

Проникновение плазмы из отражательного разряда в полый электрод при низком давлении газа

© В.Я. Мартенс

Северо-Кавказский государственный технический университет,
355038 Ставрополь, Россия
e-mail: VMartens@yandex.ru

(Поступило в Редакцию 24 декабря 2001 г.)

Экспериментально показано, что для плазмы отражательного разряда с полым катодом характерно неравновесное распределение электронов по скоростям. Оценены параметры электронного распределения при его аппроксимации в виде суммы двух максвелловских распределений с различными температурами. Рассмотрено проникновение такой плазмы в полый электрод при различных его потенциалах и давлении газа $\sim 10^{-2}$ Па. Показано, что параметры плазмы в полой электроде определяются не только параметрами плазмы в отражательном разряде, но и величиной и конфигурацией магнитного и электрического полей в области расширения. При этом возможны нарушение квазинейтральности проникающей плазмы и образование двойных слоев объемного заряда. Экспериментально подтверждено превышение ионного тока из неравновесной плазмы над бомовским током.

Введение

Одним из способов создания плазменных эмиттирующих поверхностей большой площади в ионных и электронных источниках является расширение плотной плазмы, проникающей из разрядной камеры через отверстие малого диаметра в специальный полый электрод, поперечные размеры которого соответствуют требуемым размерам поверхности эмиссии [1,2]. Считается, что такая плазма обладает некоторыми характерными особенностями, поэтому М.Д. Габович ввел даже специальный термин „проникающая плазма“ [1]. Модель проникающей плазмы для случая, когда потенциал полого электрода отрицателен по отношению к потенциалу разрядной плазмы, предполагает квазинейтральность во всей области расширения. Объемный заряд ионов, концентрация которых убывает в направлении от выходного отверстия разрядной камеры вследствие расширения ионного потока и его ускорения, скомпенсирован объемным зарядом электронов, концентрация которых спадает по закону Больцмана [1]. Из условия квазинейтральности определяется распределение потенциала в проникающей плазме. Это распределение характеризуется резким снижением потенциала по мере удаления от отверстия.

Анализируя экспериментальные результаты М.Д. Габовича и его сотрудников [1,3,4], а также собственные экспериментальные результаты, автор настоящей работы пришел к выводу, что во многих случаях квазинейтральность проникающей плазмы нарушается. Например, это имеет место в случае выхода плазмы из отражательного разряда через отверстие в одном из катодов в область с низким давлением газа. Причина нарушения квазинейтральности — возмущающее действие на проникающую плазму электрического поля, создаваемого в области расширения окружающими эту область телами,

в частности электродом, через отверстие в котором плазма проникает в область расширения.

Для изучения этого явления в данной работе рассматривается проникновение плазмы из отражательного разряда в область с низким давлением газа при различных потенциалах полого электрода, охватывающего эту область.

1. Техника и методика эксперимента

Эксперименты проводились на макете плазменного эмиттера заряженных частиц большой площади, схема которого представлена на рис. 1. Плазма генерируется отражательным разрядом с холодным полым катодом в разрядной камере, образованной полым катодом 1, цилиндрическим анодом 2 с внутренним диаметром 10 мм и катодом-отражателем 3 с отверстием диаметром 3.5–4.0 мм. Магнитное поле ~ 80 мТ в разрядной камере создается постоянным кольцевым магнитом 4. Рассеянное поле этого магнита (рис. 1, б) образует магнитное сопло, вдоль расходящихся силовых линий которого плазма через отверстие в катод-отражателе проникает в полый электрод, который в дальнейшем называется формирователем эмиттирующей плазмы. Формирователь представляет собой полый цилиндр 5 с внутренним диаметром 110 мм, закрепленный на кольце 6. При использовании такого эмиттера в ионном или электронном источнике на нижнем торце цилиндра 5 устанавливаются сетчатый эмиссионный электрод, вблизи которого при подаче ускоряющего напряжения формируется эмиттирующая поверхность плазмы. Для пространственного ограничения плазмы в случае отсутствия ускоряющего напряжения, которое усложняет интерпретацию экспериментальных данных, в макете вместо сетчатого электрода используется сплошной электрод 7, отстоящий от цилиндра 5 на рассто-

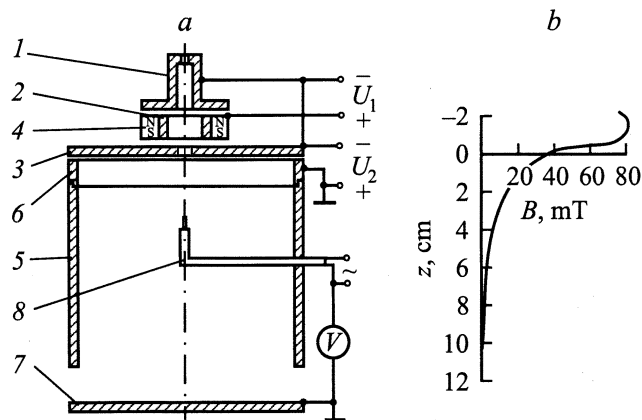


Рис. 1. Схема экспериментального макета (а) и распределение магнитной индукции B вдоль его оси (b).

