

02;12

Экспериментальное исследование влияния процессов в области распространения ионного пучка на результаты электрических измерений тока пучка

© Н.В. Гаврилов, А.С. Каменецких

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

(Поступило в Редакцию 4 мая 2005 г.)

Предложен метод раздельного измерения токов медленных ионов перезарядки и ионов, возникающих в результате ионизации газа ионами пучка и быстрыми вторичными электронами в области распространения пучка, а также определения значений коэффициента ионно-электронной эмиссии коллектора ионов и сечения перезарядки ускоренных ионов, основанный на анализе распределений токов по электродам модифицированного цилиндра Фарадея с неэквипотенциальными электродами. Рассмотрено применение метода для контроля тока пучка ионов аргона с энергией ионов от единиц до десятков keV и исследования процессов в области его распространения при давлениях от 0.03 до 0.15 Па.

PACS: 41.75.-i, 84.37.+q

Введение

Взаимодействие ионного пучка с газом и электродами приводит к появлению вторичных заряженных частиц, что увеличивает погрешность измерений тока пучка электрическими методами [1]. При пониженных давлениях газа расхождение между током источника ускоряющего напряжения и результатами измерения тока в цепи коллектора пучка обусловлено, главным образом, ионно-электронной эмиссией коллектора и устраняется использованием цилиндров Фарадея с отсечкой вторичных электронов. При повышении давления газа возрастает интенсивность процессов резонансной перезарядки ускоренных ионов на атомах газа и ионизации газа вторичными электронами и ионами пучка. В результате разделения потоков вторичных заряженных частиц на поверхности, имеющие различный потенциал, возникает дополнительный источник погрешности измерений. В зависимости от параметров пучка и условий в объеме и на границах области распространения пучка величина тока, измеряемого в цепи коллектора, может значительно отличаться от тока источника ускоряющего напряжения, причем как в сторону уменьшения, так и увеличения тока [2]. Уход медленных ионов из пучковой плазмы на отрицательно смещенный относительно коллектора пучка ускоряющий электрод ионной оптики и появление в его цепи значительных токов делает невозможным контроль потерь тока пучка на электродах оптики и недостоверной оценкой тока пучка по току источника высокого напряжения.

В данной статье предложен метод измерений, основанный на использовании аналога цилиндра Фарадея, входным электродом которого является ускоряющий электрод ионного источника, на который подано напряжение отсечки вторичных электронов, а на стенки отно-

сительно заземленного коллектора подается невысокое (несколько десятков вольт) напряжение различной полярности. С использованием баланса токов на электроды такого цилиндра с неэквипотенциальными электродами исследовано влияние процессов перезарядки, ионизации быстрыми вторичными электронами и ионами пучка, вторичной электронной эмиссии коллектора пучка и ускоряющего электрода на результаты измерений тока пучка в широком диапазоне давлений газа и определены характеристики этих элементарных процессов для условий эксперимента.

Методика эксперимента

Абсолютная величина тока, измеряемого в цепи коллектора ионного пучка, зависит от энергии ионов, длины области распространения пучка, давления газа, типа ионов, материала коллектора и других факторов. Для получения широких пучков ионов аргона, существенно различающихся по энергии, в экспериментах использовались два различных ионных источника с холодным катодом: высокоэнергетичный (30 keV) ионный источник с электродной системой типа обращенный магнетрон [3] и низкоэнергетичный (5 keV) с сетчатым плазменным катодом, в анодной ступени которого установлен магнитный мультиполь [4]. В обоих случаях широкий ионный пучок формировался двухэлектродными многоапертурными ионно-оптическими системами. Причина выбора двухэлектродных систем для проведения исследований заключается в том, что отсутствие заземленного третьего электрода упрощает измерение распределений тока вторичных частиц между электродами и анализ процессов в пучковой плазме. Использование двух ионных источников с различной геометрией ионно-оптических систем обусловлено необходимостью полностью исклю-

