

Потенциал изолированного электрода в потоке быстрых электронов при давлении газа 0.1–1 Па

© Н.В. Гаврилов, А.И. Меньшаков, А.С. Каменецких

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

(Поступило в Редакцию 17 февраля 2012 г.)

Исследовано изменение плавающего потенциала изолированного металлического электрода в потоке электронов с энергией до 300 eV при давлении газа 0.1–1 Па и плотности тока менее 0.1 А/см². Показано, что зависимость плавающего потенциала от начальной энергии электронов является немонотонной, и дано объяснение, основанное на изменении отношения плотности ионного тока к плотности тока быстрых электронов в плазме. Баланс электронного и ионного токов на поверхности изолированного электрода обеспечивается отсечкой низкоэнергетической части электронного потока на уровне, определяемом величиной плавающего потенциала. Максимальное значение плавающего потенциала растет при снижении давления газа, что обусловлено уменьшением плотности ионного тока. Интервал изменения энергии, в котором плавающий потенциал уменьшается от максимального 50–250 до 5–6 eV, увеличивается с ростом плотности электронного тока и давления газа. Материал электрода и род газа оказывают незначительное влияние на характер изменения плавающего потенциала.

Введение

Помещенный в плазму изолированный электрод приобретает плавающий потенциал, при котором суммарный ток на него ионов и электронов равен нулю [1]. Если электрод находится в плазме, создаваемой электронным потоком в газе низкого давления, то при энергии электронов 0.1–1 keV в балансе токов необходимо учитывать вклад быстрых электронов и электронов вторичной электронной эмиссии (ВЭЭ), максимум которой для металлов находится в области энергий порядка нескольких сотен вольт, а максимальная величина коэффициента σ_{\max} достигает значений, близких к единице [2]. При большей энергии электронов в балансе частиц необходимо учитывать вторичные электроны, возникающие под действием ионной бомбардировки. Максимум коэффициента ионно-электронной эмиссии γ для большинства сочетаний металл-ион находится в области энергий ионов в несколько десятков keV [3]. Проведенные в работе [4] исследования, в которых изолированный металлический электрод помещался на пути распространения потока электронов с энергией 0–400 eV, показали, что плавающий потенциал электрода с $\sigma_{\max} < 1$ монотонно возрастает с ростом энергии электронов, тогда как при $\sigma_{\max} > 1$ увеличение энергии электронов в потоке свыше определенного значения приводит к резкому снижению плавающего потенциала до значений, близких к потенциалу плазмы. Расчет, проведенный в [4] с использованием модели, в которой взаимодействие заряженных частиц с газом и плазмой не учитывалось, показал удовлетворительное соответствие с результатами эксперимента, причем было отмечено существенное влияние доли быстрых электронов в плазме на величину потенциала изолированного электрода. Существование двух устойчивых состояний для потенциала

изолированного коллектора автор [4] объясняет тем, что при высоком отрицательном потенциале коллектора ток электронов потока компенсируется преимущественно ионами, тогда как при плавающем потенциале, близком к потенциалу плазмы, компенсация обеспечивается преимущественно вторичной электронной эмиссией.

Поскольку причиной возникновения скачка потенциала с ростом энергии электронов является достижение такого состояния, при котором суммарный ток ионов и вторичных электронов не уравнивается током быстрых электронов, то представляется вероятным, что такое состояние может возникать не только при использовании материалов с повышенным значением σ_{\max} , но и при увеличении отношения тока ионов из плазмы к току пучка. Если рост ионного тока достигается увеличением частоты ионизации газа электронным пучком в результате повышения давления газа, то при описании процессов в системе плазма-электронный поток (изолированный электрод) необходимо учитывать результирующее уширение функции распределения электронов пучка по энергии. В случае немоноэнергетического пучка или пучка со значительным угловым разбросом скоростей плавающий потенциал плоского коллектора может определять не только энергию поступающих на коллектор электронов и величину коэффициента σ , но и соотношения потоков, проходящих через слой пространственного заряда и отраженных этим слоем электронов.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментов по измерению плавающего потенциала изолированного электрода при характерных для азотирования в плазме электронного пучка [5] более высоких по сравнению с [4] давлениях газа 0.1–1 Па, токах пучка 5–20 А и энергии электронов до 300 eV. С использованием трехсеточного энергоанализатора методом тормозящего потенциала измерен энергетический спектр электронов

потока и проведен анализ условия баланса токов на коллекторе при изменении энергии электронов и давления газа, в котором учтена конечная ширина функции распределения быстрых электронов по энергиям.