янии 20 mm и имеющий одинаковый с ним потенциал. Высота формирователя от катода-отражателя 3 до нижнего торцового электрода 7 составляет 130 mm.

Предельный вакуум в рабочей камере $\sim 9.3 \cdot 10^{-3}$ Pa. Рабочий газ — воздух или гелий подается в полый катод и откачивается через кольцевую щель между цилиндром 5 и электродом 7. При потоке воздуха $Q = 2-3 \text{ m}^3 \cdot \text{mPa/s}$ давление в разрядной камере составляет 0.6–0.7 Pa, а в формирователе — $1.3 \cdot 10^{-2}$ Pa. При потоке гелия $Q = 5-7 \text{ m}^3 \cdot \text{mPa/s}$ парциальное давление гелия в разрядной камере составляет 0.6–0.7 Pa, а в формирователе — $2.4 \cdot 10^{-2}$ Pa. Электрическое питание разрядной камеры осуществляется от управляемого стабилизатора тока. Потенциал формирователя U_2 с нестабильностью $< \pm 1\%$ задается от отдельного источника напряжения, включенного между катодами разрядной камеры и формирователем. Разрядный (катодный) ток I_d изменялся в пределах 0.1–0.8 A.

С помощью многосеточного зонда-анализатора проводились измерения энергетического спектра электронов и потенциала плазмы отражательного разряда в отверстии катода-отражателя. Зонд-анализатор устанавливался на расстоянии 1 mm от катода-отражателя (формирователь при этом убирался). Для уменьшения влияния зонда на исследуемую плазму необходимо уменьшить диаметр отверстия в катоде-отражателе. Однако, с другой стороны, уменьшение отверстия затрудняет измерение энергетического спектра электронов, так как толщина ионного слоя у стенок отверстия для экспериментальных условий, по оценкам, достигает 0.5 mm и размеры исследуемой плазмы становятся малыми. Исходя из этих соображений, измерения параметров плазмы отражательного разряда проводились при диаметре отверстия 2.6 mm. Первый электрод зонда-анализатора представляет собой медный диск толщиной 1 mm с осевым отверстием диаметром 1.5 mm, затянутым молибденовой сеткой с шагом 0.15 mm.

Для исключения тепловых эффектов измерение параметров плазмы в отверстии катода-отражателя проводилось в импульсном режиме горения разряда при длительности импульса 8 ms и частоте повторения 10 Hz. При измерении энергетического спектра на первый электрод зонда-анализатора подавался потенциал на 10–15 V выше, чем потенциал плазмы, измеренный предварительно с помощью зонда-анализатора по методике [5]. Некоторое превышение потенциала первого электрода зонда над измеренным потенциалом плазмы необходимо для того, чтобы проанализировать все электроны, поступающие из плазмы. В противном случае из-за колебаний потенциала плазмы и погрешности его измерения часть медленных электронов может быть отсечена и исключена из анализа. Функция распределения электронов по продольным скоростям определялась методом численного дифференцирования тока на коллектор зонда по задерживающему потенциалу. За потенциал плазмы принималась такая величина задерживающего потенциала, при которой производная тока на коллектор по задерживающему потенциалу максимальна.

Измерения параметров плазмы в формирователе проводились при горении разряда в непрерывном режиме. Потенциал пространства измерялся методом „плавающего“ термозонда 8 (рис. 1), который мог перемещаться в осевом и радиальном направлениях. Предварительные измерения показали, что потенциал пространства вблизи стенок формирователя может отличаться от задаваемого потенциала формирователя U_2 на 20–40 V. Это напряжение падает на пленке, образуемой в результате попадания на поверхность формирователя паров конденсирующихся элементов, в частности паров вакуумного масла (откачка рабочей камеры осуществлялась паромасляным насосом). При $U_2 < U_{p0}$, где U_{p0} — потенциал плазмы в отверстии катода-отражателя, на поверхность пленки попадают ионы, поэтому она заряжается до более высокого потенциала, чем U_2 (кривая 1 на рис. 2, b), а при $U_2 > U_{p0}$ поверхность пленки заряжается электронами и ее потенциал становится ниже U_2 (кривая 5 на рис. 2, b). В предварительно очищенном и работающем при температуре $\sim 250^\circ\text{C}$ формирователе указанные падения потенциала отсутствуют. Учитывая, что пленка, которая может присутствовать в практически используемых устройствах, характера распределения потенциала пространства не изменяет, дальнейшие измерения были выполнены без специального прогрева формирователя.