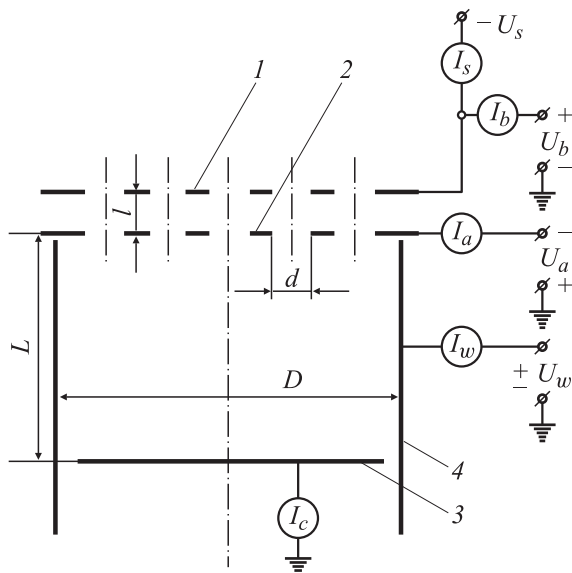


Рис. 1. Схема эксперимента.

чить потери ускоренных ионов на электродах ионно-оптической системы при существенно различающихся значениях энергии ионов, для каждой из которых необходимо обеспечить оптимальные значения нормированного на единичное отверстие первеанса пучка [5], что, как описано ниже, достигается соответствующим выбором диаметра отверстий и длины ускоряющего зазора ионно-оптических систем.

Схема расположения электродов ионной оптики и электродов, ограничивающих область распространения пучка и в совокупности представляющих модифицированный цилиндр Фарадея, показана на рис. 1. Размер отверстий в контактирующем с плазмой ионного источника экранном электроде 1 и ускоряющем электроде 2 ионно-оптической системы для формирования пучка с энергией ионов 30 keV составлял $d = 12$ mm, длина ускоряющего зазора $l = 40$ mm. Начальный диаметр пучка составлял 120 mm, расстояние между ускоряющим электродом и коллектором пучка $L = 120$ mm, диаметр электрода $4D = 220$ mm. Ускоряющее напряжение U_b прикладывалось между экранным электродом 1 и заземленным коллектором пучка 3. Отрицательное напряжение отсеки вторичных электронов U_a прикладывалось между ускоряющим электродом 2 и коллектором 3 и составляло 0.5 kV для низкоэнергетического и 1 kV для высокоэнергетического источника. Размер отверстий в электродах низковольтной оптики составлял $d = 4$ mm, длина ускоряющего зазора $l = 3$ mm. Диаметр ионного пучка с энергией 5 keV на выходе ионной оптики составлял 30 mm, расстояние до коллектора пучка $L = 40$ mm, диаметр цилиндрического электрода 4 составлял $D = 90$ mm. Материал всех электродов — нержавеющая сталь. Диаметр цилиндрических стенок, расстояние до коллектора пучка и его диаметр вы-

бирались таким образом, чтобы исключить попадание ускоренных ионов на стенки, обеспечить требуемую скорость вакуумной откачки области распространения пучка и уменьшить потери заряженных частиц из плазмы через зазоры между электродами.

В обоих случаях потенциал стенок относительно заземленного коллектора составлял $U_w = +30, 0$ и -30 V. Величина U_w должна быть небольшой, чтобы минимизировать изменение условий ионизации газа вторичными электронами при смене полярности стенок, но достаточной для надежной отсеки плазменных электронов или ионов. В экспериментах измерялись токи на экранном электрод ионно-оптической системы I_s , ток источника высокого напряжения I_b , ток в цепи ускоряющего электрода I_a , ток на коллектор пучка I_c и ток на стенку I_w . Давление газа в области дрейфа пучка изменялось в пределах 0.04–0.15 Pa в высоковольтной и 0.03–0.06 Pa в низковольтной системе.

Особенностью формирования пучка в ионных источниках на основе тлеющего разряда является наличие у экранного приэлектродного слоя пространственного заряда с регулируемым падением напряжения U_s , который оказывает существенное влияние на отбор ионов и формирование пучка [6]. В низкоэнергетическом источнике падение потенциала на слое поддерживалось постоянным и равным $U_s = 150$ V, ток пучка составлял 6 mA. Математическое моделирование, проведенное с использованием программы BeamCad [7] показало, что при изменении плотности тока пучка в пределах 0.5–5 mA/cm² потери пучка на ускоряющем электроде такой системы практически отсутствуют. Выбор тока пучка ионов аргона с энергией 30 keV, равным 30 mA, также был сделан по результатам компьютерного моделирования системы формирования с приэлектродным падением потенциала $U_s = 500$ V. В таких системах энергия ускоренных ионов на выходе ионной оптики определяется суммой величин ускоряющего напряжения U_b , и приэлектродного падения потенциала U_s , предварительно ускоряющего ионы. Для определения условий, обеспечивающих минимальную угловую расходимость ионного пучка, проводились измерения поперечного профиля пучка в плоскости коллектора.

