

УДК 537.533; 621.384

О роли плазменных электронов в формировании газоразрядной плазмы

В. А. Груздев, В. Г. Залесский, И. С. Русецкий

Рассмотрен вклад различных механизмов ионизации газа в газоразрядных структурах пеннинговского типа, используемых для формирования эмитирующей плазмы в плазменных источниках электронов. Показано, что при определенных условиях значительный вклад в процесс ионизации газа обеспечивается плазменными электронами.

PACS: 52.25.Tx

Ключевые слова: плазменный источник электронов, газовый разряд, плазма.

Введение

Существует несколько гипотез, касающихся механизмов формирования эмитирующей плазмы в газоразрядных структурах, в частности, в плазменных источниках электронов (ПИЭ), которые до сих пор периодически обсуждаются в научных публикациях [1, 2].

В работах [2, 3], касающихся технологических ПИЭ, полагают, что релаксация энергии γ -электронов в процессе ионизации газа осуществляется, в основном, в результате прямой ионизации газа при многократной осцилляции их в газоразрядном промежутке. В работе [2] указывается на существенную роль релаксации импульса быстрых электронов в случае упругих столкновений, в результате чего реализуется "захват" γ -электронов плазмой (например, в полом катоде), а вклад плазменных электронов в процесс ионизации считается несущественным. Однако в реальных ПИЭ [3] концентрация плазмы может превышать $n = 10^{18} \text{ м}^{-3}$ при средней энергии плазменных электронов 3—5 эВ. Поэтому эффективность ионизации газа высокоэнергетичной частью плазменных электронов с энергией выше энергии ионизации может оказаться сравнимой с ионизацией нейтралов газа γ -электронами.

Это делает актуальным исследование механизмов энергоклада в ионизационные процессы и самих этих процессов, что необходимо для оптимизации конструкции ПИЭ, а также для разработки методов физической (несхемотехнической) стабилизации параметров и повышения эффективности ПИЭ.

В данной работе приведены некоторые результаты исследования газоразрядных структур известных ПИЭ [4, 5], используемых в электронно-лучевых технологиях (электронно-лучевая сварка, модификация свойств поверхности и др.), в целях установления роли плазменных и γ -электронов в процессах формирования эмитирующей плазмы.

Техника и методика эксперимента

Особенностью вольт-амперной характеристики (ВАХ) разрядов $I_d(U_d)$, используемых для генерации эмитирующей плазмы в ПИЭ [3], является постоянство или возрастание крутизны ВАХ с увеличением напряжения U_d и тока разряда I_d [6]. Поскольку энергоклад в процесс ионизации, в целом, обеспечивается γ -электронами, ускоренными в катодном падении потенциала U_c , предполагалось, что в экспериментах интенсивность ионизации газа γ -электронами можно изменять, регулируя катодное падение потенциала в разряде, а также ограничивая время жизни γ -электронов в плазме в разрядных структурах с неэквипотенциальными катодами за счет нарушения симметрии (равенства) катодных падений потенциала.

Типы исследованных газоразрядных структур схематически представлены на рис. 1. В структуре, показанной на рис. 1, а, возбуждался отражательный (пеннинговский) разряд (ОР). Структура, показанная на рис. 1, б, представляет собой модифицированную структуру отражательного разряда (ОРМ) с двумя анодами и катодами различной площади. В приведенных структурах в межкатодном промежутке постоянными магнитами создавалось магнитное поле с индукцией порядка 0,1 Тл, перпендикулярной к рабочей поверхности катодов. Такое магнитное поле ограничивало подвижность плазменных электронов в их движении к аноду.

Груздев Владимир Алексеевич, профессор.
Залесский Виталий Геннадьевич, доцент.
Русецкий Игорь Сергеевич, ассистент.
Полоцкий государственный университет.
Беларусь, 211440, г. Новополоцк, ул. Блохина, 29.
Тел. +375 (214) 53-24-20. E-mail: V.Zalieski@mail.ru

Статья поступила в редакцию 14 марта 2011 г.