Методика эксперимента

В экспериментах использовался источник электронов с плазменным катодом на основе дугового разряда между самонакаливаемым полым катодом 1 и полым анодом 2 (рис. 1). Сетчатый полый анод имел форму цилиндра круглого сечения, высота и диаметр которого составляли 150 мм. На расстоянии 120 мм от сетки располагался ускоряющий электрод 3. В пространстве между электродами 2 и 3 формировался радиально расходящийся электронный пучок. Конструкция и параметры электронного источника подробно описаны в [6].

В настоящей работе азимутальный размер пучка был ограничен в пределах 120° , для чего часть сеточного электрода 2 была закрыта пластиной 4, а в диодном промежутке между электродами 2 и 3 установлены имеющие потенциал ускоряющего электрода стенки 5. Образец 6 (коллектор) с размерами $50 \times 60 \times 2$ мм с помощью керамических изоляторов был закреплен на ускоряющем электроде на расстоянии 80 мм от сетки. Выбор электродной схемы с радиальным извлечением электронов обеспечивал приемлемую однородность (10%) распределения плотности тока электронного пучка по поверхности коллектора, а ограничение размеров плазменного эмиттера позволило повысить плотность тока пучка до 70 mA/cm^2 . К коллектору были подключены термopара и проводник для измерения плавающего потенциала или ионного тока. Коллектор изготавливался из листового титана марки ВТ-0 или нержавеющей стали 12Х18Р10. Обращенная к сетке поверхность коллектора шлифовалась на абразивной бумаге с зернистостью 15

и $9 \mu\text{m}$ и полировалась с использованием алмазной суспензии с зернистостью $1 \mu\text{m}$, а затем образец очищался в ультразвуковой ванне с растворителем. С обратной стороны коллектора на расстоянии 1.5 мм устанавливалась точно такая же пластина для экранировки нерабочей поверхности коллектора от плазмы.

Предельное давление аргона, создаваемое в вакуумной камере, откачиваемой турбомолекулярным насосом ТМН-500, составляло 10^{-3} Па. Рабочее давление задавалось изменением величины потока газа через электродную систему источника электронов и скорости откачки насоса. После зажигания разряда в источнике электронов и подачи ускоряющего напряжения электроны извлекались из плазмы разряда, заполняющей полный анод, и ускорялись в формирующемся вблизи сетки двойном слое пространственного заряда между эмитирующей и пучковой плазмами. Односеточная система формирования пучка позволяла в широких пределах изменять ток и энергию ускоренных электронов.

Поверхность коллектора очищалась ионным распылением в создаваемой электронным пучком аргоновой плазме в течение 15 мин (Ar^+ , 1 mA/cm^2 , 300 eV), затем коллектор нагревался совместным действием электронного пучка и потока ионов при напряжении смещения -100 V до температуры 500°C . Известно, что нагрев до высоких температур и ионное распыление способствуют очистке поверхности от загрязнений и резкому снижению коэффициента ВЭЭ [2]. Обработка электронным пучком также приводит к десорбции газа и эффективному уменьшению вторичной эмиссии [7]. После кондиционирования поверхности измерялись зависимости плавающего потенциала зонда от энергии электронов при фиксированном токе разряда в плазменном катоде (10 А). Измерения проводились в непрерывном или импульсном режиме с использованием полуволны синусоиды ускоряющего напряжения длительностью 10 мс. Поскольку при изменении ускоряющего напряжения и давления газа эффективность извлечения электронов, т.е. отношение тока эмиссии электронов из плазмы к току разряда может меняться в широких пределах, одновременно проводились измерения тока электронов на ускоряющий электрод в функции этих параметров. Ток электронного пучка изменялся в пределах 5–20 А. Также измерялись зависимости тока насыщения ионов из плазмы от ускоряющего напряжения и давления газа при постоянном отрицательном напряжении смещения на коллекторе 340 В, обеспечивающем отсечку электронов пучка. В импульсном режиме данные усреднялись по результатам 128 измерений с использованием цифрового осциллографа Tektronix TPS-2024. Контрольные измерения в непрерывном режиме генерации пучка подтвердили результаты, полученные в импульсном режиме. При замене материала коллектора на нержавеющую сталь ($\sigma_{\text{max}} = 1.2$) и использовании вместо аргона азотно-аргоновой смеси ($\text{N}_2 : \text{Ar} = 1 : 1$), обычно применяющейся при азотировании в плазме электронного пучка, существенного изменения характера исследуемых зависимостей не происходило.