Изменение давления влияет не только на процессы в области распространения пучка, но и на интенсивность ионизационных процессов в плазме ионного источника, что проявляется в немонотонной зависимости тока ионного пучка от давления при постоянных параметрах разряда и неизменном ускоряющем напряжении [4]. Для сохранения постоянства тока ионного пучка при изменении давления в экспериментах поддерживался постоянным ток источника ускоряющего напряжения I_b .

Потенциал пучковой плазмы измерялся с использованием цилиндрического собирающего зонда длиной 5 mm и диаметром 0.3 mm, который располагался вдоль оси пучка и был экранирован от прямого попадания ускоренных ионов. При используемых повышенных давлениях газа потенциал плазмы был выше потенциала

положительного электрода (коллектора или стенок) на несколько вольт.

Процессы в области распространения пучка

Суммарный ток на электроды цилиндра Фарадея с электрически разделенными плоским коллектором, отсекающим электродом и цилиндрическими стенками должен быть равен току ионов I_{i0} , инжектируемых в область распространения пучка. Резонансная перезарядка приводит к тому, что ток ускоренных ионов по мере удаления от ионно-оптической системы уменьшается в соответствии с соотношением

$$I_i = I_{i0} \exp(-\sigma_{ce} n_0 \chi), \quad (1)$$

где σ_{ce} — сечение резонансной перезарядки, n_0 — концентрация нейтралов, χ — расстояние от точки измерения до ускоряющего электрода ионной оптики. Бомбардировка коллектора ионами приводит к появлению вторичных электронов, ток которых пропорционален коэффициенту ионно-электронной эмиссии γ . Величина γ зависит от материала коллектора и состояния его поверхности, вида и энергии ионов [8,9]. К появлению вторичных электронов приводит и бомбардировка коллектора быстрыми нейтралами, возникающими при резонансной перезарядке, поэтому соотношение для тока вторичных электронов с коллектора в рассматриваемом диапазоне энергий быстрых частиц (единицы–десятки keV) можно приближенно записать в виде $\gamma_1 I_{i0}$ [8]. При этом, однако, следует иметь в виду, что вследствие нелинейного характера зависимости величины коэффициента γ от энергии быстрых частиц эффективная величина γ_1 в условиях перезарядки в результате размножения числа быстрых частиц может быть выше, чем соответствующие табличные значения γ для ионов с энергией, определяемой величиной ускоряющего напряжения. Медленные плазменные ионы, уходящие из плазмы на ускоряющий электрод, предварительно ускоряются в приэлектродном слое пространственного заряда. В результате ионно-электронной эмиссии появляются вторичные электроны, которые также ускоряются в слое до энергии, определяемой приложенным напряжением отсечки U_a . При повышенном давлении газа эти электроны наряду с ускоренными ионами пучка ионизируют газ в области распространения ионного пучка. Ток медленных ионов, возникающих в области дрейфа пучка, состоит из тока медленных ионов перезарядки I_{ic} и тока ионов I_{ii} , образованных ионизацией газа. Поскольку частицы, возникающие в результате ионизации, являются парными, ток плазменных электронов I_{ei} равен току ионов I_{ii} .

При положительном потенциале стенок ток коллектора I_c^+ включает ток ускоренных ионов $I_{i0} - I_{ic}$, ток ионно-электронной эмиссии коллектора $\gamma_1 I_{i0}$, а также доли тока $k_1 I_{ic}$ медленных ионов перезарядки и тока

$k_2 I_{ii}$ ионов, образовавшихся в результате ионизации газа быстрыми вторичными электронами и ионами пучка

$$I_c^+ = I_{i0} - I_{ic} + \gamma_1 I_{i0} + k_1 I_{ic} + k_2 I_{ii}, \quad (2)$$

причем для упрощения анализа принимается, что k_1 и k_2 — постоянные, не зависящие от давления газа. Оставшаяся часть медленных ионов уходит на имеющий отрицательный потенциал U_a ускоряющий электрод, соотношение для тока на который имеет вид

$$I_a^+ = [(1 - k_1)I_{ic} + (1 - k_2)I_{ii}](1 + \gamma_2). \quad (3)$$

Коэффициент $(1 + \gamma_2)$ учитывает ток ионно-электронной эмиссии с этого электрода.

