

04;10

Трехкамерный генератор плазмы с низким выходным давлением на основе стационарного тлеющего разряда для источника отрицательных ионов

© П.А. Литвинов, В.А. Батурин, А.Ю. Карпенко, С.А. Пустовойтов, С.А. Еремин

Институт прикладной физики НАН Украины,
40030 Сумы, Украина
e-mail: baturin@ipflab.sumy.ua

(Поступило в Редакцию 10 августа 2004 г.)

Приведены результаты экспериментальных исследований стационарного тлеющего разряда на основе двухкамерного инверсного газоманетрона. Установлено, что исследуемая разрядная система генерирует в третьей (эмиссионной) камере пространственно разделенную на две области плазму (периферийную и приосевую) с существенно различным набором параметров, а также обеспечивает существование перепада давления в различных ее частях. Сделан вывод, что созданный генератор плазмы может быть эффективно использован для получения в непрерывном режиме работы плазмы с нужными для образования отрицательных газовых ионов параметрами. Полученные результаты позволят в дальнейшем оптимизировать конструкцию источника отрицательных ионов.

Введение

Принцип работы большинства электродных систем, генерирующих газоразрядную плазму при относительно низком рабочем давлении, основан либо на разряде с накальным катодом, либо с использованием высокочастотного разряда. Существенным недостатком термокатада является относительно низкая его долговечность, в особенности при работе в атмосфере реактивных газов, например кислорода. В случае высокочастотного разряда возникает проблема непостоянства импеданса плазмы, что выдвигает требование тщательного согласования параметров разряда и антенны, передающей ВЧ колебания, а при размещении антенны внутри плазмы возникает дополнительная сложность ее изоляции.

Тлеющие разряды постоянного тока в особенности в скрещенных $E \times H$ полях привлекательны для генерации низкотемпературной плазмы в связи со стабильностью их горения, простой эксплуатации и повышенной надежностью газоразрядной ячейки при плотностях тока на катоде до десятков A/cm^2 и напряжением на разряде в несолько сотен вольт. Диапазон их рабочих давлений находится в районе $10-10^{-1}$ Па. Основная проблема, возникающая при применении тлеющих разрядов в ионных источниках, работающих в стационарном режиме, как правило, заключается в необходимости снижения напуска газа, т.е. расширению в нижнюю сторону диапазона их рабочих давлений. Это приобретает особую актуальность при использовании тлеющих форм разряда в источниках отрицательных ионов, так как отрицательные ионы стараются собрать со всего объема их генерации, поэтому длина свободного пробега отрицательного иона в эмиссионной области должна быть большой. Условие минимизации гибели отрицательных ионов приводит к требованию снижения

давления перед эмиссионным отверстием и непосредственно после него, где скорости ионов еще малы и сечение их развала на газе достигает максимальных значений.

При снижении напуска газа в разрядную систему с холодным катодом начинает проявляться резкое увеличение напряжения зажигания и горения тлеющего разряда. Из известных в настоящее время газоразрядных устройств с тлеющей формой разряда, которые работают при наиболее низком давлении, можно выделить инверсный газоманетрон. При использовании инверсного газоманетрона в источнике отрицательных ионов, работающего в импульсном режиме и при импульсном напуске газа [1], удастся снизить давление до уровня исключающего ощутимую обдирку отрицательных ионов. Это достигается за счет гизодинамики течения газа в газоразрядной камере с сужениями и различных скоростей движения нейтральных и заряженных частиц. Существует также возможность снизить напряжение зажигания и расширить в нижнюю сторону диапазон рабочих давлений и стационарного разряда низкого давления. Это можно попытаться достичь за счет вспомогательного разряда высокого давления, которым в газ низкого давления вносится поток проникающей плазмы, действующей как плазменный катод, который дает первичные электроны для поддержания здесь основного разряда.