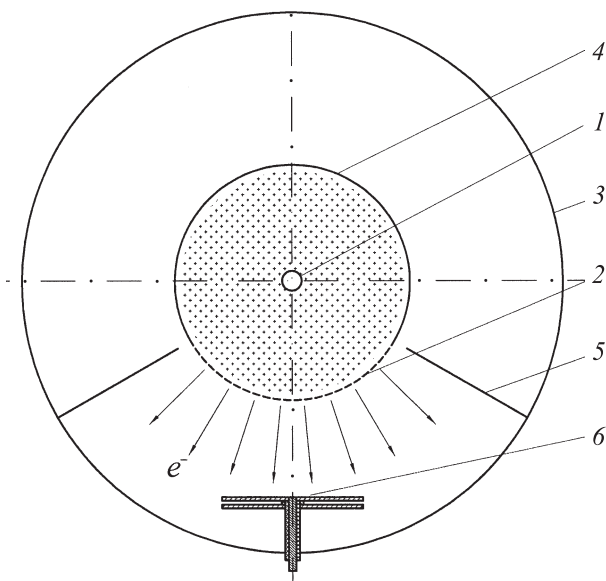


Рис. 1. Электродная схема разрядной системы.

Прохождение электронного потока в плазме сопровождается как потерями энергии в результате неупругих соударений, так и угловым рассеянием электронов в результате упругих взаимодействий [8], в результате чего нормальная составляющая скорости электронов, определяющая вероятность их прохождения на отрицательно смещенный плоский коллектор, уменьшается. Поэтому для анализа энергии электронов в экспериментах применялся основанный на методе тормозящего электрического потенциала трехсеточный энергоанализатор, который обеспечивает измерение распределения по энергиям с учетом только продольных скоростей электронов в потоке [9].

Результаты измерений

Зависимости плавающего потенциала изолированного титанового коллектора в функции начальной энергии электронного потока при постоянном токе разряда в электродной системе плазменного катода показаны на рис. 2. Зависимости имеют немонотонный характер, по мере роста давления газовой смеси максимумы зависимостей смещаются в сторону меньших энергий, а значения плавающего потенциала в максимумах уменьшаются. Переход в состояние с низким плавающим потенциалом не является скачкообразным, ширина интервала энергий, в котором происходит переход, увеличивается в ростом давления газа до значений ~ 100 eV. На рис. 3 показаны зависимости плавающего потенциала от начальной энергии электронного потока, полученные при постоянном давлении газа и различных значениях тока пучка. Рост тока пучка приводит к увеличению плавающего потенциала и уширению интервала энергий, в котором происходит переход в низковольтное состояние.

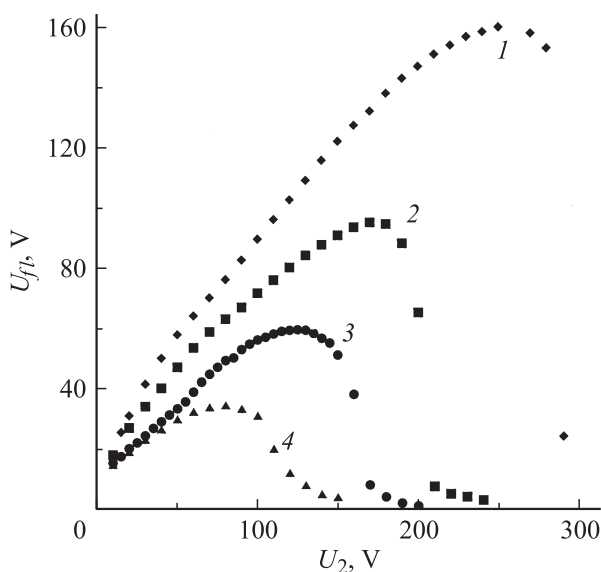


Рис. 2. Зависимости плавающего потенциала пластины от начальной энергии электронного пучка. Ток пучка 5 А. Давление Ar, Па: 1 — 0.1, 2 — 0.3, 3 — 0.5, 4 — 1.