Для измерения распределения плотности электронного тока по поверхности нижнего торцового электрода 7 он заменялся сетчатым электродом с ячейками 2×2 mm и прозрачностью $\sim 70\%$. Ускоряющее электроны и отсекающее ионы напряжение 1 kV подавалось между сеткой и плоским ускоряющим электродом (на рис. 1 не показан), отстоящим от сетки на расстоянии 10 mm. Распределение плотности тока измерялось в плоскости ускоряющего электрода с помощью подвижного цилиндра Фарадея и записывалось на запоминающий

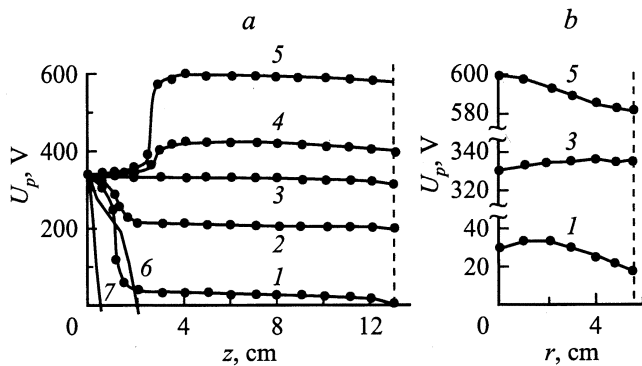


Рис. 2. Осевые (а) и радиальные при $z = 8$ см (б) распределения потенциала в формирователе. Условия в разряде те же, что и на рис. 4. U_2, V : 1 — 0, 2 — 200, 3 — 340, 4 — 420, 5 — 600, 6 и 7 — расчет по уравнению (1) для $\beta = 0.12$ ($T_{et} = 20$ eV; $T_{eh} = 167$ eV) и $\alpha = 0.01$ (6) и 0.1 (7).

осциллограф С8-1. Для измерения аналогичного распределения плотности ионного тока полярность ускоряющего напряжения менялась на противоположную. Более подробно техника и методика эксперимента описаны в [6].

2. Параметры плазмы отражательного разряда

Характерный вид функции распределения электронов, выходящих из отражательного разряда с полым катодом по продольному относительно магнитного поля компоненту скорости v_z в обычном (а) и логарифмическом (б) масштабах по оси ординат, представлен на рис. 3. По оси абсцисс откладывался задерживающий потенциал U (здесь и ниже потенциал отсчитывался относительно катодов разрядной камеры). Линейный участок кривой 2 в области 352–270 В свидетельствует о том, что для этой группы электронов, названных теплыми, характер распределения близок к максвелловскому. Некоторое отклонение от линейности в области малых энергий, вероятно, связано с тем, что доля электронов, перехватываемых сетками зонда-анализатора, возрастает с уменьшением энергии анализируемых электронов [7]. При изменении разрядного тока от 0.2 до 0.6 А для воздуха температура теплых электронов T_{et} изменяется от 7 до 13 eV, а для гелия — от 14 до 20 eV при изменении разрядного тока от 0.5 до 0.8 А. В указанном диапазоне токов потенциал плазмы в отверстии катода-отражателя U_{p0} составляет для воздуха 305–352 В, а для гелия 305–335 В, что ниже потенциала анода на 25–50 В.

Кроме теплых электронов существует группа высокоэнергетичных электронов. Их максимальная энергия может превышать энергию, соответствующую катодному падению потенциала. Электроны с аномально большой энергией наблюдались и в отражательном разряде с

термокатоде [3,8], используемом М.Г. Габовичем и его сотрудниками. Определенная в эксперименте функция распределения высокоэнергетичных электронов достаточно сложна. Для дальнейшего рассмотрения она грубо аппроксимировалась максвелловской функцией с температурой высокоэнергетичных (горячих) электронов T_{eh} , значительно превышающей T_{et} . Аналогичная аппроксимация использовалась, например, в [9]. Сравнение экспериментальных и расчетных (с учетом принятой аппроксимации) функций распределения показало, что наилучшее их совпадение (рис. 3) достигается при условии, что значения T_{eh} определяются (в eV) из соотношения $T_{eh} = 0.5eU_{p0}$.

Для оценки доли горячих электронов $\alpha = n_{eh}/(n_{et} + n_{eh}) = n_{eh}/n_i$ (n_i, n_{et}, n_{eh} — концентрации ионов, теплых и горячих электронов соответственно) использовались два характерных значения тока на коллектор зонда-анализатора: 1) при задерживающем потенциале, равном потенциалу плазмы, т.е. при отсутствии в анализаторе тормозящего для электронов поля; 2) при задерживающем потенциале, начиная с которого нарушается линейность логарифмической зависимости $f(v_z)$ от U (кривая 2 на рис. 3). Предполагалось, что в первом случае ток на коллектор зонда-анализатора определяют обе группы электронов, а во втором случае — только горячие электроны. В указанном выше диапазоне разрядных токов величина α для воздуха изменяется от $0.4 \cdot 10^{-2}$ до $1.6 \cdot 10^{-2}$, а для гелия составляет $1.6 \cdot 10^{-2}$.