В данной работе приведены результаты экспериментальных исследований по созданию трехкамерного генератора плазмы с холодным катодом, генерирующего стационарную холодную плазму при малом расходе газа и низком давлении в его выходной (эмиссионной) камере.

Конструктивная схема генератора плазмы и физические представления о процессах в его газоразрядной камере

Генератор плазмы (рис. 1) представляет собой осесимметричную конструкцию, состоящую из трех камер с дозированным перетеканием газа между ними. Медный анод (1 и 2) и медный катод (3 и 4) выполнены из двух частей. Часть 3 катода и часть 1 анода создают первую газоразрядную камеру 5 (высокого давления), а часть 4 катода и часть 2 анода создают вторую газоразрядную камеру 6 (низкого давления). Газоразрядные камеры 5 и 6 связаны между собой через контрагирующий кольцевой канал 7, а газоразрядная камера 6 связана с третьей (эмиссионной) камерой 8 с помощью другого контрагирующего кольцевого канала 9. За счет сопротивления потоку газа в контрагирующих кольцевых каналах достигается понижение давления в каждой последующей камере. А в эмиссионной камере 8 осуществляется дополнительное снижение давления рабочего газа за счет расширения его в большой объем и дифференциальной откачки в радиальном направлении. Выше эмиссионного электрода 11 и ниже полюса 12 установлены Sm-Co_5 магниты 14 и 15. Корпус генератора плазмы 13, который является составной частью магнитной системы, представляет собой шестигранную призму. Между продольными гранями призмы предусмотрены зазоры шириной $\sim 35 \text{ mm}$ (на рисунке не показаны) для радиальной откачки генератора плазмы. Рабочий газ (кислород) подается в камеру высокого давления через отверстие в нижнем ее торце (18).

Электродная система, образующая разрядные камеры 5 и 6, представляет собой двухкамерный инверсный газомagnetрон, который работает на основе тлеющего разряда в скрещенных $E \times H$ полях. Обе газоразрядные

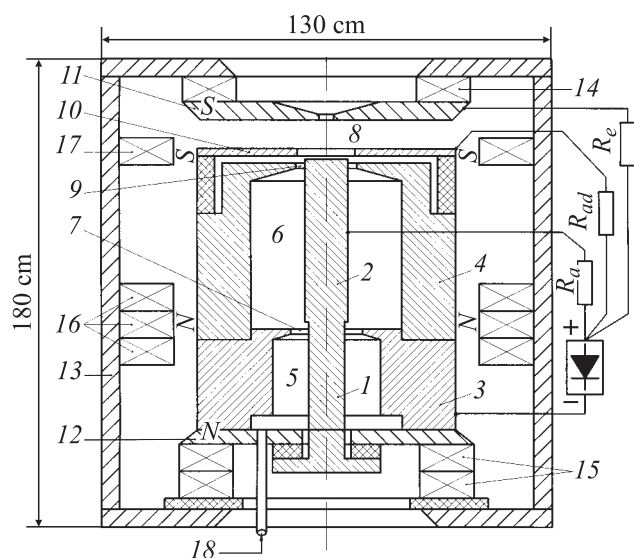


Рис. 1. Конструктивная схема трехкамерного генератора плазмы. $R_a = 680 \Omega$, $R_{ad} = 630 \Omega$, $R_e = 13 \Omega$.

камеры подключены параллельно к одному источнику питания, как показано на рис. 1. Разность потенциалов между электродами генератора плазмы задается при помощи автоматического смещения на сопротивлениях.

Эффективность разряда при низких давлениях ограничена в основном временами жизни быстрых электронов. В инверсном магнетроне данной конструкции удается реализовать как магнитное, так и электростатическое удержание быстрых электронов. Наложение продольного магнитного поля, возбуждаемого магнитами 14 и 15, увеличивает время жизни быстрых электронов, которые стартуют с цилиндрической поверхности катода к центральному аноду. А торцевые стенки магнетрона, находящиеся под катодным потенциалом, обеспечивают удержание электронов вдоль магнитного поля. В результате время пребывания быстрых электронов в камерах магнетрона большое и они испытывают многочисленные столкновения с атомами газа и успевают произвести достаточное для поддержания самостоятельного разряда число ионизаций, прежде чем попадут на поверхность анода.