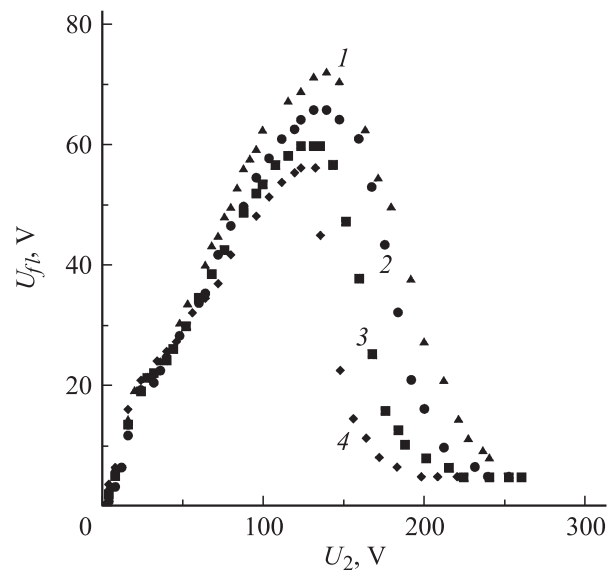


Рис. 3. Зависимости плавающего потенциала пластины от начальной энергии электронного пучка. Давление газовой (Ar + N₂) смеси 1 Па. Ток электронного пучка, А: 1 — 20, 2 — 15, 3 — 10, 4 — 5.

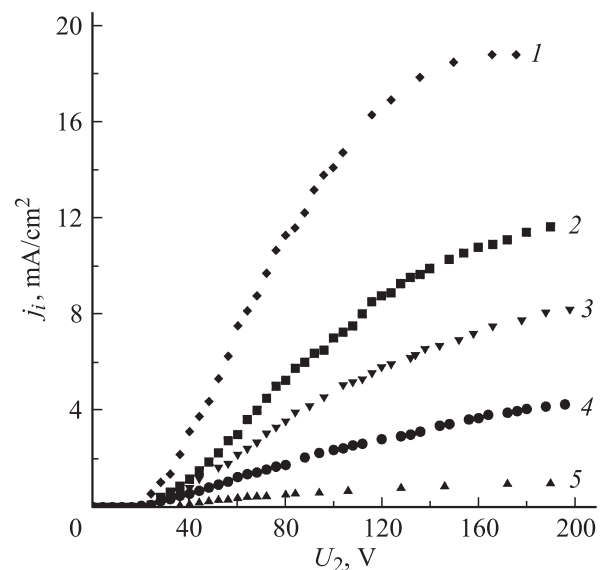


Рис. 4. Зависимость плотности ионного тока на пластину от ускоряющего напряжения. Давление Ar, Па: 1 — 1, 2 — 0.7, 3 — 0.5, 4 — 0.3, 5 — 0.1.

На рис. 4 показаны зависимости тока насыщения ионов из плазмы на коллектор, находящийся при постоянном потенциале -340 В и токе разряда 10 А, в зависимости от начальной энергии электронов E_0 . Плотность ионного тока растет с энергией электронов и давлением газа, причем скачки плавающего потенциала не приводят к нарушению монотонного роста кривых в диапазоне 0–200 eV. Максимальная плотность ионного тока в экспериментах достигала 19 mA/cm². На рис. 5 показаны зависимости тока на ускоряющий электрод, который

представляет сумму тока электронов пучка и вторичных электронов. Как следует из рис. 5, эффективность извлечения электронов из плазмы источника электронов с ростом ускоряющего напряжения и давления газа существенно возрастает. На рис. 6 показаны зависимости отношения ионного тока насыщения к электронному току на анод при изменении начальной энергии электронного потока. Очевидно, что скорость роста ионного тока при увеличении E_0 намного превышает скорость роста тока электронов.

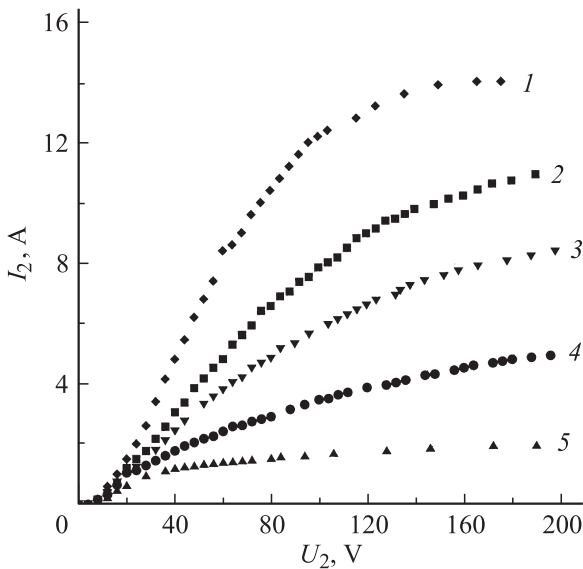


Рис. 5. Зависимости электронного тока на ускоряющий электрод от ускоряющего напряжения. Ток разряда 10 А. Давление Ar, Pa: 1 — 1, 2 — 0.7, 3 — 0.5, 4 — 0.3, 5 — 0.1.

