

ФИЗИКА

УДК 537.533; 533.9.03; 621.384

ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ТОКА В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ

доктор техн. наук, профессор В.А. ГРУЗДЕВ,
канд. физ.-мат. наук В.Г. ЗАЛЕСКИЙ, Ю.П. ГОЛУБЕВ

Предложена модель возмущения газоразрядной плазмы, сопровождающего переключение электронного тока в электродной структуре разряда при зондовой диагностике или отборе электронов через эмиссионный канал в плазменных источниках электронов. Модель поясняет механизм неустойчивости разрядного тока за счет энерговклада в плазму от источника питания зонда или ускоряющего напряжения в плазменных источниках электронов. Расчетные характеристики переключения электронного тока и возмущения разряда удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Введение. Во многих случаях использования газового разряда электродные структуры, формирующие газоразрядную плазму, кроме основных электродов (катода и анода), содержат дополнительные. Изменение потенциала этих электродов сопровождается перераспределением (переключением) тока из плазмы на электроды.

Эффект переключения тока и его закономерности используются, в частности, для диагностики плазмы (зондовые методики), получения потоков заряженных частиц (плазменные источники ионов и электронов), коммутации электрических цепей (плазменные переключатели). Степень (эффективность) переключения тока характеризуется обычно отношением тока на соответствующий электрод к полному току разряда ($\alpha = i_z / i_d$, где i_d , i_z – ток разряда (катодный ток) и ток зонда соответственно). Зондовые методики обычно реализуются при условии $\alpha \ll 1$, что предполагает отсутствие возмущения плазмы зондом. В плазменных источниках заряженных частиц с целью повышения их эффективности стремятся к условию $\alpha \sim 1$. В плазменных переключателях кроме условия $\alpha = 1$ оказывается целесообразным и сильное возмущение плазмы при переключении с целью повышения тока и скорости коммутации.

Одной из первых работ, в которой рассматривается высокоэффективное переключение, можно считать [1]. Однако в ней и других работах не учитывается возмущение плазмы, наблюдавшееся в [2, 3] при переключении электронного тока. Наше исследование посвящено анализу процессов такого возмущения.

Модель возмущения плазмы. В незамагниченной газоразрядной плазме подвижность электронов значительно выше подвижности ионов, поэтому отбор электронов из локальной области плазмы может приводить к некоторому нарушению ее квазинейтральности в этой области ($n_i > n_e$, где n_i , n_e – концентрация ионов и электронов в плазме соответственно) и к распространению этого возмущения на весь объем плазмы. Этот процесс предполагает возникновение в плазме некоторого градиента потенциала и повышение потенциала плазмы в целом.

Повышение потенциала плазмы способствует увеличению интенсивности γ -процессов на катоде и ионизации газа γ -электронами, а также приводит к изменению состояния пристеночных слоев в газоразрядной структуре. Возникновение в плазме градиента потенциала способствует дрейфу плазменных электронов в область локального их отбора, а также может изменять функцию распределения электронов по энергии так, что интенсивность ионизации газа плазменными электронами возрастает. В конечном итоге возмущение плазмы при отборе электронов сводится к повышению ее плотности и потенциала. При этом также возрастает ток разряда, формирующего плазму в газоразрядной структуре.

Вклад каждого из рассмотренных процессов в возмущение плазмы определяется, по-видимому, условиями формирования плазмы в газоразрядной структуре и отбора электронов из плазмы.

Для анализа возмущения плазмы при отборе электронов на зонд (i_z) воспользуемся схемой электродной структуры (рис. 1), аналогичной рассмотренной в работе [1], где считается, что плазма контактирует только с электродами. Авторы этой работы ограничились случаем газового разряда с горизонтальной вольт-амперной характеристикой, т.е. когда напряжение горения разряда (U_d) не зависит от разрядного тока (i_d). Такой вид вольт-амперной характеристики предполагает выполнение условия $di_d / di_z \geq 0$, что означает возможность роста тока разряда при увеличении электронного тока, отбираемого