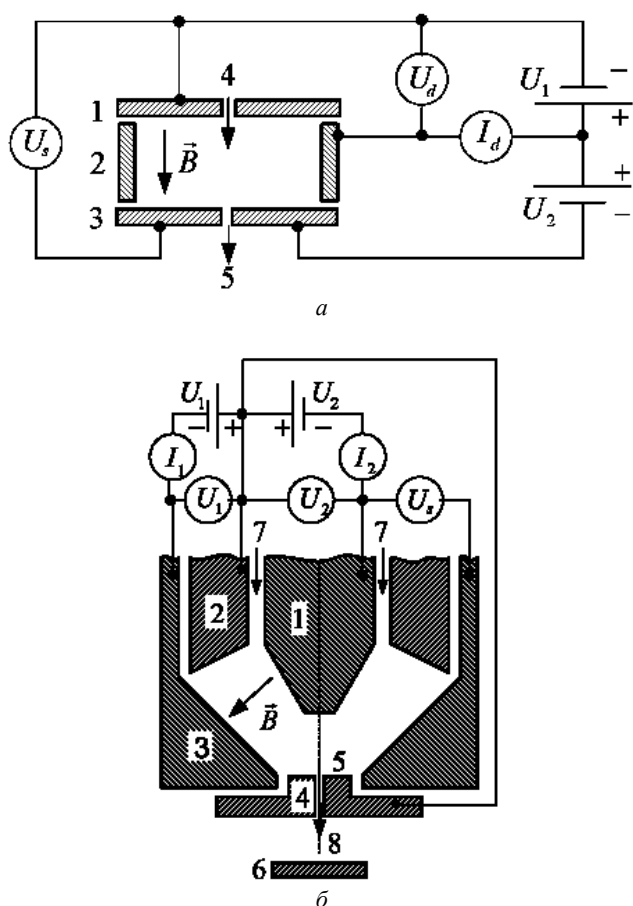


Рис. 1. Электродные структуры газоразрядных систем:
а — тип ОР: 1, 3 — катоды; 2 — анод;
 4 — напуск газа; 5 — откачка газа;
б — тип ОРМ: 1 — внутренний катод; 2, 4 — аноды;
 3 — внешний катод; 4 — эмитерный электрод;
 5 — эмиссионный канал; 6 — электрод, извлекающий электроны; 7 — напуск газа; 8 — откачка газа; B — индукция магнитного поля; U_1 и U_2 — источники электропитания; U_s — потенциал смещения

Схемы электропитания газоразрядных структур позволяли отдельно регулировать потенциалы катодов относительно потенциала анода. Катоды выполнены из стали, а аноды — из меди. Расстояние между рабочими поверхностями катодов во всех структурах составляло около 10 мм и ограничивало соответствующую площадь анодов. Рабочая площадь плоских катодов ограничивалась в разрядной структуре ОР окружностью (цилиндрическим анодом) диаметром 14 мм. В разрядной структуре ОРМ отношение аксиально-симметричных рабочих площадей конической формы внутреннего катода к внешнему составило 0,43.

Давление плазмообразующего газа (воздух) во всех газоразрядных структурах устанавливалось за счет соответствующих значений скорости напуска газа в разрядную структуру и газодинамического сопротивления эмиссионного канала. Это позволяет считать, что зависимости, соответствующие одинаковому напуску газа при одинаковой геометрии

эмиссионного канала, получены примерно при одинаковом давлении газа (~ 1 Па).

В экспериментах за напряжение горения U_{d0} принималась установленная разность потенциалов между анодом и катодами при одинаковых потенциалах катодов относительно анода. За напряжение смещения U_s принималась установившаяся разность потенциалов между катодами при изменении потенциала одного из катодов относительно анода. Напряжение смещения считалось отрицательным, если потенциал одного из катодов понижался относительно анода и другого катода. Если при изменении потенциала одного катода изменялся первоначально установленный относительно анода потенциал другого катода, производилась корректировка его потенциала до прежнего уровня U_{d0} и считалось, что исследование зависимостей осуществляется при постоянном напряжении горения разряда U_{d0} .

За ток разряда I_d в экспериментах принимался ток анода. Анодный ток при установленном U_{d0} считался первоначально установленным током разряда I_{d0} . Если в процессе изменения потенциала одного из катодов ток анода изменялся, то производилась корректировка его изменением потенциала другого катода до прежнего уровня тока I_{d0} . В этом случае считалось, что зависимости исследуются при постоянном токе разряда.