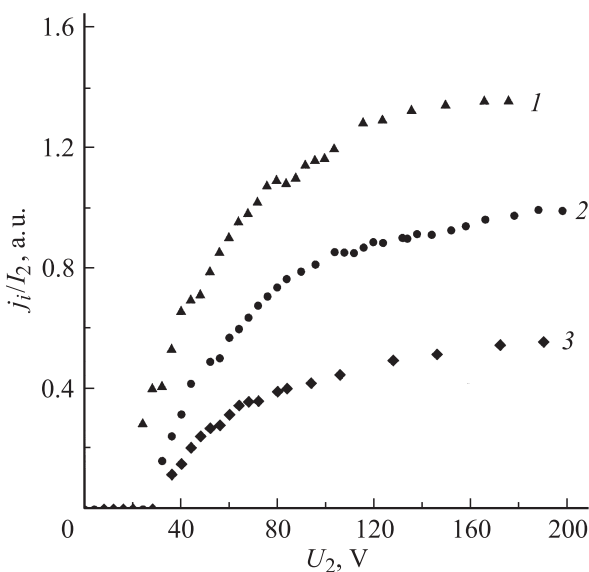


Рис. 6. Зависимости отношения ионного тока насыщения к току электронов на ускоряющий электрод от ускоряющего напряжения. Ток разряда 10 А. Давление Ar, Pa: 1 — 1, 2 — 0.7, 3 — 0.5, 4 — 0.3, 5 — 0.1.

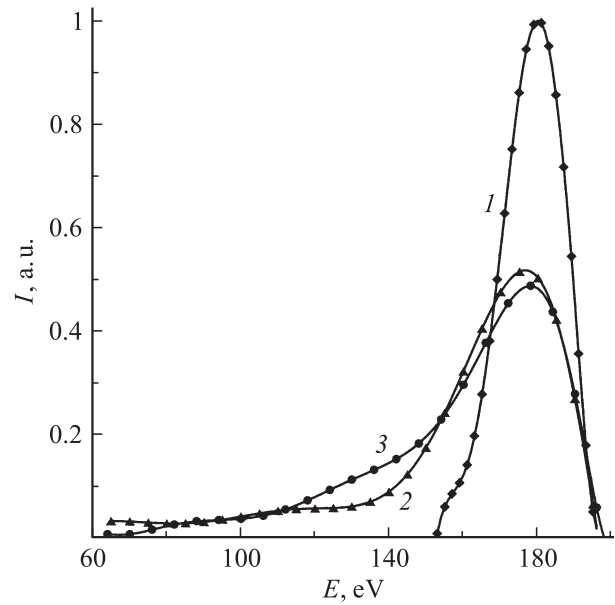


Рис. 7. Энергетические спектры электронов, полученные в системе с термоэмиссионным (1, 2) и плазменным (3) катодами. Давление Ar, Pa: 1 — $8 \cdot 10^{-3}$, 2 — 1.5, 3 — 1.

На рис. 7 показаны энергетические спектры, полученные дифференцированием кривых задержки трехсекционного энергоанализатора. Калибровка проводилась с использованием термоэмиссионного катода, установленного на расстоянии 6 см от входной сетки (кривая 1). Ширина аппаратной функции или полная ширина спектра на половине высоты (ПШПВ) составляет 20 eV, что обусловлено достаточно большим размером ячеек анализирующей сетки (0.16 mm). Увеличение давления аргона до 1.5 Pa приводит к увеличению ПШПВ на 15 eV и появлению протяженного „хвоста“ низкоэнергетичных электронов (кривая 2). Спектр электронного потока, формируемого в системе с плазменным катодом (кривая 3), расположенным на расстоянии 10 см от входной сетки анализатора, при давлении 1 Pa незначительно отличается от кривой 2. Измерения показали, что исходные спектры электронов, эмитируемых плазменным катодом, существенно зависят от свойств и условий горения разряда в электродной системе плазменного катода, однако в настоящей работе эти особенности не будут обсуждаться.

