, а проведенные эксперименты показывают, что подача повышенного, соответствующего требуемой энергии ионов напряжения на торцевой катод не нарушает стабильности разряда. Регулировка тока ионов, поступающих на торцевой катод, выполняющий роль обрабатываемой детали, осуществлялась блоком питания разряда, включенным между анодом и периферийным кольцом. Здесь использовалось то обстоятельство, что в широком диапазоне разрядных условий величины токов на оба катода практически равны друг другу и, таким образом, при увеличении тока разряда „автоматически“ увеличивался и ток на мишени. Следует, однако, отметить, что в этих экспериментах ток в цепи торцевого катода несколько возрастал с увеличением ускоряющего напряжения, что, возможно, связано с увеличением коэффициента ион-электронной эмиссии. Регулировка радиального профиля, как и ранее, осуществлялась с помощью подачи на центральный диск напряжения, меньшего, чем на кольцо, причем в этих экспериментах уменьшение  $U_c$  осуществлялось путем подключения центрального диска диаметром 30 мм к блоку питания разряда через высокоомный резистор. Здесь было использовано то обстоятельство, что для диска такого размера оптимальное значение потенциала оказалось близко к „плавающему“. С увеличением ускоряющего напряжения существенного искажения радиального профиля ионного тока не наблюдалось.

## Выводы

Использование неэквипотенциального катода в пеннинговской системе дает возможность эффективно управлять пространственным распределением плотности плазмы и получать близкие к однородному распределения тока ионной эмиссии при небольших размерах управляющего электрода. Достигнутое отношение тока ионного пучка к току разряда ( $\sim 30\%$  при использовании ионной оптики и  $\sim 50\%$  при ускорении в области катодного падения потенциала) в этой системе в несколько раз превосходит уровень, характерный для известных источников. Соответственно резко возрастает и энергетическая эффективность. Результаты проведенных исследований свидетельствуют о перспективности использования пеннинговских систем с неэквипотенциальным катодом в качестве плазменных эмиттеров в ионных источниках, генерирующих пучки большого сечения, а также в системах ионной очистки и травления.

Настоящая работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 02-02-17860) и Минпромнауки (грант № 40.030.11.1126).

## Список литературы

- [1] Никулин С.П., Кулешов С.В. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 4. С. 18–23.
- [2] Метель А.С. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 10. С. 1928–1934.
- [3] Габович М.Д. Физика и техника плазменных источников ионов. М.: Атомиздат, 1972. 304 с.