Экспериментальные результаты

На рис. 2 представлены зависимости напряжения горения разряда (кривые 1—3) и тока разряда (кривые 4, 5) от потенциала смещения для разрядной структуры ОР, полученные в условиях постоянства тока разряда и напряжения горения, соответственно. На рис. 3 показаны зависимости для ОРМ, полученные в условиях постоянного тока разряда при смещении потенциалов внутреннего (кривая 1) и внешнего (кривые 2, 3) катодов, а также показана зависимость тока разряда от потенциала смещения внешнего катода при постоянном напряжении горения. Аналогичную зависимость $I_d(U_s)$ при смещении потенциала внутреннего катода получить в исследованном диапазоне параметров не удалось вследствие нестабильности горения разряда. На рис. 4 представлены ВАХ исследуемых разрядов, полученные в отсутствие эмиссии электронов и при эмиссии электронов через эмиссионный канал (с эффективностью около 40 %) для ОРМ. Кроме этого, на рис. 4 для сравнения представлена ВАХ отражательного разряда с полым катодом (ОРИК), полученная в структуре ОР при замене плоского катода 1 на катод с полостью диаметром 3,5 мм и длиной 25 мм.

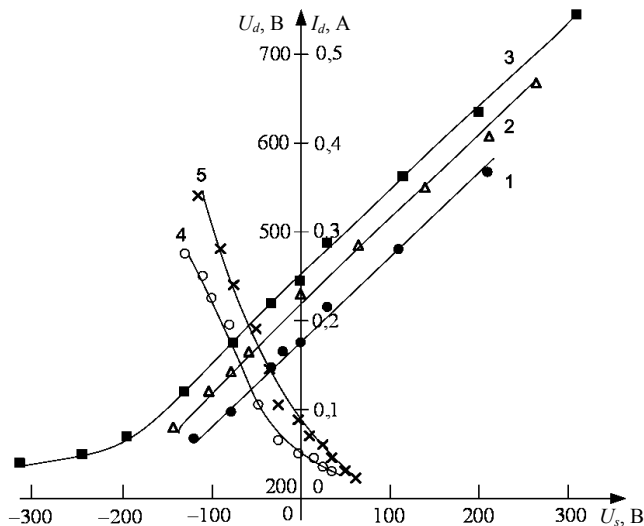


Рис. 2. Зависимости напряжения горения U_d при постоянном I_{d0} (кривые 1—3) и тока разряда I_d при постоянном U_{d0} (кривые 4, 5) от потенциала смещения катода для структуры типа ОР: 1 — $I_d = 0,03$ А; 2 — $I_d = 0,12$ А; 3 — $I_d = 0,2$ А; 4 — $U_d = 380$ В; 5 — $U_d = 400$ В

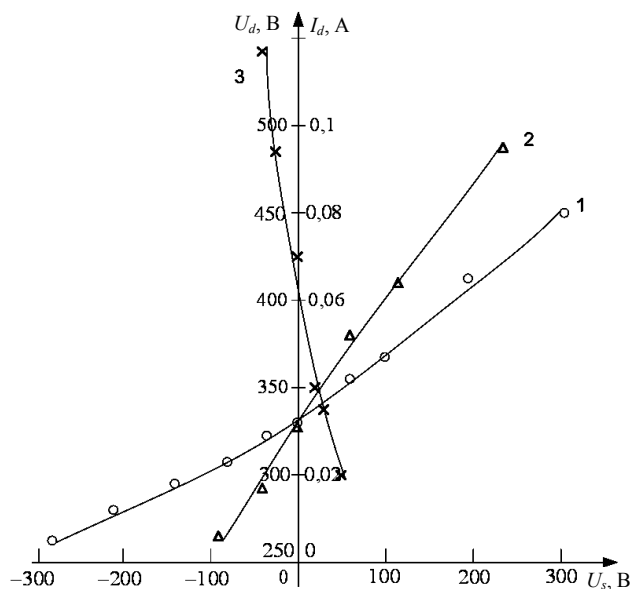


Рис. 3. Зависимости напряжения горения U_d при постоянном I_{d0} (кривые 1 и 2) и тока разряда I_d при постоянном U_{d0} (кривая 3) от потенциала смещения внешнего (кривые 2 и 3) и внутреннего (кривая 1) катодов для ОРМ: 1 и 2 соответствуют $I_d = 0,12$ А; 3 — $I_d = 0,05$ А; 4 — $I_d = 0,16$ А; 5 — $U_d = 340$ В