Электронный ток на имеющие положительный потенциал стенки I_w^+ включает токи вторичных электронов с коллектора и ускоряющего электрода, а также полный ток плазменных электронов

$$-I_w^+ = \gamma_1 I_{i0} + \gamma_2 / (1 + \gamma_2) I_a^+ + I_{ei}. \quad (4)$$

Сумма тока в цепи коллектора I_c^+ и ионного тока на ускоряющий электрод имеет вид

$$I_c^+ = I_a^+ / (1 + \gamma_2) = I_{i0}(1 + \gamma_1) + I_{ii}. \quad (5)$$

Сумма токов (2)–(4) дает значение тока ионного пучка на выходе ионно-оптической системы I_{i0} .

При отрицательном потенциале стенок все электроны уходят на коллектор, соотношение для тока на который будет иметь вид

$$I_c^- = I_{i0} - I_{ic} - I_{ei} - [\gamma_2 / (1 + \gamma_2)] I_a^-. \quad (6)$$

Ток на стенки состоит из долей токов медленных ионов перезарядки $k_3 I_{ic}$ и ионов, образовавшихся в результате ионизации газа, $k_4 I_{ii}$, где k_3 и k_4 — постоянные, не зависящие от давления газа:

$$I_w^- = k_3 I_{ic} + k_4 I_{ii}. \quad (7)$$

Вкладом тока вторичных электронов со стенок ввиду малости потенциала стенок пренебрегаем.

Ток на ускоряющий электрод по аналогии с (3) можно представить в виде

$$I_a^- = [(1 - k_3)I_{ic} + (1 - k_4)I_{ii}](1 + \gamma_2). \quad (8)$$

Тогда сумма тока ионов на стенки (7) и ионной составляющей тока ускоряющего электрода (8) будет равна полному току плазменных ионов:

$$I_w^- + I_a^- / (1 + \gamma_2) = I_{ic} + I_{ii}. \quad (9)$$

Сумма токов (6)–(8), как и в случае положительного потенциала стенок, дает величину I_{i0} , что свидетельствует о правильности проведенного анализа.

Если предположить, что изменение потенциала стенок не приводит к существенному изменению интенсивности ионизации, то разность токов (9) и (5) даст зависимость тока медленных ионов перезарядки от давления:

$$I_{ic} = I_{i0}(1 + \gamma_1) + I_w^- - I_c^+ + (I_a^- - I_a^+)/ (1 + \gamma_2). \quad (10)$$

Учитывая, что полный ток ионов перезарядки определяется соотношением (1), в котором расстояние χ равно длине области дрейфа пучка L , из (10) можно получить уравнение, описывающее связь результатов измерений и характеристик процессов перезарядки и ионно-электронной эмиссии коллектора:

$$\begin{aligned} & \gamma_1 + \exp(-\sigma_{ce} n_0 L) \\ & = [I_c^+ - I_w^- + (I_a^+ - I_a^-) / (1 + \gamma_2)] / I_{i0}. \quad (11) \end{aligned}$$

Экстраполяция зависимости, представленной правой частью соотношения (11), до пересечения с осью ординат позволяет определить коэффициент γ_1 , а аппроксимация этой зависимости экспонентой позволяет оценить сечение перезарядки. Некоторый произвол в выборе характерных для ионов с энергией в сотни keV значений γ_2 в пределах 0.05–0.1 не приводит к значительной погрешности ввиду малости вклада величины $(I_a^+ - I_a^-) / (1 + \gamma_2)$.

Анализ варианта с заземленными стенками невозможен без рассмотрения механизма неустойчивости, обеспечивающей уход вторичных электронов из плазмы, обладающей положительным потенциалом относительно коллектора и стенок, что выходит за рамки данной работы.