го на зонд, без увеличения напряжения на газоразрядной структуре или потенциала плазмы. Для возрастающей вольт-амперной характеристики (рис. 2), типичной для аномальных тлеющих разрядов [4, 5], выполнение такого условия не очевидно. Определить вид зависимости $i_d(i_z)$ можно из следующих соображений. Ток разряда (катодный ток), согласно рис. 1, определяется суммой $i_d = i_z + i_{an}$, где i_{an} – анодный ток соответственно. При типичном соотношении площадей катодного и анодного электродов ($S_c \leq S_{an}$) в пристеночном анодном слое обычно реализуется отрицательное анодное падение потенциала [6], т.е. электроны движутся на анод в тормозящем поле. Поэтому для анодного тока можно записать

$$i_{an} = j_T (1 - f_0) S_{an} \exp \left(-e \frac{\varphi_p - \varphi_{an}}{T_e} \right), \quad (1)$$

где $j_T = en_p \sqrt{T_e / 2\pi m_e}$ – тепловая плотность тока; $f_0 S_{an}$ – площадь зонда ($f_0 < 1$), расположенного в плоскости анода с площадью $(1 - f_0) S_{an}$; e – заряд электрона; $\varphi_p, \varphi_{an}, \varphi_z$ – потенциал плазмы, анода и зонда относительно катода соответственно; T_e – электронная температура плазмы в энергетических единицах.

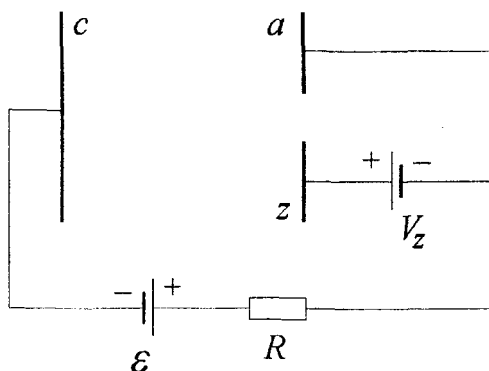


Рис. 1. Типичная схема зондовых измерений: с – катод; а – анод; z – зонд; $\mathcal{E}$ – эдс источника питания; R – внутреннее сопротивление; V_z – напряжение источника питания зонда относительно анода

В области потенциалов зонда меньше потенциала плазмы $\varphi_z = \varphi_{an} + V_z < \varphi_p$ для электронного тока из плазмы аналогично (1) можно записать

$$i_z = j_T f_0 S_{an} \exp \left(-e \frac{\varphi_p - \varphi_z}{T_e} \right) = j_T f_0 S_{an} \exp \left(-e \frac{\varphi_p - \varphi_{an} - V_z}{T_e} \right). \quad (2)$$

При увеличении V_z (V_z – напряжение смещения, подаваемое на зонд относительно анода) может возникнуть ситуация, когда $\varphi_z \geq \varphi_p$ и эмиссия электронов из плазмы будет осуществляться в режиме насыщения

$$i_z = j_T f S_{an}, \quad (3)$$

где $f S_{an}$ – площадь эмитирующей поверхности плазмы.

Для анализа выберем полусферическую эмитирующую поверхность плазмы. В соответствии с законом «степени 3/2» для площади эмитирующей поверхности можно получить выражение, аналогичное использованному в [1]

$$f(V_z) = f_0 \left(1 + A \frac{\Delta V_z^{3/4}}{\sqrt{f_0 i_d^0 G \eta}} \right)^2, \quad G = \exp \left(e \frac{\varphi_p - \varphi_{an}^0}{T_e} \right), \quad A = 2\pi \sqrt{\left(\frac{4\sqrt{2}}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{e}{m_e}} \right)}, \quad (4)$$

где $\Delta V_z = \varphi_z - \varphi_p = V_z + \varphi_{an} - \varphi_p$ – величина ускоряющего напряжения; $\eta = i_d / i_d^0$ – степень возмущения плазмы; i_d^0, φ_{an}^0 – ток разряда и потенциал анода относительно катода при $V_z = 0$ (без возмущения); m_e – масса электрона.