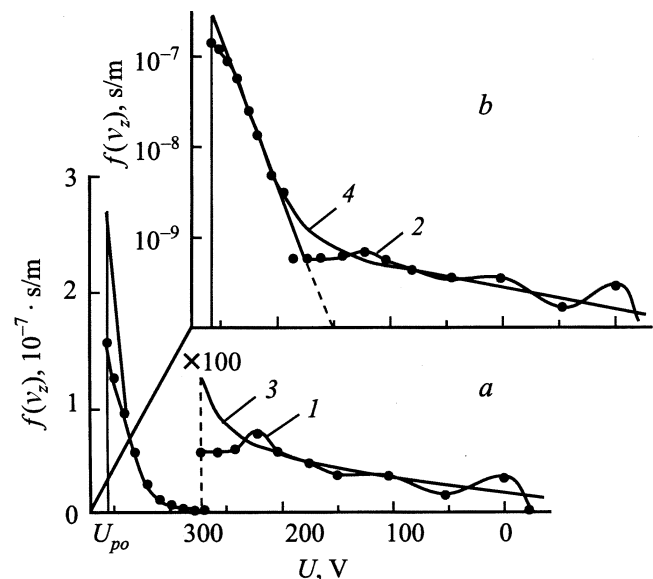


Рис. 3. Сравнение экспериментальной (1, 2) и расчетной (3, 4) функций распределения электронов по продольным скоростям в обычном (а) и полулогарифмическом (б) масштабах. Эксперимент: рабочий газ — воздух; $Q = 2$ м³ · мПа/с; $I_d = 0.6$ А; $U_1 = 400$ В. Расчет: распределение в виде суммы двух максвелловских распределений с $T_{et} = 13$ eV, $T_{eh} = 176$ eV, $\alpha = 1.6 \cdot 10^{-2}$.

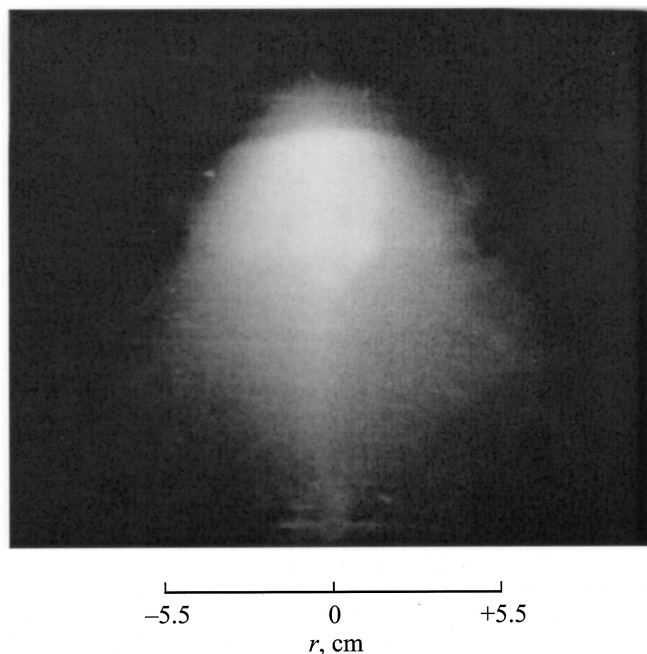


Рис. 4. Проникающая плазма. Рабочий газ — гелий, $Q = 5 \text{ m}^3 \cdot \text{mPa/s}$, $I_d = 0.8 \text{ A}$.

Следует прокомментировать полученные результаты с учетом используемой методики измерения α . Ряд экспериментальных фактов, в частности повышенная яркость свечения в приосевой области проникающей плазмы (рис. 4), позволяют предположить, что радиальное распределение концентрации высокоэнергетичных электронов в отражательном разряде имеет на оси более острый максимум, нежели распределение теплых электронов. Это означает, что величина α на оси превышает определенные по экспериментальным данным значения, так как последние усреднены по площади круга диаметром 1.5 mm (диаметр отверстия в первом электроде зонда-анализатора). Кроме того, величина α зависит от того, каким образом электроны уходят из разряда. Если часть электронов покидает разряд через осевое отверстие в катоде-отражателе, то, как показано в [10], их концентрация на оси снижается по сравнению со случаем ухода всех электронов на анод разряда. При этом снижение концентрации тем больше, чем выше эффективность извлечения электронов через отверстие. Учитывая указанную выше разницу в радиальных распределениях концентраций высокоэнергетичных и теплых электронов, можно утверждать, что эффективность извлечения первых выше, чем вторых. Из этого следует, что предполагаемые значения α при катодном потенциале формирователя (почти все теплые и высокоэнергетичные электроны возвращаются в разряд) должны быть существенно выше измеренных значений α . Последние соответствуют случаю эффективного извлечения электронов из разряда при $U_2 > U_{p0}$.

3. Проникновение плазмы в формирователь

Если предположить, что при проникновении в формирователь плазмы с указанными выше параметрами сохраняется квазинейтральность, то распределение потенциала в проникающей плазме можно рассчитать, используя квазинейтральную модель течения плазмы через магнитное сопло, предложенную в [11]. В модели предполагается, что электронный компонент плазмы состоит из теплых и горячих электронов с соответствующими температурами T_{et} и T_{eh} . В этом случае уравнение квазинейтральности проникающей плазмы можно записать в виде

$$(1 + 2W)^{-1/2} \cdot S_0/S - (1 - \alpha) \exp(-W) - \alpha \exp(-\beta W) = 0, \quad (1)$$

где $W = e(U_{p0} - U_p)/kT_{et}$, $\beta = T_{et}/T_{eh}$; U_{p0} , S_0 — потенциал плазмы и площадь поперечного сечения сопла в отверстии катода-отражателя; U_p , S — соответствующие параметры проникающей плазмы в некотором произвольном сечении сопла; k — постоянная Больцмана.