Из экспериментальных зависимостей, представленных на рис. 2 и 3, следует, что для всех рассматриваемых разрядов имеет место качественное совпадение зависимостей $U_d(U_s)$ и $I_d(U_s)$. При отрицательном напряжении смещения U_s для поддержания установленного тока разряда I_{d0} необходимо снизить напряжение горения разряда U_d , а при положительном напряжении смещения U_s для поддержания I_{d0} требуется увеличивать напряжение горения разряда U_d . Если постоянно поддерживать U_d , то подача отрицательного напряжения смещения U_s на один из катодов приводит к увеличению тока разряда I_d ,

а при положительном смещении U_s при поддержании U_d на уровне U_{d0} снижается ток разряда I_d . Для стационарного режима разряда можно считать, что в рассматриваемых разрядах при отрицательном напряжении смещения происходит увеличение энергозатрат в ионизационные процессы, а положительное напряжение смещения снижает энергозатраты γ -электронов в процесс ионизации газа.

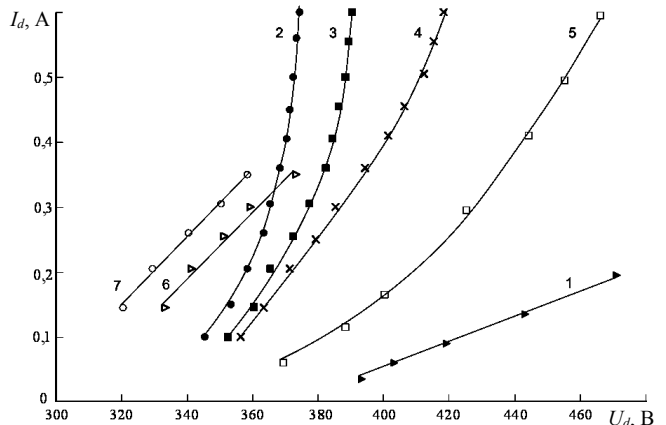


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики разрядов, формируемых в структурах:

ОР — кривая 1, ОРПК — кривая 2, ОРМ — кривые 3—7. Потенциал смещения внешнего катода $U_s = 0$ для кривых 1—4, 6, 7; $U_s = +50$ В для кривой 5. Ускоряющее напряжение 0 кВ для кривых 1—5; 12 кВ для 6; 20 кВ для 7. Напуск газа Q_1 для 1, 2, 4—7; Q_2 для 3; $Q_2 > Q_1$

Анализ механизмов ионизации газа

Мощность P_0 , вносимую в разряд γ -электронами в отсутствие смещения потенциалов катодов и при выполнении условия $U_{c0} \approx U_{d0}$, можно представить в виде:

$$P_0 = I_{e0}U_{c0} = \gamma_{ie}I_{i0}U_{c0} = \gamma_{ie}j_{i0}(S_1 + S_2)U_{c0} \approx \gamma_{ie}j_{i0}(S_1 + S_2)U_{d0}, \quad (1)$$

где I_{i0} — ток ионов из плазмы на катод;

$I_{e0} = \gamma_{ie}I_{i0}$ — ток γ -электронов с поверхности катода в плазму;

γ_{ie} — коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии;

$j_{i0} = 0,4en_{i0}\sqrt{2T_e/m_i}$ — плотность тока ионов из плазмы на катод;

n_{i0} — концентрация ионов в плазме;

m_i — масса иона;

T_e — электронная температура плазмы в энергетических единицах;

S_1 и S_2 — площади катодов 1 и 2, соответственно (см. рис. 1).

Мощность, вносимую в разряд при отрицательном смещении (индекс "-") потенциала одного из катодов, запишем в виде:

$$P_- = I_{e1}S_1(U_d + |U_s|) + I_{e2}S_2U_d = \gamma_{ie}j_i(S_1 + S_2)U_d + \gamma_{ie}j_iS_1|U_s|, \quad (2)$$

где $I_{e1} = \gamma_{ie}j_{i1}S_1$ и $I_{e2} = \gamma_{ie}j_{i2}S_2$ — суммарные токи γ -электронов с поверхности катодов 1 (в данном случае с отрицательным смещением потенциала) и 2 в плазму; $j_{i2} = j_{i1} = j_i$ в случае однородной по объему плазмы.