Обсуждение результатов

При высоком плавающем потенциале коллектора, препятствующем поступлению плазменных электронов, условие баланса токов первичных и вторичных заряженных частиц на поверхности коллектора определяется следующим соотношением:

$$j_{ec}(1 - \sigma) = j_{ic}(1 + \gamma), \quad (1)$$

где γ — коэффициент ионно-электронной эмиссии, σ — коэффициент вторичной электронной эмиссии матери-

ала коллектора, j_{ec} и j_{ic} — плотности тока первичных электронов и ионов, поступающих на поверхность коллектора, соответственно. В области энергий ионов 0–300 eV величина γ составляет ~ 0.1 [3]. Для титана максимальный коэффициент σ_{\max} составляет 0.83 при энергии электронов 300 eV [2].

Если плазма создается электронным пучком, то правая часть соотношения (1) будет пропорциональна плотности тока пучка, давлению газа и энергии электронов, определяющей величину сечения ионизации газа, что подтверждается рис. 4. Согласно рис. 2, плавающий потенциал коллектора Φ зависит от начальной энергии электронов E_0 немонотонно. В максимуме зависимости производная $d\Phi/dE_0 = 0$. Производная функции (1) по энергии потока при малых значениях γ имеет вид

$$(1 - \sigma) dj_{ec}/dE_0 - j_{ec} d\sigma/dE_0 - dj_{ic}/dE_0 = 0. \quad (2)$$

Обозначив $E_0 - \Phi = E_c$ — максимальная энергия электронов, поступающих на коллектор, после простейших преобразований получим

$$(1 - \sigma) \frac{dj_{ec}}{dE_c} - j_{ec} \frac{d\sigma}{dE_c} - \frac{dj_{ic}}{dE_0} = 0. \quad (3)$$

Приращение ионного тока с ростом начальной энергии электронов E_0 и повышение тока вторичных электронов в результате роста коэффициента σ при увеличении энергии E_c первичных электронов, поступающих на коллектор, компенсируются ростом разницы между плотностью тока первичных и вторичных электронов. Единственная возможность увеличения тока первичных электронов на коллекторе при увеличении отношения плотности ионного тока к току электронов (рис. 5) основывается на немоноэнергетичности электронного пучка и заключается в уменьшении доли электронов, отсекаемых плавающим потенциалом коллектора.

Для зависимостей, показанных на рис. 2, во всем диапазоне изменения начальной энергии электронов E_0 разность $E_0\Phi$ растет, т.е. увеличивается ширина спектра проходящего на коллектор электронного потока, при этом на растущих участках зависимостей $d\Phi/dE_0 > 0$ и рост Φ обусловлен тем, что вблизи максимума функции энергетического распределения электронов (ФРЭЭ) не требуется значительного изменения величины $E_0 - \Phi$, чтобы обеспечить необходимое для зарядовой компенсации приращение электронного тока. Поскольку ток ионов нарастает при увеличении энергии E_0 , а значения ФРЭЭ уменьшаются по мере удаления от пика распределения, то по мере роста E_0 для компенсации требуется все большее изменение величины $E_0 - \Phi$, вследствие чего рост Φ прекращается, а затем Φ начинает уменьшаться ($d\Phi/dE_0 < 0$).

Чем больше давление газа и ионный ток из плазмы на коллектор, тем шире ФРЭЭ и меньше плотность электронного тока в максимуме распределения, но больше ионный ток. Поэтому для его компенсации требуется большая скорость изменения величины $(E_0 - \Phi)$ с E_0 ,

в результате максимум величины Φ достигается при меньших E_0 и снижается величина Φ в максимуме. Увеличение ширины диапазона энергий E_0 , в котором плавающий потенциал уменьшается от максимального до близкого к нулю с ростом тока пучка или давления газа, объясняется увеличением ширины ФРЭЭ.

Особенностью проведенных экспериментов с использованием плазменного катода является зависимость эффективности извлечения электронов из плазмы и тока электронов от ускоряющего напряжения и давления газа. Однако при использовании источника электронов с постоянным током пучка результаты не отличались бы существенно от полученных в настоящей работе, так как условие баланса токов на коллекторе определяется отношением электронного и ионного токов, а не их абсолютным значением. Можно показать, что это отношение не зависит от тока разряда и эффективности извлечения электронов.