Необходимые для расчета значения площади сечения сопла S определялись по свечению проникающей плазмы, которая приведена на рис. 4 (фотографирование производилось без цилиндра 5 и электрода 7).

На рис. 2, а сравниваются экспериментальные осевые распределения потенциала пространства, снятые при разных потенциалах формирователя U_2 (кривые 1–5), с теоретическими распределениями потенциала (кривые 6, 7), рассчитанными с помощью уравнения (1) для определенных в эксперименте значений S_0 , S , U_{p0} , T_{et} , T_{eh} , α . Прежде всего следует отметить, что наблюдаемые в эксперименте распределения зависят от потенциала формирователя, чего не предполагает квазинейтральная модель [11]. Из расчета следует, что на расстояниях, превышающих $\sim 0.5\text{--}0.2 \text{ cm}$ от отверстия в катоде-отражателе, потенциал квазинейтральной плазмы должен стать ниже потенциала-формирователя даже при катодном потенциале последнего, причем эта разница должна резко возрастать по мере удаления от отверстия, чего не наблюдается в эксперименте. Сравнение расчетных и экспериментальных при $U_2 = 0$ (кривая 1) распределений свидетельствует о том, что вблизи отверстия экспериментальные значения потенциала выше расчетных. Это означает, что при $U_2 = 0$ квазинейтральность проникающей плазмы нарушается и вблизи катода-отражателя объемный заряд ионно преобладает над объемным зарядом электронов. К такому же выводу можно прийти, если дважды проинтегрировать экспериментальную кривую I (как это делалось в [11]). При этом выясняется, что по мере удаления от отверстия в катоде-отражателе знак преобладающего объемного заряда изменяется с положительного на отрицательный, т.е. вблизи катода-отражателя образуется двойной слой объемного заряда.

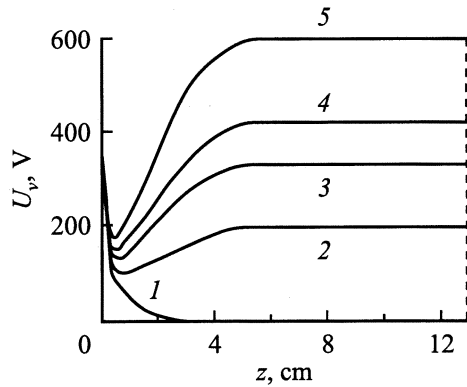


Рис. 5. Результаты расчета распределения „вакуумного“ потенциала. $U_{p0} = 335$ В; $r_1 = 1.7$ мм; $r_2 = 55$ мм. U_2 , В: 1 — 0, 2 — 200, 3 — 340, 4 — 420, 5 — 600.

Для выяснения причины нарушения квазинейтральности проникающей плазмы и объяснения наблюдаемых в эксперименте распределений потенциала полезно рассмотреть распределение „вакуумного“ потенциала, т.е. распределение потенциала пространства в формирователе без проникающей плазмы.

На распределение „вакуумного“ потенциала в интересующей нас области влияют не только геометрия и потенциалы электродов, окружающих эту область, но и потенциал плазмы в отверстии катода-отражателя U_{p0} . Потенциал U_{p0} зависит от физических условий в отражательном разряде, где генерируется плазма, и в первом приближении не зависит от условий в формирователе, куда она проникает. Осевое распределение „вакуумного“ потенциала рассчитывалось для модели, в которой плазма в отверстии катода-отражателя заменялась эквипотенциальным сферическим электродом радиуса r_1 с потенциалом U_{p0} . Точка начала отсчета осевой координаты z находится на поверхности сферического электрода и лежит в плоскости, совпадающей с внешней поверхностью катода-отражателя, т.е. с поверхностью, обращенной в сторону формирователя. „Вакуумное“ электрическое поле можно представить в виде суперпозиции двух полей: поля между сферическим электродом и катодом-отражателем и поля между катодом-отражателем и формирователем. Осевое распределение потенциала первого поля определялось как распределение потенциала заряженной сферы при условии, что потенциал снижается до нуля (до катодного потенциала) на расстоянии $z = r_2$, где r_2 — радиус формирователя. Осевое распределение потенциала второго поля определялось аналогично осевому распределению „вакуумного“ потенциала в ячейке Пеннинга [1]. Отличие от [1] состоит в том, что на указанном выше расстоянии от катода-отражателя потенциал достигает значения U_2 , т.е. потенциала формирователя, и затем не изменяется. С учетом указанных допущений осевое распределение

„вакуумного“ потенциала U_v можно представить в виде

$$U_v = U_{p0} \left[1 - \frac{z(r_2 + r_1)}{r_2(z + r_1)} \right] + U_2 \left[1 - \left(\frac{z - r_2}{r_2} \right)^2 \right]. \quad (2)$$

Рассмотрим сначала процессы при катодном потенциале формирователя ($U_2 = 0$). Расчет по (2) распределения „вакуумного“ потенциала в формирователе показал (рис. 5), что для него характерно наличие больших градиентов потенциала вблизи отверстия в катоде-отражателе. Это поле возмущает проникающую из разряда плазму, в результате чего вблизи катода-отражателя в приосевой области образуется двойной слой объемного заряда. Образование именно двойного слоя, а не слоя только положительного объемного заряда объясняется наличием в разрядной плазме высокоэнергичных электронов. Возможность реализации такой ситуации теоретически обоснована в работе [12].