Для положительного смещения потенциала (индекс "+") одного из катодов выражения для токов γ -электронов с катодов и мощности, вносимой ими в межкатодное пространство, запишем в виде:

$$I_{e1} = \gamma_{ie}j_{i1}S_1, \quad I_{e2} = \gamma_{ie}j_{i2}S_2, \\ P_+ = \gamma_{ie}j_{i0}(S_1 + S_2)U_d - \gamma_{ie}j_{i0}S_1|U_s|. \quad (3)$$

Приравнивая выражения (2) и (3) к выражению (1) (с учетом равенств: $j_i = j_{i0}$, в случае постоянного тока разряда, и $U_d = U_{d0}$, при постоянном напряжении горения разряда), получим зависимости напряжения горения разряда $U_d(\pm U_s)$ и плотности ионного тока из плазмы $j_i(\pm U_s)$ от напряжения смещения $\pm U_s$:

$$U_d(\pm U_s) = U_{d0} \pm |U_s| \frac{S_1}{S_1 + S_2}; \quad (4)$$

$$j_i(\pm U_s) = j_{i0} \frac{(S_1 + S_2)U_{d0}}{(S_1 + S_2)U_{d0} \mp S_1|U_s|}. \quad (5)$$

Зависимости (4) и (5) качественно соответствуют экспериментальным зависимостям, представленным на рис. 2 и 3. Так, зависимость (4) имеет линейный вид, соответствующий кривым 1—3 (см. рис. 2) и кривыми 1, 2 (см. рис. 3), а ее наклон определяется соотношением площадей катодов. Например, для разрядной структуры ОРМ при соотношении площадей катодов 0,43 тангенсы наклона кривых 1 и 2 (см. рис. 3), согласно (4), имеют примерно такое же соотношение. Это обусловлено тем, что при постоянном токе разряда смещение потенциала внешнего катода ($S_1 > S_2$) обеспечивает большее изменение энерговклада, чем при смещении потенциала внутреннего катода. Поэтому крутизна зависимости $P(U_s)$ и, соответственно, $U_d(U_s)$ при постоянном токе разряда будет больше при любом по знаку смещении потенциала внешнего катода, чем при смещении потенциала внутреннего катода согласно (4) и в соответствии с рис. 3. Параллельное смещение зависимостей (см. рис. 2, кривые 1—3) в область больших значений напряжения горения разряда при увеличении тока разряда обусловлено видом вольт-амперной характери-

ки в отсутствие смещения (см. рис. 4) и связано с необходимостью повышать U_{d0} для увеличения тока разряда. Изменение крутизны зависимостей $U_d(-U_s)$ (см. рис. 2, кривая 3) при относительно больших отрицательных значениях U_s , сравнимых с величиной катодного падения потенциала U_c , может быть связано с усилением влияния вторичной (т. е. электрон-электронной) эмиссии с поверхности катода [7], что эквивалентно увеличению числа γ -электронов.

Квазилинейность рассмотренных зависимостей нельзя считать подтверждением того, что ионизация нейтралов газа γ -электронами является основным механизмом ионизации газа. Эти зависимости интегрально иллюстрируют влияние вносимой в межкатодное пространство энергии на интенсивность всех возможных ионизационных процессов. В то же время распределение вносимой энергии между возможными механизмами ионизации может изменяться с изменением параметров разряда.

Для оценки эффективности возможных механизмов ионизации запишем выражение для числа ионизаций, осуществляемых γ -электроном при прохождении в плазме некоторого расстояния l . Для этого воспользуемся соотношением, полученным в работе [8] для числа ионизаций, которые совершает γ -электрон в приближении непрерывного торможения в результате актов ионизации до ухода на анод или полной релаксации энергии в плазме:

$$z_\gamma = \frac{L_{eff}}{\lambda_i} \left(1 - \exp \left(- \frac{U_c \lambda_i}{U_i L_{eff}} \right) \right), \quad (6)$$

где $\lambda_i = (\sigma_{max} n_n)^{-1}$ — средняя длина ионизационного пробега γ -электрона;

σ_{max} — максимальное сечение ионизации;

n_n — концентрация нейтрального газа;

L_{eff} — средний путь, который проходит электрон в межкатодном пространстве до ухода из плазмы или полной релаксации энергии, характеризующий время жизни (осцилляции) быстрых электронов в плазме.