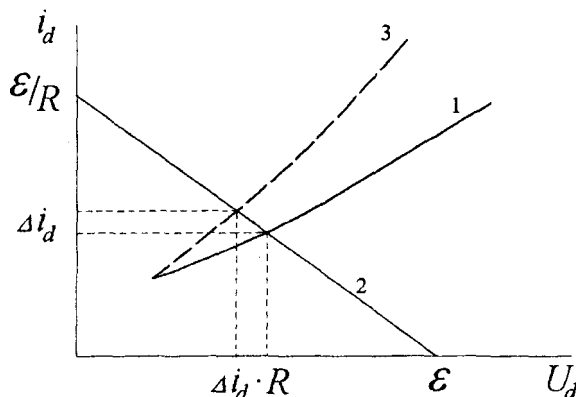


Рис. 2. К пояснению роста проводимости плазмы при ее возмущении

При повышении V_z увеличивается ток на зонд согласно (2) и происходит некоторое изменение разрядного тока $\Delta i_d = i_d - i_d^0$. Изменение тока разряда вызывает соответствующее изменение потенциалов анода и зонда на некоторую величину

$$\varphi_{an}^0 - \varphi_{an} = \Delta i_d R, \quad \varphi_z = \varphi_{an} + V_z = \varphi_{an}^0 + V_z - \Delta i_d R = \varphi_{an}^0 + V_z - i_d^0 R(\eta - 1). \quad (5)$$

Будем считать, как это наблюдалось в работе [7], что отбор электронов из плазмы в электродной структуре, подобной показанной на рис. 1, не приводит к существенному изменению потенциала плазмы (изменение не превышало величину порядка T_e/e). При этом условии уравнения (1) – (3) с учетом (4) и (5) позволяют получить зависимость степени возмущения плазмы η (V_z) от потенциала зонда-коллектора относительно анода

в случае $\varphi_z < \varphi_p$

$$\eta(V_z) = 1 + \frac{T_e}{i_d^0 R} \ln \left(1 - f_0 + f_0 \exp \left(\frac{eV_z}{T_e} \right) \right), \quad (6)$$

в случае $\varphi_z \geq \varphi_p$

$$\eta(V_z) = 1 + \frac{T_e}{i_d^0 R} \ln \left(\frac{1 - f(V_z)}{1 - f(V_z)G} \right). \quad (7)$$

Уравнения (6) и (7) при $V_z \leq 0$ имеют единственное решение $\eta = 1$, а при $V_z > 0$ решение принимает вид $\eta > 1$. Это означает, что функция $\eta(V_z)$ является монотонно возрастающей и условие $di_d/di_z \geq 0$ ($d\eta/dV_z \geq 0$) выполняется во всей области положительных потенциалов зонда относительно анода ($V_z > 0$). Поэтому в дальнейшем мы будем считать, что отбор электронов из плазмы газового разряда с растущей вольт-амперной характеристикой также сопровождается увеличением тока разряда.

Уравнения (1) – (7) позволяют рассчитать вольт-амперные характеристики зонда-коллектора с учетом возмущения плазмы отбором электронов и в условиях невозмущенной плазмы. Выражение для тока на зонд в условиях извлечения через потенциальный барьер при $\varphi_z < \varphi_p$ имеет вид

$$i_z = i_d^0 \eta(V_z) \frac{f_0 \exp \frac{eV_z}{T_e}}{1 - f_0 + f_0 \exp \frac{eV_z}{T_e}}, \quad (8)$$

а в случае $\varphi_z \geq \varphi_p$

$$i_z = i_d^0 \eta(V_z) f(V_z) G, \quad (9)$$

где ток разряда можно определить как $i_d^0 = j_T^0 S_{an} G^{-1}$, $j_T^0 = en_0 \sqrt{T_e / 2\pi m_e}$ – тепловая плотность тока в плазме, n_0 – плотность невозмущенной плазмы при $V_z = 0$.

Отличие нашей модели от модели, предложенной в [1], состоит в следующем. Использование в [1] горизонтальной вольт-амперной характеристики разряда автоматически подразумевает эмиссионную способность плазмы (концентрацию плазмы) бесконечно большой. В то же время в [1] принимается, что

при отборе электронов с открытой плазменной поверхности ($\varphi_z \geq \varphi_p$) концентрация плазмы неизменна (ограничена), так как увеличение тока на зонд связывается только с ростом площади поверхности эмитирующей плазмы. Поэтому в [1] допускается, что с ростом V_z ток зонда $i_z = i_d^0 f(V_z)G$ может достигать величины разрядного тока без возмущения плазмы при любом значении f_0 . Дальнейшее увеличение потенциала зонда в [1] не рассматривается, т.к. приводит к перестройке разряда: зонд переходит в режим анода, а анод в режим катода.