Следует отметить еще один фактор, который не учитывался в [12], но который способствует изменению в приосевой области знака преобладающего в слое заряда с положительного на отрицательный по мере удаления от отверстия в катоде-отражателе. В экспериментальных условиях расходимость потока ионов, выходящих из разряда в формирователь, значительно больше расходимости потока высокоэнергичных электронов (сравните кривые 1 и 2 на рис. 6). Это является следствием движения заряженных частиц проникающей плазмы в магнитном сопле (ларморовский радиус поперечного движения ионов существенно больше ларморовского радиуса электронов). По этой причине при катодном потенциале формирователя ток на его боковую поверхность составляют преимущественно ионы (рис. 7), а электронный и ионный токи на нижний торцовый электрод соизмеримы, причем в центре электрода плотность электронного тока выше плотности ионного тока (рис. 6). Такое разделение заряженных частиц проникающей плазмы подтверждается и радиальным распределением потенциала в формирователе (рис. 2, б, кривая 1).

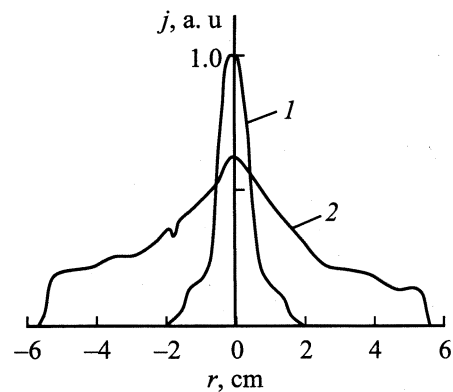


Рис. 6. Распределения плотности электронного (1) и ионного (2) токов по поверхности нижнего торцового электрода при $U_2 = 0$. Условия в разряде те же, что и на рис. 4.

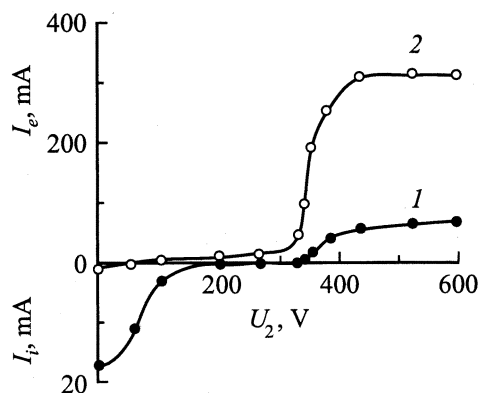


Рис. 7. Зависимости тока на боковую (1) и нижнюю торцевую (2) поверхности формирователя от его потенциала. Условия в разряде те же, что и на рис. 4.

При повышении потенциала формирователя осевой градиент потенциала вблизи отверстия уменьшается и в то же время увеличивается электрическое поле, способствующее ходу ионов на внешнюю поверхность катода-отражателя. Это приводит к перераспределению выходящих из разряда ионов между формирователем и катодом-отражателем в пользу последнего, о чем свидетельствует спад ионного тока на боковую поверхность формирователя по мере повышения его потенциала (кривая 1 на рис. 7) и следы интенсивной ионной очистки и травления внешней поверхности катода-отражателя при $U_2 > 0$. По мере повышения U_2 и увеличения числа ионов, приходящих на внешнюю поверхность катода-отражателя, его влияние на распределение потенциала в формирователе уменьшается из-за экранировки катода-отражателя ионами. Поэтому минимум потенциала, характерный для „вакуумного“ поля (кривые 2–5 на рис. 5), в самосогласованном электрическом поле проникающей плазмы уменьшается до нескольких вольт уже при малых разрядных токах 0.1–0.2 А и исчезает при увеличении тока до 0.8 А (кривые 2–5 на рис. 2, а). При $U_2 \sim U_{p0}$ осевой потенциал проникающей плазмы почти не меняется и близок к U_{p0} . Аналогичное распределение потенциала плазмы, проникающей из отражательного разряда в полый стеклянный цилиндр, было получено в работе [4] для двух случаев: при экранировке катода-отражателя специальным электродом, имеющим анодный потенциал, и при увеличении давления газа в области расширения до ~ 1 Па. В последнем случае, как считает автор настоящей работы, катод-отражатель экранировался слоем ионов, образованных в результате ионизации газа заряженными частицами проникающей плазмы.

При $U_2 > U_{p0}$ проникающая из разряда плазма попадает в электрическое поле, ускоряющее электроны в сторону нижнего торцевого электрода, в результате чего увеличивается электронный ток на электроды формирователя, особенно на торцевой электрод (рис. 7).