Теория зажигания разряда в системе коаксиальных электродов в однородном магнитном поле развита для бесконечных цилиндров [2]. В этой модели электрическое поле направлено по радиусу, т.е. $E \perp H$, и его неоднородностями на краях пренебрегают. В рассматриваемом варианте, когда внешний электрод находится под отрицательным потенциалом, электрическое поле будет мало меняться по радиусу и электрон, покидающий катод, попадают в поле небольшой напряженности. При этом он, медленно набирая энергию, будет двигаться по гироциклоиде. Если пролетая путь, соответствующий одной циклоиде, электрон не испытывает ни одного столкновения, то он снова попадает на катод. В случае упругих и неупругих столкновений электрон будет двигаться по циклоидальному пути. При каждом неупругом столкновении радиус окружности гипоциклоиды будет уменьшаться. Если максимальное расстояние в радиальном направлении, пройденное электроном при его движении по циклоиде, больше расстояния, на котором электрон набирает энергию, равную потенциалу ионизации, то будет происходить ионизация газа. Упругие столкновения электронов не уменьшают ионизацию, так как почти все они после рассеяния в последующем движении набирают энергию, необходимую для ионизации.

Для зажигания самостоятельного разряда в такой системе необходимо, чтобы выполнялось следующее условие [2]:

$$\gamma^* \left\{ \exp \left[\int_{r_0}^{r_a} \alpha(r) dr \right] - 1 \right\} = 1, \quad (1)$$

где γ^* — эффективный коэффициент Таунсенда, характеризующий весь сложный процесс вторичной эмиссии с катода в целом; r_a — радиус анода; r_0 — радиус, начиная с которого электрон производит ионизацию; α — первый ионизационный коэффициент Таунсенда.

Из этого условия при различных допущениях можно вычислить напряжения зажигания и критическое значение магнитного поля, выше которого может существовать самостоятельный разряд.

Физические процессы в двухкамерном магнетронном разряде с контрагированием плазмы сужениями весьма сложны, и создание математической модели, позволяющей проводить инженерный расчет конструкции, очень затруднительно из-за сложности и многопараметрической зависимости протекаемых здесь явлений. Кроме того, при определенных условиях в разряде развиваются неустойчивости [3], существенно влияющие на характеристики разрядов, причем не только количественно, но и качественно.

Компьютерное моделирование „картины“ эквипотенциалей в разрядной камере в зависимости от формы электродов и величины их потенциалов позволило нам в первом приближении выбрать геометрию электродной системы генератора плазмы, которая в дальнейшем оптимизировалась экспериментально.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

В реальном ионном источнике обычно трудно получить однородное магнитное поле, силовые линии которого перпендикулярны линиям электрического поля по всей длине разрядной камеры. В рассматриваемой конструкции генератора плазмы основные постоянные магниты 14 и 15, возбуждающие магнитное поле, расположены на нижнем и верхнем (эмиссионный электрод) полюсах. Они создают в межполюсном зазоре распределение напряженности магнитного поля, которое показано на рис. 2 (кривая 1). Как следует из этой зависимости напряженность поля в середине зазора падает примерно в три раза. Для того чтобы уменьшить эту неоднородность поля, на каждую из шести граней