Однако представляется более логичным предположить, что возмущение плазмы должно иметь место как в области малых значений V_z ($\varphi_z < \varphi_p$), так и в случае $\varphi_z \geq \varphi_p$. Анализ уравнения (4) показывает, что с возмущением плазмы (параметр η) увеличение площади плазменной поверхности ограничивается, что может менять вид зависимости $i_z(V_z)$ в области $\varphi_z \geq \varphi_p$, и эффективность отбора электронов $\alpha \approx f(V_z)G$ может стремиться к насыщению при значениях меньше единицы и переход зонда в режим анода не произойдет ни при каких потенциалах V_z . Это утверждение качественно отличается от выводов в [1]. Таким образом, возмущение плазмы обеспечивает ограничение скорости роста площади эмитирующей поверхности df/dV_z и приводит к тому, что при прочих равных условиях ток зонда из возмущенной плазмы оказывается меньше в сравнении с [1].

Механизм возмущения плазмы с ограниченной концентрацией (плазмы реального газового разряда с растущей вольт-амперной характеристикой) можно представить следующим образом. Допуская объем разряда (площадь сечения плазмы) постоянным, увеличение тока разряда при отборе электронов из плазмы ($d\eta/dV_z \geq 0$) можно считать возможным только за счет повышения проводимости плазмы (плотности ее и соответствующего градиента потенциала). В соответствии с нагрузочной характеристикой $U_d = \mathcal{E} - i_d R$ (рис. 2, кривая 2), где U_d – напряжение горения разряда, $\mathcal{E}$ – эдс источника питания разряда; R – внутреннее сопротивление источника питания. Это означает необходимость смещения рабочей точки (рис. 2, пересечение кривых 1 и 2), которое возможно только за счет изменения крутизны вольт-амперной характеристики $i_d(U_d)$ (рис. 2, кривая 3). При условии постоянства давления газа в разряде необходимость такого изменения вольт-амперной характеристики разряда приводит к выводу, что при отборе электронов из плазмы осуществляется определенный вклад энергии в формирование плазмы от источника электропитания зонда. Одним из механизмов такого энерговклада в разряд может быть возникновение градиента потенциала в плазме, обеспечивающего отбор электронов из всего объема плазмы, а также «разогрев» плазменных электронов.

Модели возмущения плазмы (градиент потенциала и концентрация плазмы). Для оценки возникающего при отборе электронов градиента потенциала в плазме воспользуемся уравнением энергетического баланса для электронной компоненты

$$\gamma i_i U_c + i_e \Delta \varphi = i_i U_i + i_d \frac{2T_e}{e}, \quad (10)$$

где слева первое слагаемое – энергия, вносимая в плазму «быстрыми» γ -электронами; второе слагаемое – средняя энергия, приобретаемая плазменными электронами в градиенте потенциала; справа первое слагаемое – энергия, теряемая плазменными электронами на ионизацию газа; второе слагаемое – средняя энергия, выносимая отбираемыми из плазмы электронами; $i_d = (1 + \gamma) i_i$; $W_i = eU_i$ – энергия ионизации; $(v_i = (2W_i / m_e)^{1/2}$ – скорость, соответствующая энергии ионизации); γ – коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии; U_c – катодное падение потенциала; i_i, i_e – ионный и электронный ток в плазме; U_i – потенциал ионизации; $\Delta \varphi$ – разность потенциалов, которую в среднем проходят плазменные электроны. В отсутствие отбора электронов уравнение (10) принимает вид

$$\gamma i_i^0 U_c^0 = i_i^0 U_i + i_d^0 \frac{2T_e}{e}. \quad (11)$$

Поскольку при отборе электронов разрядное напряжение (потенциал плазмы) не возрастает [7], в первом приближении можно считать, что возмущение плазмы сводится к повышению ее концентрации и прирост токов в плазме и разрядного тока одинаков: $i_d = i_d^0 + \Delta i_d$, $i_i = i_i^0 + \Delta i_i$, $i_e = i_e^0 + \Delta i_e$. С учетом этого уравнения (10) и (11) позволяют получить выражение для разности потенциалов, возникающей в плазме на некоторой характеристической длине L_p ($L_p = \min(L, \lambda_e)$, L – протяженность плазмы, λ_e – длина пробега электронов)

$$\Delta \varphi(V_z) = \frac{\eta(V_z) - 1}{\eta(V_z) + G - 1} \left(U_i + \frac{2T_e}{e} - \gamma U_c \right). \quad (12)$$