Более точное значение z_γ может быть получено численным интегрированием с учетом зависимости сечения ионизации от энергии электронов, например, при аппроксимации $\sigma_i(E)$ функцией вида [7]:

$$\sigma_i(E) = \alpha_m (E/e - U_i) \exp \left(- \frac{E/e - U_i}{\beta_m} \right). \quad (7)$$

Здесь α_m, β_m — постоянные, зависящие от рода газа. Как показывают расчеты, значения z_γ , полученные с учетом выражения (7), отличаются от соответствующих значений по (6) на 20—30 % в

меньшую сторону, причем точность расчетов уменьшается с ростом L_{eff} .

Наличие магнитного поля в межкатодном пространстве способствует увеличению среднего пути γ -электронов L_{eff} в межкатодном пространстве. Однако в предельном случае (скорость вылета γ -электрона параллельна поверхности катода и перпендикулярна индукции магнитного поля) максимальная длина траектории γ -электрона составит $l = l_k (1 + \sqrt{v_1/v_2})$ (где v_1 — скорость в направлении, перпендикулярном к силовым линиям, которая определяется начальной энергией eU_0 порядка 20 эВ [7], v_2 — скорость в направлении параллельном силовым линиям магнитного поля, которая определяется катодным падением потенциала ~ 350 В) и не превышает величины l_k более чем в 1,5 раза.

Будем считать, что все γ -электроны, эмитированные с поверхности одного катода и достигшие области катодного падения потенциала у противоположного катода, отражаются от нее, если катоды эквипотенциальны. Вследствие этого γ -электроны будут накапливаться в плазме, поскольку при исследованных условиях их средняя длина пробега превышает типичный размер межкатодного промежутка l_k [3]. Будем также считать, что γ -электроны, испытавшие столкновения, выпадают из ансамбля осциллирующих частиц, захватываются плазмой и продолжают ионизовать газ до ухода на анод или полной релаксации энергии.

Вероятность захвата плазмой γ -электрона в результате упругого столкновения с атомами газа определим при выполнении условия $L_{eff} < (n_n \sigma_t)^{-1}$ соотношением [2]: $\omega_{el} = n_n \sigma_t L_{eff}$ (σ_t — транспортное сечение упругого рассеяния). Быстрый γ -электрон может быть также захвачен плазмой в результате неупругого взаимодействия (ионизации и возбуждения) с атомами газа с вероятностью $\omega_{nel} = n_n (\sigma_i + \sigma_g) L_{eff}$ (σ_i, σ_g — сечения ионизации и возбуждения, соответственно) и коллективного взаимодействия с плазмой с вероятностью ω_k , которая зависит от концентрации плазменных и γ -электронов, а также средней энергии этих электронов [9, 10]. Захваченные плазмой γ -электроны могут уходить на анод, унося с собой часть неиспользованной энергии. С учетом сделанных предположений в [2] получено выражение для плотности тока быстрых электронов в плазме j_γ в виде:

$$j_\gamma = \frac{2j_{ec} S_c (\omega_k + L_{eff}/\lambda_i)}{S_a \sqrt{2n_n \sigma_t L_{eff} - U_a/U_c}}, \quad (8)$$

где j_{ec} — плотность электронного тока с поверхности катода в плазму;

$\omega_s = \omega_{el} + \omega_{nel} + \omega_k = \omega_k + L_{eff}/\lambda_s$ — общая вероятность захвата быстрого электрона плазмой;

$\lambda_s = (n_n (\sigma_i + \sigma_g + \sigma_t))^{-1} \approx \lambda_i$ — полная средняя длина пробега γ -электрона в плазме;

U_c, U_a — катодное и анодное падения потенциала;

S_c, S_a — площади катодов и анода, соответственно.

Выражение для анодного падения потенциала можно оценить из уравнения баланса токов в разряде [3, 6]:

$$U_a = \frac{T_e}{e} \ln \left(\frac{S_a}{(1+\gamma)S_c + S_a} \frac{5}{4} \sqrt{\frac{m_i}{\pi m_e}} \right).$$

Ионизуя газ, γ -электроны, совместно с плазменными электронами, обеспечивают ток ионов на электроды (катод и анод) разрядной структуры $j_i(S_c + S_a) = j_{ic}S_c + j_{ia}S_a$. Поэтому баланс ионов в разряде запишем в виде:

$$j_i = j_{ic} \frac{S_c}{S_c + S_a} + j_{ia} \frac{S_a}{S_c + S_a} = j_\gamma z_\gamma + j_T z_{pl}, \quad (9)$$

где j_{ic} и j_{ia} — плотности ионного тока на катод и анод, соответственно;

j_T — тепловая плотность электронного тока в плазме;

z_{pl} — число ионизаций, совершаемых плазменными электронами в межкатодном пространстве, заполненном плазмой.