Результаты экспериментов и их обсуждение

Полученные с использованием высокоэнергетичного ионного пучка зависимости токов на коллектор, ускоряющий электрод и стенки, находящиеся под разными потенциалами, приведены на рис. 2, 3. Ток в цепи коллектора (рис. 2) при изменении потенциала стенок и давления изменяется в пределах 0–70 мА. Ток коллектора максимален при положительном потенциале стенок (кривая 1), что обусловлено беспрепятственным уходом на стенки вторичных электронов, при заземленных стенках (кривая 2) величина измеряемого тока на 7–20 мА превышает ток источника высокого напряжения. При отрицательном потенциале стенок ток на коллектор уменьшается с ростом давления до нуля в результате компенсации тока ускоренных ионов током плазменных электронов. Ток на ускоряющий электрод (рис. 3, кривые 4, 5) слабо зависит от потенциала стенок. Ионный ток на отрицательно смещенные стенки (рис. 3, кривая 1) не превышает нескольких мА. Ток на заземленные стенки (кривая 2) является электронным, близок по величине к начальному току пучка и слабо

меняется во всем диапазоне давлений. Электронный ток на положительные стенки (кривая 3) в 1.5–2 раза превышает начальный ток ионного пучка.

На рис. 4 приведены полученные при положительном потенциале стенок зависимости от давления суммы тока в цепи коллектора и ионного тока на ускоряющий электрод (кривая 1, соответствующая соотношению (5)) и суммы токов на все электроды (кривая 2), которая составляет $I_{i0} \sim 31 \pm 1$ мА. Экстраполяция кривой 1 до пересечения с осью ординат позволяет определить величину $I_{i0}(1 + \gamma_1)$ и рассчитать коэффициент

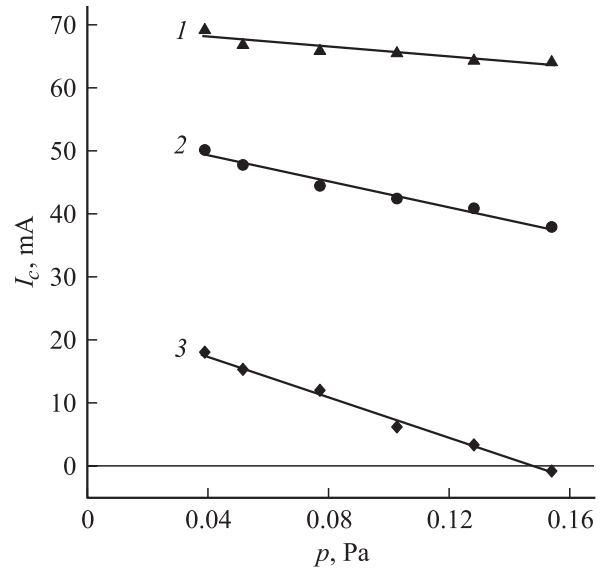


Рис. 2. Зависимость тока в цепи коллектора I_c от давления. Энергия ионов аргона 30 keV. Потенциал стенок относительно коллектора U_w : 1 — +30, 2 — 0, 3 — -30 V.

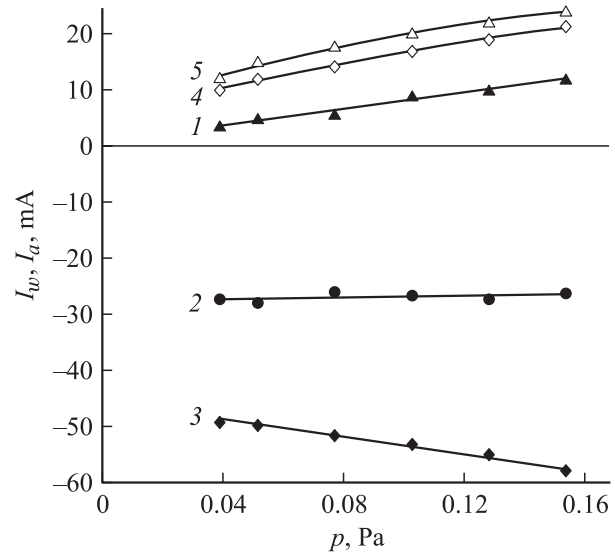


Рис. 3. Зависимость тока на стенки I_w (1, 2, 3) и тока в цепи ускоряющего электрода I_a (4, 5) от давления. Энергия ионов аргона 30 keV. Потенциал стенок относительно коллектора U_w : 1, 4 — -30; 2 — 0; 3, 5 — +30 V.