Полученные в эксперименте распределения потенциала пространства в формирователе (кривые 4, 5 на рис. 2, а) свидетельствуют о локализации ускоряющего электроны поля в двойном слое объемного заряда, который образуется на некотором расстоянии от катода-отражателя. Причина формирования слоя именно в этой области пространства становится понятной, если принять во внимание распределения „вакуумного“ потенциала (кривые 4, 5 на рис. 5) и учесть экранировку катода-отражателя уходящими на него ионами проникающей плазмы. Падение потенциала на слое зависит от потенциала формирователя, а удаленность слоя от катода-отражателя определяется формой, размерами и потенциалом формирователя. В работе [6] в одном из случаев слой организовывался непосредственно вблизи катода-отражателя за счет установки на верхнем торце формирователя диска с осевым отверстием.

Двойной слой объемного заряда разделяет проникающую плазму и плазму, образуемую в формирователе потоком ускоряемых в слое электронов. Для пучковой плазмы характерно радиальное повышение потенциала к оси формирователя (кривая 5 на рис. 2, б). Механизм образования заряженных частиц этой плазмы рассмотрен в [13].

4. Экспериментальная проверка результатов работы [12]

Представленные экспериментальные результаты позволяют проверить некоторые выводы работы [12], в которой рассмотрена модель переходной области между неравновесной плазмой и отрицательным электродом. Энергетические спектры электронов (рис. 3) указывают на неравновесность плазмы отражательного разряда, а формирователь при $U_2 < U_{p0}$ является отрицательным относительно этой плазмы электродом.

Выше уже говорилось о подтверждении возможности существования двойного слоя объемного заряда, который в экспериментальных условиях образуется вблизи катода-отражателя в приосевой области формирователя. Другой вывод работы [12] состоит в следующем. Если в неравновесной плазме распределение электронов по скоростям отличается от равновесного (максвелловского) распределения повышенной долей высокоэнергетичных электронов, то при прочих равных условиях ионный ток на отрицательный электрод из неравновесной плазмы должен превышать бомовский ток, т. е. аналогичный ток из плазмы с равновесным распределением электронов по скоростям.

Для проверки этого вывода рассмотрим отношение тока ионов I_i к току электронов I_e , извлекаемых из плазмы отражательного разряда через отверстие в катоде-отражателе при постоянном разрядном токе и соответствующих потенциалах формирователя $U_2 = 0$ и $U_2 > U_{p0}$ (рис. 7). Если бы распределение электронов по скоростям в этой плазме было равновесным при

любом потенциале формирователя, то указанное отношение определялось бы выражением

$$I_i/I_e = 1.5(m_e/m_i)^{1/2}/\mu, \quad (3)$$

где m_e и m_i — массы электрона и иона; μ — коэффициент, учитывающий уменьшение концентрации плазмы на оси разряда при извлечении электронов [10].

Оценки показывают, что при эффективности извлечения электронов $I_e/I_d \sim 0.5$ коэффициент μ равен 0.8. Из рис. 7 видно, что в условиях рассматриваемого эксперимента такая эффективность достигается при $U_2 > 450$ В.

Проводилось сравнение экспериментального и расчетного значений I_i/I_e . Использование гелия в качестве плазмообразующего газа обеспечивало однозначность величин заряда и массы ионов. При выводе соотношения (3) предполагалось, что все ионы однозарядные. Это предположение для гелия в рассматриваемых условиях представляется вполне обоснованным, так как доля двухзарядных ионов гелия даже в сильноточных отражательных разрядах мала [14].

Сравнение показало, что экспериментальное значение I_i/I_e (рис. 7) превышает значение, рассчитанное по (3), не менее чем в два раза. В действительности эта разница еще больше, так как прибор, измерявший ток I_i при $U_2 = 0$, фиксировал суммарный ток ионов и высокоэнергетичных электронов, приходящих на формирователь.

Превышение экспериментального значения I_i/I_e над расчетным объясняется следующим образом. При извлечении электронов ($U_2 > U_{p0}$) величина α , характеризующая неравновесность распределения электронов по скоростям, мала ($\sim 10^{-2}$), поэтому распределение можно считать равновесным и расчетное и экспериментальное значения I_e должны совпадать. При извлечении ионов ($U_2 = 0$) величина α существенно возрастает (раздел 2), поэтому неравновесностью распределения электронов по скоростям пренебречь нельзя. В этом случае ионный ток I_i в эксперименте должен превышать боровский (расчетный) ток, что и наблюдается в виде превышения экспериментального значения I_i/I_e над расчетным. Таким образом, второй вывод работы [12] также подтвержден экспериментально. Оценки показывают, что для двукратного превышения ионного тока из неравновесной плазмы над боровским током при экспериментальном значении $\beta = 0.12$ величина α должна составлять ~ 0.6 . Это значение вполне разумно и соответствует представлениям об изменении величины α в отражательном разряде при изменении потенциала формирователя.

Заключение

Проведенные исследования показали некорректность утверждений об „автоматически удовлетворяющемся требовании квазинейтральности выходящей плазмы“ [4] и об электрическом поле проникающей плазмы, которое „связано не с потенциалом электрода, а исключительно

со свойствами выходящей из источника плазмы“ [3]. Поведение проникающей плазмы и ее параметры зависят не только от ее исходных параметров в разряде, но и от физических условий в области расширения: от давления газа, от величины и конфигурации магнитного и электрического полей, создаваемых элементами разрядной камеры и формирователя, а также отдельными электродами, которые могут быть введены внутрь формирователя. Возможность влиять на процесс расширения проникающей плазмы за счет изменения указанных условий позволяет прогнозировать параметры плазменных эмиттеров большой площади и управлять ими в процессе работы эмиттеров.