Учитывая, что плотность γ -электронов с катода j_{ec} и средняя плотность разрядного тока j_d связаны с плотностью ионного тока на катод j_{ic} соотношением $j_{ec} = \gamma j_{ic}$ и $j_d = (1 + \gamma)j_{ic}$, можно получить выражение, соответствующее вольт-амперной характеристике разряда:

$$j_d = \frac{j_T z_{pl} - j_{ia} \frac{S_a}{S_c + S_a}}{\frac{S_c}{S_c + S_a} - \frac{2\gamma z_\gamma S_c (\omega_k + L_{eff}/\lambda_i)}{S_a \sqrt{2n_n \sigma_t L_{eff} - U_a/U_c}}}. \quad (10)$$

Из (11) следует, что ролью плазменных электронов в ионизации газа, в сравнении с числом ионизаций γ -электронами, можно пренебречь только при достаточно большом значении отношения L_{eff}/λ_i , которое вытекает из неравенства:

$$\frac{2\gamma z_\gamma (\omega_k + L_{eff}/\lambda_i)}{\sqrt{2n_n \sigma_t L_{eff} - U_a/U_c}} \geq \frac{S_a}{S_c + S_a}.$$

Число ионизаций газа n_{pl} плазменными электронами с концентрацией n_e при их максвелловском распределении по энергиям $dn(\varepsilon)$ в плазме

объемом V_{pl} можно определить, используя аппроксимацию (7) для сечения ионизации $\sigma(\varepsilon)$ и введя обозначения: $m_e v^2/2 = \varepsilon T_e$, $eU_i = \varepsilon_i T_e$ и $v(\varepsilon) = \sqrt{2T_e/m_e} \sqrt{\varepsilon}$, следующим образом

$$n_{pl} = n_n V_{pl} \int_{\varepsilon_i}^{\infty} v(\varepsilon) \sigma(\varepsilon) dn(\varepsilon) = \alpha_m e^2 \beta_m^2 n_n n_e V_{pl} \times \times \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \exp\left(-\frac{eU_i}{T_e}\right) \frac{U_i + \frac{2\beta_m T_e}{T_e + e\beta_m}}{(T_e + e\beta_m)^2} = z_{pl} n_e. \quad (11)$$

Изменение потенциала одного из катодов приводит к нарушению условия накопления быстрых электронов в плазме и изменению средней энергии, вносимой в разряд γ -электронами. При отрицательном смещении средняя энергия γ -электронов (эмитированных двумя катодами) возрастает на фоне значительного уменьшения отношения L_{eff}/λ_i . В этом случае z_γ стремится к L_{eff}/λ_i и рост тока разряда при постоянном напряжении горения (см. рис. 2, кривые 4 и 5 и рис. 3, кривая 3) возможен только при существовании дополнительного механизма ионизации, не связанного с прямой ионизацией газа γ -электронами. Интенсивность такого механизма должна зависеть от концентрации плазмы и средней энергии плазменных электронов (j_T и ω_k), т. е. обусловлена взаимодействием быстрых и плазменных электронов с увеличением ионизационной способности последних. При положительном смещении потенциала одного из катодов уменьшается средняя энергия γ -электронов и отношение L_{eff}/λ_i . В результате этого следует ожидать резкого падения тока разряда с увеличением U_s , что противоречит экспериментам, поскольку крутизна зависимости $I_d(U_s)$ снижается с ростом U_s (см. рис. 2, кривые 4 и 5 и рис. 3, кривая 3). Это также свидетельствует о существовании дополнительного механизма ионизации газа в разряде. Кроме этого, нарушение условий накопления γ -электронов в плазме и изменение их энергии за счет неэквипотенциальности катодов должно приводить к существенному изменению вида ВАХ. Однако, как следует из экспериментов (см. рис. 4, кривые 4 и 5), при положительном смещении потенциала одного из катодов, несмотря на снижение крутизны ВАХ, она остается растущей.