Напряженность электрического поля (градиент потенциала), формирующегося в плазме, определяется выражением

$$E(V_z) = \frac{\Delta\varphi(V_z)}{L_p} = \frac{\eta(V_z) - 1}{(\eta(V_z) + G - 1)L_p} \left(U_i + \frac{2T_e}{e} - \gamma U_c \right). \quad (13)$$

В слабоионизованной плазме, типичной для многих разрядов, преобладают электрон-атомные столкновения [8] $\nu_{ea} > \nu_{ee} \sim \nu_{ei}$, где ν_{ea} , ν_{ei} , ν_{ee} – частоты электрон-атомных, электрон-ионных и электрон-электронных столкновений соответственно. В этом случае отдельные электроны плазмы будут ускоряться в электрическом поле, возникающем при извлечении, до тех пор, пока не столкнутся с другой частицей, потеряв приобретенный в поле импульс. Если число столкновений на всей протяженности плазмы L невелико, т.е. выполняется неравенство $\lambda_e > L$, то в течение времени $\tau \sim 1/\nu_{ea}$ в первом приближении плазму можно считать бесстолкновительной, в которой все электроны ускоряются в поле, а ионы остаются неподвижными. Если до извлечения распределение электронов по энергиям было максвелловским, то к моменту времени $t \leq \tau$ функция распределения примет вид

$$F_e(v, V_z) = \left(\frac{m_e}{2\pi T_e} \right)^{3/2} \exp \left\{ -m_e \frac{(v - u_e(V_z))^2}{2T_e} \right\}, \quad (14)$$

где v – скорость электрона.

Средняя направленная скорость u_e равна усредненному приращению скорости на характеристической длине [8], а анизотропия функции распределения определяется напряженностью электрического поля E в плазме [9]

$$u_e = \mu_e E(V_z) = \frac{e}{m_e(\nu_{ea} + \nu_{ei})} E(V_z), \quad (15)$$

где μ_e – подвижность электронов.

Согласно (14) с увеличением эффективности отбора (V_z) возрастает доля электронов в плазме с энергией, превышающей энергию ионизации газа. Распределение (14) применимо только при невысоких значениях напряженности поля, когда анизотропия остается малой. Критическое значение напряженности E_{cr} , при котором максвелловское распределение неприменимо, определяется условием сравнимости энергии, приобретаемой электронами в поле, с их тепловой энергией – $E_{cr} = m_e \nu_{ea} v_T / e$ (где $v_T = \sqrt{8T_e / \pi m_e}$ – тепловая скорость электронов).

Концентрацию плазмы можно оценить, используя уравнение непрерывности и полагая $\gamma \ll 1$

$$\gamma \frac{i_i}{e} + Q_e V + Z_\gamma = \frac{i_d}{e}, \quad (16)$$

где учтено, что генерация электронов обусловлена γ -процессами на катоде (первое слагаемое слева), ионизацией в объеме плазмы (V) плазменными электронами (второе слагаемое слева) и ионизацией γ -электронами (третье слагаемое слева). Ионизацию газа γ -электронами в объеме в единицу времени можно оценить в отсутствие осцилляции γ -электронов соотношением

$$Z_\gamma = \gamma \frac{i_i}{e} \frac{U_c}{U_i} \left(1 - \exp \left(-\frac{L_p}{\lambda_{ea}} \right) \right), \quad (17)$$

где L_p / λ_{ea} – число столкновений γ -электрона, U_c / U_i – максимально возможное число ионизаций γ -электроном.

Для ионизации плазменными электронами в единицу времени в единице объема можно записать

$$Q_e(V_z) = 4\pi \int_{v_i}^{\infty} \nu_{ea} v^2 f_e(v, V_z) dv, \quad (18)$$

где $\nu_{ea} = \nu \sigma_{ea} n_a$; σ_{ea} – эффективное сечение ионизации, которое можно аппроксимировать одним из известных выражений, например, [8, с. 63]; n_a – концентрация нейтральных частиц.