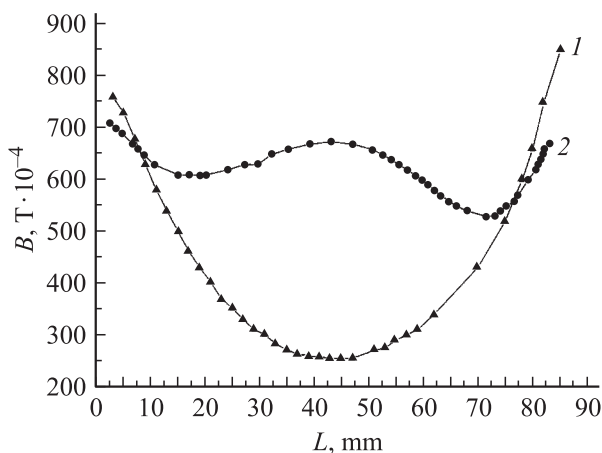


Рис. 2. Осевое (B_z) распределение напряженности магнитного поля в межполюсном зазоре генератора плазмы: 1 — без корректирующих магнитов, 2 — с корректирующими магнитами. Значение $L = 0$ (мм) находится на верхнем полюсе.

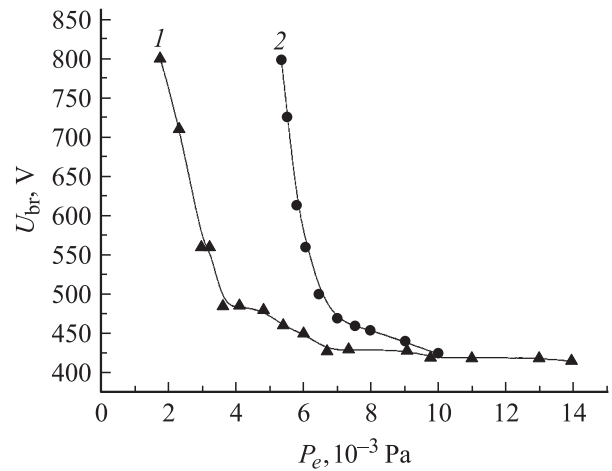


Рис. 3. Зависимость напряжения зажигания разряда в двухкамерном (1) и однокамерном (2) газомagnetроне от давления в эмиссионной камере.

магнитопровода 13 были установлены корректирующие магниты 16 и 17 (рис. 1). В результате оптимизации места расположения этих магнитов вдоль граней магнитопровода было получено распределение напряженности магнитного поля вдоль оси зазора, отображаемое на рис. 2 кривой 2. Все последующие экспериментальные результаты были получены при этом распределении магнитного поля.

На рис. 3 (кривая 1) показана зависимость напряжения зажигания U_{br} в газомagnetроне от давления P_e в эмиссионной камере, которое прямо пропорционально расходу рабочего газа. Максимальное напряжение, которое мы могли подавать на разрядный промежуток, ограничивалось имеющимся источником питания и составляло 800 В. При этом напряжении зажигание разряда происходит при таком расходе газа Q , когда давление в эмиссионной камере достигает величины $P_e \approx 1.7 \cdot 10^{-3}$ Па. При увеличении расхода газа напряжение зажигания понижается. Проведенный эксперимент также показал, что в диапазоне давлений $P_e = 1.7-3 \cdot 10^{-3}$ Па разряд горит только в первой камере, а при $P_e \geq 3 \cdot 10^{-3}$ Па разряд начинает гореть и во второй камере, при этом, как следует из графика, напряжение зажигания $U_{br} = 560$ В. Этот вывод вначале был сделан на основании того факта, что при увеличении расхода газа, когда давление P_e достигало величины $\geq 3 \cdot 10^{-3}$ Па, в эмиссионной камере появлялось слабое свечение, которое можно было наблюдать через зазор между гранями магнитопровода. Затем этот вывод был подтвержден при проведении дополнительного эксперимента с изолированными друг от друга катодами 3 и 4 (рис. 1). Но при такой модификации катодной сборки газомagnetрон из-за перегрева катода 4 мог работать лишь непродолжительное время. Поэтому дальнейшие эксперименты проводились с его первоначальной конструкцией.