Исходя из физической сущности процессов, происходящих в формирователе при различных условиях, можно условно выделить следующие режимы работы рассмотренного эмиттера большой площади: режим ионного пучка ($U_2 < U_{p0}$), режим проникающей плазмы ($U_2 \sim U_{p0}$), режим электронного пучка ($U_2 > U_{p0}$). Как показывают оценки и эксперименты [10], наиболее подходящим для эмиссии ионов является режим проникающей плазмы. В ионном эмиттере [15], работающем в этом режиме, на боковую поверхность формирователя подавался потенциал анода отражательного разряда, а на торцовый эмиссионный электрод — катодный потенциал. Такое распределение потенциалов по электродам формирователя позволяет свести к минимуму потери ионов на его боковой поверхности и обеспечить их эмиссию из проникающей плазмы через торцовый электрод. В режиме ионного пучка и в режиме электронного пучка эффективность эмиссии ионов ниже: в первом случае из-за значительных потерь образующихся в отражательном разряде ионов на боковой поверхности формирователя, во втором случае вследствие низкой эффективности процесса генерации ионов в формирователе при давлении газа $p \sim 10^{-2}$ Па (только эти ионы могут обеспечить ток эмиссии при $U_2 > U_{p0}$).

Для эмиссии электронов наиболее приемлемым является режим электронного пучка. Режимы ионного пучка и проникающей плазмы менее эффективны из-за тормозящего для электронов поля в формирователе и существенных потерь электронов на его боковой поверхности. В режиме электронного пучка выходящие из отражательного разряда электроны ускоряются электрическим полем двойного слоя и образуют в пучковой плазме направленный в сторону эмиссионного электрода расходящийся поток. Оценки показывают [13], что доля этих электронов в общем токе эмиссии превышает 90%. За счет изменения потенциала формирователя, которое приводит к изменению формы двойного слоя и соответственно расходимости потока, удается регулировать распределение плотности тока по поверхности эмиттера [6].

Возможен четвертый режим работы эмиттера большой площади — режим объемного разряда в формирователе. Этот режим реализуется либо за счет повышения давления газа в формирователе до значений

$p \geq 5 \cdot 10^{-2}$ Па [6], либо за счет создания в формирователе таких электрического и магнитного полей, при которых возможно существование объемного отражательного разряда [10,16]. В обоих случаях эмиттирующую плазму генерирует объемный разряд, а проникающая плазма обеспечивает зажигание этого разряда.

Список литературы

- [1] *Габович М.Д.* Физика и техника плазменных источников ионов. М.: Атомиздат, 1972. С. 216–224, 258–275.
- [2] *Крейндель Ю.Е.* Плазменные источники электронов. М.: Атомиздат, 1977. С. 9.
- [3] *Габович М.Д., Романюк Л.И., Лозовая Е.А.* // ЖТФ. 1964. Т. 34. Вып. 3. С. 488–495.
- [4] *Габович М.Д., Романюк Л.И., Лозовая Е.А.* // ЖТФ. 1965. Т. 35. Вып. 1. С. 94–100.
- [5] *Маков Б.И.* // ДАН СССР. 1971. Т. 198. № 2. С. 327–329.
- [6] *Крейндель Ю.Е., Мартенс В.Я., Съедин В.Я.* // Источники электронов с плазменным эмиттером / Под ред. Ю.Е. Крейнделя. Новосибирск: Наука, 1983. С. 25–33.
- [7] *Козлов О.В.* Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат, 1969. 292 с.
- [8] *Романюк Л.И., Савильный Н.Е.* // Укр. физ. журн. 1976. Т. 21. № 6. С. 981–988.
- [9] *Демирханов Р.А., Курсанов Ю.В., Скрипаль Л.П.* // ЖТФ. 1969. Т. 39. Вып. 4. С. 666–668.
- [10] Источники заряженных частиц с плазменным эмиттером / Под ред. Щанина П.М. Екатеринбург: Наука, 1993. С. 12–41, 98–107.
- [11] *Кузнецов В.В., Семашко Н.Н.* // ЖТФ. 1972. Т. 42. Вып. 11. С. 2440–2442. Там же. Вып. 12. С. 2609–2611.
- [12] *Мартенс В.Я.* // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 10. С. 45–52.
- [13] *Крейндель Ю.Е., Мартенс В.Я.* // Тез. докл. 5 Всесоюз. симп. по сильноточной электронике. Томск, 1984. Ч. 2. С. 201–203.
- [14] *Пигаров Ю.Д., Морозов П.М.* // ЖТФ. 1961. Т. 31. Вып. 4. С. 476–485.
- [15] *Абраилов М.Г., Каплин В.А., Мартенс В.Я.* // Электрон. обраб. материалов. 1981. № 2. С. 38–41.
- [16] *Мартенс В.Я., Белюк С.И., Посохов В.Н.* // ПТЭ. 1992. № 2. С. 194–196.