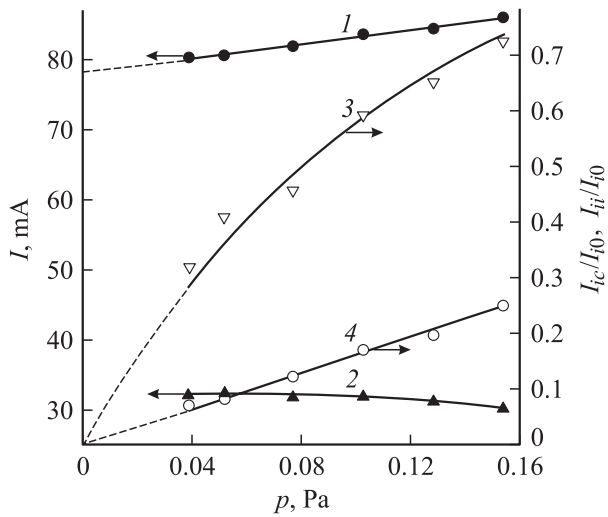


Рис. 4.

ионно-электронной эмиссии коллектора. Кривая 3 представляет отношение I_{ic}/I_{i0} тока медленных ионов перезарядки, полученного из (10), к начальному току ионного пучка в функции давления. Кривая 4, представляющая долю I_{ii}/I_{i0} тока ионизационных ионов от тока I_{i0} , получена из (5). Из приведенных зависимостей следует, что в условиях эксперимента процесс перезарядки в большей степени, чем ионизация ионами пучка и быстрыми электронами, влияет на величину тока медленных ионов. Указанные потенциалы стенок относительно коллектора $U_w = +30$ V. Энергия ионов аргона 30 keV.

Согласно [11] сечение ионизации атомов газа ионами максимально при скорости ионов, близкой к скорости атомных электронов ($\sim 10^8$ cm/s), при этом его значение может быть порядка газокинетического сечения [12]. Поскольку при энергии 30 keV скорость ионов аргона существенно меньше, интенсивность ионизации атомов газа ионами также оказывается ниже интенсивности резонансной перезарядки. Длина пробега быстрых вторичных электронов до ухода на электроды, которая составляет ~ 100 mm, оказывается в несколько десятков раз меньше средней длины их ионизационного пробега $n_0\sigma_{ei}$, где σ_{ei} — сечение ионизации атома аргона электронным ударом, величина которого для электрона с энергией 1 keV составляет $\sim 10^{-16}$ cm² [13], поэтому вклад быстрых электронов в ионизацию газа относительно невелик.

Отличительной особенностью зависимостей, полученных в экспериментах с низкоэнергетичным пучком (рис. 5, 6), является то, что величина тока коллектора (рис. 5, кривые 1–3) всегда меньше тока в цепи источника высокого напряжения и слабо зависит от потенциала стенок. Кривая 4 (рис. 5) получена суммированием токов на все электроды во всем диапазоне давления газа изменяется в пределах 5.9 ± 0.05 mA. Ток на стенки (рис. 6, кривые 1–3) незначителен, так что отношение I_w/I_{i0} оказывается на порядок меньше, чем при высокой

энергии ионов. Ток на ускоряющий электрод (кривая 4) возрастает линейно с давлением газа. Следует отметить, что одной из причин меньших относительных значений токов на стенки и ускоряющий электрод по сравнению с высоковольтной системой является более низкое давление газа в низковольтном ионном источнике.