Для сравнения на этом же рисунке (кривая 2) показана аналогичная зависимость при использовании однока-

мерного газомagnetрона, который реализовывался путем заполнения камеры 5 медной вставкой. Наружная поверхность этой вставки плотно прилегала в внутренней поверхности катода 3. А между анодом 1 и внутренней поверхностью вставки оставлялся кольцевой канал шириной ~ 0.8 mm для подачи в камеру 6 рабочего газа.

Из полученных зависимостей следует, что зажигание разряда в камере 6 при напряжении на разрядном промежутке 560 V, теперь происходит уже при давлении $P_e \approx 6 \cdot 10^{-3}$ Pa, что в два раза выше, чем когда сюда проникает предварительно сформированная во вспомогательной камере плазма.

Следующая задача, которую надо было решить, — это протягивание контрагированного разряда на эмиссионный электрод. Условия электрического пробоя между плазмой и положительным электродом разделенных диафрагмой, очевидно, будут определяться как свойствами плазмы, так и характеристиками промежутка. К последним следует отнести ширину Δr кольцевой щели, давление газа и длину промежутка.

Проведем качественный анализ влияния этих параметров как на протягивание разряда до эмиссионного электрода, так и на работу генератора плазмы в целом. Для поддержания значительного перепада давления между второй и третьей разрядными камерами, а также ограничения выхода из газомagnetрона распыленных частиц катода необходимо уменьшать ширину Δr кольцевой щели. Ее минимальная ширина ограничивается толщиной прикатодного слоя объемного заряда, который препятствует проникновению плазмы в эмиссионную камеру [4]. Толщину слоя d можно оценить из закона Чайлда–Ленгмюра

$$d = 2/3 \left(\frac{\epsilon_0 \left(\frac{2q}{M} \right)^{1/2} U^{3/2}}{j_i} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где j_i — плотность тока ионов на катод, q — заряд иона, M — масса иона, U — напряжение на слое, ϵ_0 — электрическая постоянная.

Плотность тока ионов на катод, учитывая, что ионы в разряде не замагничены, мы можем оценить из закона Бома

$$j_i = 0.4 en \left(\frac{2kT_e}{M} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

При $n = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, электронной температуре $T_e = 5 \text{ eV}$ ток ионов кислорода на катод получается $\sim 49.5 \text{ mA/cm}^2$.

Подставляя найденное значение плотности ионного тока в формулу (2) и полагая, что практически все падение напряжения $U = 350 \text{ V}$ сосредоточено в прикатодном слое объемного заряда, получим оценку толщины прикатодного слоя объемного заряда d на уровне 1.3 mm. Принимая во внимание, что к слою объемного заряда примыкает еще и возмущенная квазинейтральная зона с некоторым падением потенциала — предслоем [5], минимальная ширина кольцевой щели может быть выбрана $\sim 1.5 \text{ mm}$.

Верхний размер Δr будет ограничиваться максимально допустимым рабочим давлением в эмиссионной камере. При заданном расходе рабочего газа давление в эмиссионной камере можно регулировать за счет изменения апертуры кольцевой щели 9 и за счет изменения газовой проводимости канала радиальной откочки из нее. Это давление должно быть таким, чтобы потери отрицательных ионов за счет их обдирки на пути дрейфа от места рождения до эмиссионного отверстия были незначительны.

Малость потерь отрицательных ионов вследствие их обдирки можно определить условием $n\sigma_{-0}l \approx 10^{-2}$, поскольку сечение обдирки при энергиях ионов в несколько десятков eV составляет $\sigma_{-0} \approx 5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$, то при выборе длины эмиссионной камеры $l_e = 1 \text{ cm}$ давление должно быть $P_e \leq 8 \cdot 10^{-2} \text{ Pa}$. Как показали экспериментальные исследования (при $l_e = 1 \text{ cm}$), это условие выполняется во всем рабочем диапазоне расходов газа при $\Delta r \leq 2 \text{ mm}$.