Уравнение (16) с учетом (17) и (18) позволяет определить концентрацию плазмы как функцию вида

$$n_p(V_z) \approx Q_e(V_z) V \left(0.4 S_c \sqrt{\frac{2T_e}{m_a}} \left[1 - \gamma \frac{U_c}{U_i} \left[1 - \exp\left(-\frac{L_p}{\lambda_{ea}}\right) \right] \right] \right)^{-1}, \quad (19)$$

где учтено, что $i_d(V_z) = 0.4 e n_p(V_z) S_c \sqrt{2T_e / m_a}$ – катодный ток [10, 11]; m_a – масса атома плазмообразующего газа; n_p – концентрация плазмы.

Относительное увеличение концентрации плазмы вследствие повышения ионизирующей способности плазменных электронов можно оценить отношением

$$\eta(V_z) \approx \frac{n_p(V_z)}{n_p(0)} \approx \frac{Q_e(V_z)}{Q_e(0)}. \quad (20)$$

Уравнения (8) и (9) с учетом (4), (13) – (15) и (20) составляют систему, которая позволяет рассчитать эффективность переключения электронного тока на зонд, а также степень возмущения тока разряда как функции потенциала зонда и давления плазмообразующего газа. Для нахождения этих зависимостей в соответствии с экспериментальными данными задавались следующие параметры: электронная температура – T_e ; начальная концентрация – n_0 ; потенциал плазмы – ϕ_p ; анодное падение потенциала – $\phi_p - \phi_a$; ток разряда – i_d^0 и давление плазмообразующего газа – p . На рис. 3 и 4 представлены результаты численного решения системы уравнений (8) и (9). Из рис. 3 видно, что при идентичных условиях модель, не учитывающая возмущение разряда [1], дает зависимость $\alpha(V_z)$ (кривая 1) с большей крутизной, чем зависимость $\alpha(V_z)$ (кривая 2), рассчитанная по нашей модели, при потенциалах зонда, больших потенциала плазмы. По модели [1] крутизна зависимости $\alpha(V_z)$ возрастает и при достижении $\alpha = 1$ (или $fG \sim 1$) ток зонда стремится к бесконечности, что связывается в [1] с перестройкой разряда. По модели, учитывающей возмущение разряда, зависимости $\alpha(V_z)$ проявляют тенденцию к снижению крутизны, а при низких давлениях (рис. 3, кривая 5) зависимость $\alpha(V_z)$ имеет область постоянного значения α . Кроме этого из расчетных зависимостей (рис. 3, кривые 2 – 5) следует: при прочих равных условиях величина α с повышением давления возрастает (кривые 5, 4), с повышением начального тока разряда снижается (кривые 2, 3) и с увеличением площади зонда (f_0) возрастает (кривые 2, 4).

Увеличение разрядного тока, обусловленное повышением ионизирующей способности плазменных электронов (возмущение разряда), иллюстрируется расчетными зависимостями на рис. 4. Видно, что при прочих равных условиях с повышением давления степень возмущения разряда η снижается (кривые 2, 3). С увеличением начального тока разряда величина η также снижается (кривые 1, 4). С увеличением площади зонда возмущение разряда при отборе электронов возрастает (кривые 3, 5 и 1, 3).

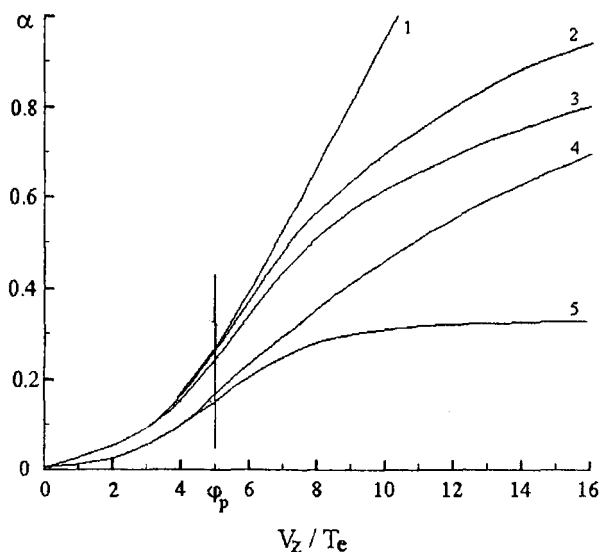


Рис. 3. Эффективность извлечения: 1 – модель А.В. Жаринова [1]; 2–5 – модель с возмущением; 1–4 – $p = 3 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.; 5 – $p = 5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.; 1, 2, 4, 5 – $i_d^0 = 0,2$ А; 3 – $i_d^0 = 0,4$ А; 1–3 – $f_0 = 10^{-3}$; 4, 5 – $f_0 = 2 \cdot 10^{-3}$