Кривые 1 и 2 (рис. 7) представляют изменения относительных величин тока ионов перезарядки и ионов, возникших при ионизации газа, от давления для низковольтной системы. Ток ионов перезарядки оказывается на порядок выше тока ионизационных ионов. Зависимости, построенные с использованием соотношения (11)

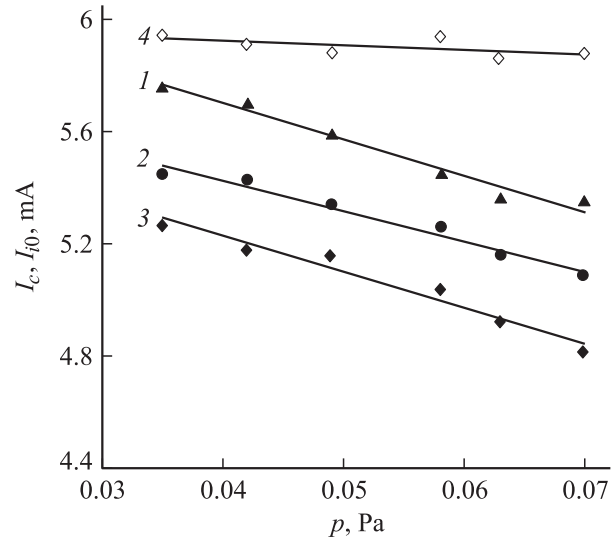


Рис. 5. Зависимость тока в цепи коллектора I_c и суммы токов на электроды от давления. Энергия ионов аргона 5 keV. Потенциал стенок относительно коллектора U_w : 1 — +30; 2 — 0; 3 — -30 V.

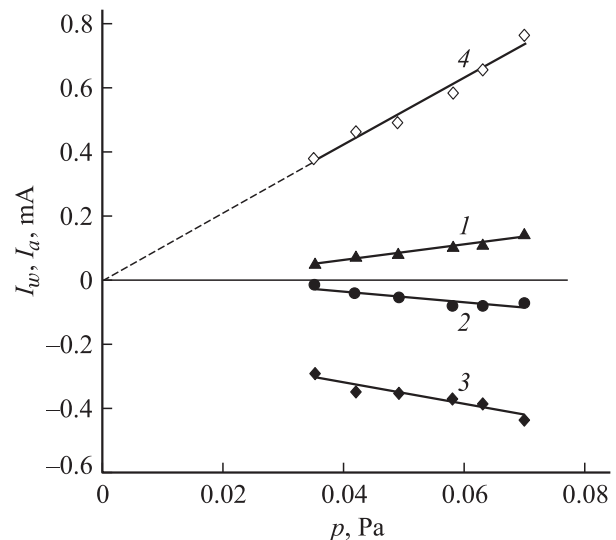


Рис. 6. Зависимость тока на стенки I_w (1, 2, 3) и тока в цепи ускоряющего электрода I_a (4) от давления. Энергия ионов аргона 5 keV. Потенциал стенок относительно коллектора U_w : 1, 4 — -30; 2 — 0; 3, 5 — +30 V.

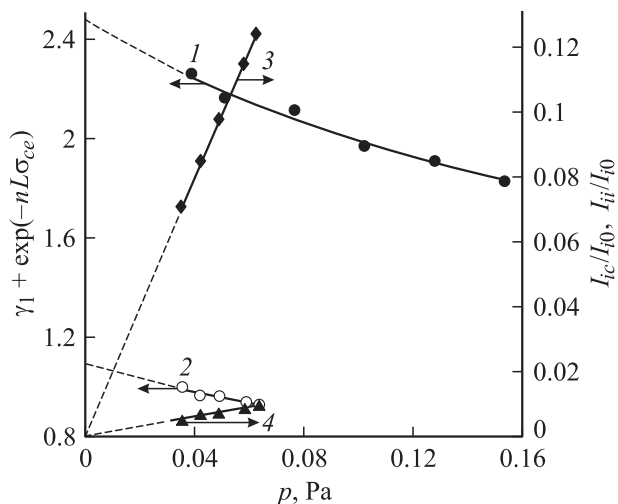


Рис. 7. Зависимость отношения тока ионов перезарядки I_{ic} (1), тока ионизационных ионов I_{ii} (2) к току I_{i0} и величины $\gamma_1 + \exp(-\sigma_{ce} n_0 L)$ от давления. Энергия ионов аргона: 3 — 30; 1, 2, 4 — 5 keV.