Если ток эмиссии электронов из плазмы записать в виде соотношения

$$I_e = \alpha I_d,$$

где I_d — ток разряда, α — эффективность извлечения электронов из плазмы разряда, то ток ионов, генерируемых в результате ионизации газа электронным потоком, при длине пути быстрых электронов, значительно превышающей ионизационный пробег, будет пропорционален электронному току, концентрации нейтралов n_0 и отношению длины пути электрона l к средней длине ионизационного пробега электрона $(n_0\sigma_i)^{-1}$, которая зависит от сечения ионизации σ_i :

$$I_i = I_e n_0 \sigma_i l = \alpha I_d n_0 \sigma_i l,$$

т.е. в рассматриваемых условиях отношение I_i/I_e зависит только от давления газа n_0 и энергии электронов $\sigma_i(E_0)$, что подтверждается данными рис. 6.

Ток, измеряемый в цепи анода, определяется током электронного пучка и долей вторичных электронов, которые не компенсированы ионным током из плазмы на анод, возникающим при положительном потенциале плазмы, ток которых пропорционален полному ионному току и равен сумме ионных токов на сетку плазменного катода и ускоряющий электрод: $I_{ea} = I_e + kI_i$. Можно показать, что измеренное в эксперименте отношение ионного тока и электронного тока на анод также не зависит от α , I_d , причем с изменением n_0 и E_0 измеренное отношение I_i/I_{ea} возрастает даже медленнее, чем это следует из оценки для отношения I_i/I_e .

Результаты измерения энергетических спектров электронов, как и следовало ожидать, подтверждают их уширение с ростом давления в области распространения электронного потока. Однако спектры эмитируемых плазмой электронов могут содержать электроны с энергией, превышающей ускоряющее напряжение, что объясняется вкладом в эмиссию быстрых электронов, получивших энергию в двойном слое между анодной и катодной частями разряда. Наблюдалось также несоответствие энергии электронов приложенному напряжению при повышении потенциала эмитирующей плазмы

в результате эффективного отбора электронов [10]. Эти результаты будут опубликованы отдельно, а в настоящей работе были приняты меры и выбраны такие режимы функционирования плазменного катода, в которых особенности его эмиссионных свойств проявлялись в минимальной степени.

Заключение

Немонотонная зависимость величины плавающего потенциала металлического электрода, помещенного в поток быстрых электронов (50–300 eV), генерирующих плазму при давлении 0.1–1 Па, от энергии электронов потока обусловлена ростом отношения плотности ионного тока к току быстрых электронов в плазме. Баланс токов на поверхности плоского изолированного коллектора заряженных частиц обеспечивается отсечкой части спектра электронов с меньшей продольной составляющей скорости. При увеличении начальной энергии электронов потока и ионного тока изменение плавающего потенциала коллектора обеспечивает прохождение большой доли электронов низкоэнергетической части спектра. Максимальные значения плавающего потенциала (~ 250 V) достигаются при низких давлениях газа и меньшей плотности ионного тока. В условиях экспериментов изменение коэффициента вторичной электронной эмиссии материала коллектора несущественно (10%) влияет на амплитуду и ширину зависимости плавающего потенциала от энергии электронов на полувывоте.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 10–08–00085–а) и программы фундаментальных исследований президиума РАН (проект № 12–П–2–1046).

Список литературы

- [1] Леб Л.Б. Основные процессы электрических разрядов в газах. Пер. с англ. М.-Л., 1950. 672 с.
- [2] Бронштейн И.М., Фрайман Б.С. Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука, 1969. 407 с.
- [3] Gawthron E.R. // Aust. J. Phys. 1971. Vol. 24. P. 859–869.
- [4] Мартенс В.Я. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 6. С. 70–76.
- [5] Гаврилов Н.В., Меньшаков А.И. // ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып. 3. С. 88–93.
- [6] Гаврилов Н.В., Меньшаков А.И. // ПТЭ. 2011. № 5. С. 140–148.
- [7] Kirby R.E., King F.K. // Nucl. Instrum. Meth. in Phys. Res. A. 2001. Vol. 469. N 1–12.
- [8] Мустафаев А.С. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 4. С. 111–121.
- [9] Козлов О.В. Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат 1969. 293 с.
- [10] Гаврилов Н.В., Емлин Д.Р., Каменецих А.С. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 10. С. 59–64.