Физически ясно, что образование электронной лавины в эмиссионной камере начинается тогда, когда напряженность электрического поля между плазмой и эмиссионным электродом превысит критическую величину $E > E_c$. Причем величина E_c будет зависеть от начальной плотности электронов, проникающих через контрагирующее отверстие. Кроме того, для перебрасывания разряда на эмиссионный электрод плотность газа в камере должна также превысить некоторый минимум. Для снижения этого граничного давления важно иметь повышенную плотность газа в начальной области эмиссионной камеры, куда при удовлетворении определенных условий будет проникать плазма из газомagnetрона и инициировать развитие электронной лавины.

Первый эксперимент по протягиванию контрагированного разряда на эмиссионный электрод проводился при следующих характеристиках промежутка: $\Delta r \leq 1.5 \text{ mm}$, $P_e = 5 \cdot 10^{-3} - 8 \cdot 10^{-2} \text{ Pa}$, $l_e = 1 \text{ cm}$. Ток разряда I_d менялся в диапазоне 0.1–3 A. Эксперимент показал, что протягивание разряда было крайне не стабильное и спонтанно происходило лишь при максимальных значениях P_e и I_d . Очевидно, что при выбранных значениях промежутка осуществить протягивание разряда можно было лишь за счет увеличения напряженности поля E между плазмой, имеющей потенциал, близкий к потенциалу анода магнетрона, и эмиссионным электродом. Это можно было сделать либо за счет прикладывания к промежутку более высокого напряжения от дополнительного источника питания, либо за счет размещения в эмиссионной камере, вблизи торцевой части магнетрона, дополнительного электрода 10 (рис. 1), который имел бы положительный относительно анода 2 потенциал.

Вначале дополнительный электрод был установлен на расстоянии $\Delta l = 1 \text{ mm}$ от торцевой части катода 4 и через резистор $R_{ad} = 630 \Omega$ подключен к „полусу“ блока питания. Остальные характеристики промежутка оставались неизменными. При этом стабильное протягивание разряда начиналось при токе разряда в магнетроне $I = 0.5 - 0.7 \text{ A}$. При уменьшении Δl уменьшался и

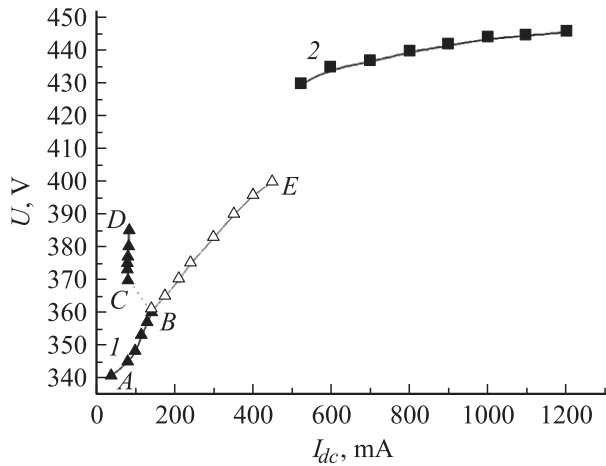


Рис. 4. Вольт-амперная характеристика разряда в газоманетроне (1) и разряда в эмиссионной камере (2) при $P_e = 1.5 \cdot 10^{-2}$ Па.

граничный ток поддерживающего разряда, при котором происходило стабильное токопрохождение на эмиссионный электрод. При $\Delta l = 0.4$ mm граничный ток составлял ~ 0.25 A. Дальнейшее уменьшение Δl оказалось затруднительным, так как при нагревании электродов во время разряда происходило замыкание дополнительного электрода и катода.