для результатов экспериментов с низковольтным (кривая 4) и высоковольтным (кривая 3) ионным источником, позволяют определить значения коэффициента ионно-электронной эмиссии и сечения перезарядки. Аппроксимация кривых 3 и 4 экспоненциальной функцией дает значения сечений перезарядки $\sigma_{ce} \sim 1.8 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ для высокоэнергетичных ионов аргона и $2.2 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ для низкоэнергетичных ионов, что не противоречит известным литературным данным [10,14]. Отметим, что погрешность значений σ_{ce} , рассчитанных в [10] с помощью асимптотической теории, составляет 10–30%, что, согласно утверждению авторов [13], тем не менее существенно ниже погрешности современного эксперимента. Экстраполяция экспонент, аппроксимирующих кривые 3 и 4, до пересечения с осью ординат дает значения коэффициента $\gamma_1 = 1.5$ для высоковольтной и $\gamma_1 = 0.15$ для низковольтной системы, что находится в приемлемом соответствии с данными [8].

Заключение

С использованием модифицированного цилиндра Фарадея с изменяемой относительно заземленного коллектора пучка полярностью стенок, входным электродом которого является многоапертурный ускоряющий электрод, оценен вклад процессов резонансной перезарядки, ионизации газа ионами пучка и быстрыми вторичными электронами в области распространения ионного пучка, а также вторичной электронной эмиссии коллектора в погрешность электрических измерений тока ионного пучка при повышенных давлениях газа. Результаты измерений коэффициента ионно-электронной эмиссии коллектора и сечения резонансной перезарядки ионов

удовлетворительно согласуются с известными экспериментальными данными.

В использованных диапазонах энергий ионов от единиц до десятков keV и давлений аргона 0.03–0.15 Pa увеличивающееся с ростом давления газа расхождение величин тока, измеряемого в цепи коллектора ионного пучка, и тока источника высокого напряжения, обусловлено, главным образом, процессом резонансной перезарядки ионов пучка. Ионизация газа ионами пучка и быстрыми вторичными электронами оказывает существенно меньшее влияние на результаты измерений тока пучка. Рост тока в цепи коллектора при увеличении энергии ионов преимущественно обусловлен увеличением коэффициента ионно-электронной эмиссии коллектора, скорость изменения которого с энергией ионов намного выше скорости уменьшения сечения резонансной перезарядки ионов.

Увеличение тока на ускоряющий электрод с ростом давления газа не является следствием ухудшения условий формирования пучка, а обусловлено ростом тока медленных ионов в результате усиления интенсивности процессов перезарядки ускоренных ионов и ионизации газа электронным ударом.

Список литературы

- [1] Габович М.Д. Физика и техника плазменных источников ионов. М.: Атомиздат, 1972. 304 с.
- [2] Окс Е.М., Юшков Г.Ю. // Тез. докл. 9-го симпозиума по сильноточной электронике. Научно-техническая редакция „Гиперокс“, Россия. 1992. С. 90.
- [3] Гаврилов Н.В., Никулин С.П., Радковский Г.В. // ПТЭ. 1996. № 1. С. 93.
- [4] Гаврилов Н.В., Каменецких А.С. // ПТЭ. 2005. № 2. С. 107.
- [5] Aston G., Kaufman H.R., Wilbur P.J. // AIAAJ. 1978. V. 16. N 5. P. 516.
- [6] Гаврилов Н.В., Емлин Д.Р. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 5. С. 74.
- [7] Коваленко Ю.А. Физические принципы построения и методы расчета газонаполненных ускоряющих систем с плазменными эмиттерами заряженных частиц // Автореф. канд. дисс. М. 1995.
- [8] Каминский М. Атомные и ионные столкновения на поверхности металла (перевод с англ. под ред. Л.А. Аршимовича). М.: МИР, 1967. 506 с.
- [9] Плевинцев Н.В., Бажин А.И. Физика воздействия ионных пучков на материалы. М.: Вузовская книга, 1998. 392 с.
- [10] Смирнов Б.М. Асимптотические методы в теории атомных столкновений. М.: Атомиздат, 1973. 296 с.
- [11] Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 384 с.
- [12] Месси Г., Бархон Е. Электронные и ионные столкновения (перевод с англ. под ред. С.М. Осовца). М.: ИЛ, 1958. 604 с.
- [13] Физические величины: Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
- [14] Хастед Д. Физика атомных столкновений / Пер. с англ. под ред. Н.В. Федоренко. М.: Мир, 1965. 710 с.