Из анализа экспериментальных данных и полученных выражений следует, что эффективность энерговыделения и интенсивность ионизационных процессов в плазме зависят от концентрации и средней энергии плазменных электронов, которая поддерживается в разряде на некотором уровне, в том числе и за счет коллективных взаимодействий [9]. Так, например, согласно (11) при средней

энергии 5 эВ повышение электронной температуры на 10 % приводит к увеличению числа ионизаций плазменными электронами в 1,44 раза. Поскольку число плазменных электронов значительно превышает число γ -электронов при средней энергии плазменных электронов, соответствующей 5—6 эВ, числа ионизаций плазменными и γ -электронами оказываются, примерно, равными.

Средняя энергия плазменных электронов может возрастать не только за счет взаимодействия с γ -электронами, но и в результате появления слабого электрического поля в плазме (порядка T_e/λ_s), обусловленного отбором электронов (эмиссией) из плазмы [11]. На рис. 4 представлены ВАХ ОРМ, полученные в условиях эмиссии электронов на извлекающий электрод 5. Видно, что при токе эмиссии, который составлял около 40 % от тока разряда, ВАХ разряда смещаются в область меньших напряжений горения разряда, подобно смещению ВАХ в случае увеличения давления газа в разрядной камере. Поскольку повышение давления однозначно приводит к увеличению интенсивности ионизационных процессов, можно предполагать, что эмиссия электронов из плазмы при постоянном давлении газа стимулирует повышение эффективности ионизации газа плазменными электронами за счет формирования электрического поля в плазме, ускоряющего плазменные электроны в область эмиссии [11].

Заключение

В сильноточных аномальных тлеющих разрядах, возбуждаемых в газоразрядных структурах пеннинговского типа, ионизация газа может осуществляться не только γ -электронами, но и плазменными (максвелловскими) электронами с энергией, выше энергии ионизации газа. Вклад плазменных электронов в процесс ионизации газа увеличивается с ростом концентрации формируемой в разряде плазмы и ее электронной температуры.

Реализация в генераторе плазмы ПИЭ-условий, при которых достигается высокая эффективность энерговыделения в процессы ионизации газа различными механизмами, в том числе и за счет ионизации газа плазменными электронами, способствует повышению энергетической эффективности ПИЭ и яркости формируемых в ПИЭ электронных пучков.

Процессы в ПИЭ, приводящие к изменению характеристик источников электронов при изменении потенциалов электродов генератора эмитирующей плазмы, позволяют реализовать наиболее быстрые (физические) обратные связи для автоматической стабилизации тока электронного пучка в

условиях действия различных дестабилизирующих факторов при технологическом использовании ПИЭ.

Л и т е р а т у р а

1. Ульянов К. Н., Филиппов А. А. // ТВТ. 2001. Т. 39. № 4. С. 539.
2. Жаринов А. В., Коваленко Ю. А. // Изв. вузов. Физика. 2001. № 9. С. 44.
3. Крейндель Ю. Е. Плазменные источники электронов. — М.: Атомиздат, 1977.
4. Галанский В. Л. и др. // Изв. вузов. Физика. 1992. Т. 35. № 5. С. 5.
5. Gruzdev V. A. et al. // Vacuum. 2005. No. 77. P. 399.
6. Окс Е. М. Источники электронов с плазменным катодом. — Томск: Изд-во НТЛ, 2005.
7. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. — М.: Наука, 1971.
8. Никулин С. П. // ЖТФ. 1997. Т. 67. № 5. С. 43.
9. Стогний А. И., Новицкий Н. Н. // Там же. 2003. Т. 73. № 9. С. 64.
10. Чен Ф. Введение в физику плазмы. — М.: Мир, 1987.
11. Груздев В. А., Залесский В. Г. // Прикладная физика. 2009. № 5. С. 87.

Role of plasma electrons in gas-discharge plasma formation

V. A. Gruzdev, V. G. Zalesski, I. S. Rusetski

Polotsk State University, 29 Blokhin str., Novopolotsk, 211440, Belarus

E-mail: V.Zalesski@mail.ru

The contribution of various gas ionization mechanisms in the penning type gas-discharge structures used for emitting plasmas formation in plasma electron sources is considered. It is shown that the considerable contribution to gas ionization process is provided by the plasma electrons under certain conditions.

PACS: 52.25.Tx

Keywords: plasma electron source, gas discharge, plasma.

Bibliography — 11 references.

Received March 14, 2011