На рис. 4 показана вольт-амперная характеристика разряда в газоманетроне (кривая 1) и разряда в эмиссионной камере (кривая 2) при следующих характеристиках промежутка: $\Delta r = 1.5$ mm, $P_e = 1.5 \cdot 10^{-2}$ Па, $\Delta l = 0.4$ mm, $l_e = 0.7$ mm. После поджига разряда напряжение на промежутке катод-анод падает от значения, равного U_{br} , до значения, обозначенного точкой A на кривой 1. Далее вольт-амперная характеристика соответствует участку AB этой кривой. При достижении определенного тока (точка B) происходит зажигание разряда в эмиссионной камере, после чего зависимость тока в цепи анода от напряжения соответствует участку CD. Если же эмиссионный электрод отключить, то вольт-амперная характеристика будет соответствовать кривой ABE. Изменение давления в эмиссионной камере приводит к смещению точки B: при его уменьшении точка B смещается в сторону больших токов, а при увеличении — в сторону меньших. Зависимость тока в цепи эмиссионного электрода от напряжения (после пробоя промежутка) отображает кривая 2.

Проведенный эксперимент также показал, что после пробоя промежутка давление P_e можно снизить до $\sim 8 \cdot 10^{-3}$ Па при том же разрядном токе, при этом стабильность горения разряда не нарушается.

Заключение

Таким образом, полученные экспериментальные результаты позволяют представить работу трехкамерного генератора плазмы следующим образом. При подаче

напряжения на электроды в разрядной камере высокого давления 5 возбуждается разряд. Образовавшаяся плазма при достаточной ширине кольцевой щели 7 проникает вдоль магнитного поля в камеру 6. Поток проникающей плазмы способствует зажиганию в ней разряда и формированию плазмы при более низких, чем в камере 5, давлениях. Далее, если выполнить условия, чтобы толщина прикатодного слоя объемного заряда была меньше ширины Δr контрагирующей кольцевой щели 9, а напряженность электрического поля между плазмой и эмиссионным электродом и плотность газа в эмиссионной камере превысили критическую величину, то плазма из газоманетрона через кольцевую щель проникает в эмиссионную камеру и инициирует в ней развитие электронной лавины. В эмиссионной камере, таким образом, генерируется плазма трубчатой конфигурации, о чем свидетельствует четкий кольцевой след на эмиссионном электроде вокруг эмиссионного отверстия.

За счет образования перед узкой кольцевой щелью 9 двойного слоя, поставляющего быстрые электроны в область локального повышения давления рабочего газа, вытекающего из газоманетрона, в этой периферийной плазме создаются благоприятные условия для колебательного возбуждения молекул.

В результате диффузного расширения периферийной плазмы поперек магнитного поля происходит формирование плазмы в приосевой области. Сформированная таким образом приосевая плазма наряду с колебательно возбужденными молекулами будет также содержать повышенную концентрацию медленных электронов, так как фракция быстрых электронов не проникает в эту область из-за действия „магнитного фильтра“ [6].

Таким образом, во внутренней плазме с большой вероятностью возникают необходимые условия для эффективного протекания процесса диссоциативного присоединения медленных электронов колебательно-возбужденными молекулами с образованием отрицательных ионов [7].

Список литературы

- [1] Литвинов П.А. // ВАНТ. Сер. Ядерно-физические исследования. 1997. Вып. 4, 5 (31,32). С. 48–50.
- [2] Redhead R.A. // Canad. J. Phys. 1958. Vol. 36. P. 225.
- [3] Кервалишвили Н.А. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. № 2. С. 174–181.
- [4] Кагадей В.А., Козырев А.В., Осипов И.В., Проскуровский Д.И. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 3. С. 22–28.
- [5] Алексеев Б.В., Котельников В.А. Зондовый метод диагностики плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1988. 240 с.
- [6] Holmes A.J.T. // Rev. Sci. Instrum. 1982. Vol. 53. N 10. P. 1517–1522.
- [7] Lee Y., Gough R.A., Leung K.N., et al. // J. Vac. Sci. Technol. 1998. Vol. B16 (6). November/December. P. 3367–3369.