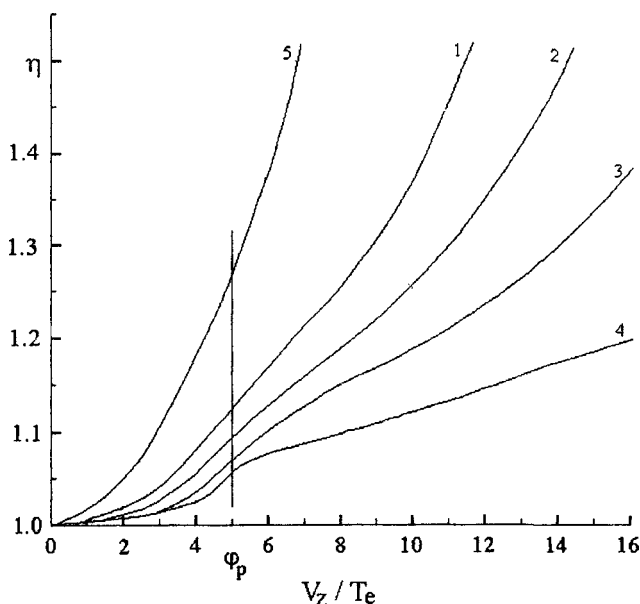


Рис. 4. Степень возмущения тока разряда: 1, 3–5 – $p = 3 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.; 2 – $p = 2 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.; 2, 3 – $f_0 = 10^{-3}$; 1, 4 – $f_0 = 2 \cdot 10^{-3}$; 5 – $f_0 = 10^{-2}$; 1–3, 5 – $i_d^0 = 0,2$ А; 4 – $i_d^0 = 0,4$ А

Экспериментальное исследование характеристик переключения и обсуждение результатов.

Для экспериментального исследования характеристик переключения использовалась электродная структура плазменного источника электронов [1, 7]. Анод генератора плазмы источника выполнен в виде цилиндрической полости-расширителя плазмы диаметром 50 мм и высотой 50 мм. Отбор электронов осуществлялся через отверстие (с заданной $f_0 S_{an}$ площадью) в дне цилиндра-расширителя или на зонд, установленный в этом отверстии. Магнитное поле прикатодной области разряда в аноде-расширителе ослабляется настолько, что не может существенно влиять на движение зарядов.

При использованных в экспериментах токах разряда 0,1 – 0,4 А параметры плазмы в аноде-расширителе составляли: электронная температура 6 – 7 эВ, концентрация порядка 10^{17} м⁻³, потенциал – 250 – 350 В, анодное падение потенциала ~ 25 – 30 В. Потенциал плазмы зависел от давления газа в разряде (при постоянном токе разряда) и по экспериментальным данным аппроксимировался линейной функцией $U_c(p) = a - bp$ (a и b – эмпирические коэффициенты).

Результаты экспериментального исследования отбора электронов из плазмы на зонд показаны на рис. 5, а отбора через отверстие (эмиссионный канал) с помощью высоковольтного электрода – на рис. 6. Зависимость степени возмущения тока разряда $\eta(V_z)$ при отборе электронов на зонд и через эмиссионный канал аналогичны и иллюстрируются рис. 7. Сравнение характеристик эффективности отбора, рассчитанных по предложенной модели с возмущением плазмы (см. рис. 3) и экспериментально полученных при отборе электронов зондом (см. рис. 5), показывает удовлетворительное качественное их совпадение. В частности, наблюдается снижение крутизны характеристик $\alpha(V_z)$ с увеличением V_z и стабилизация α при повышенных значениях V_z . Эффект стабилизации α при значениях меньше 1 в соответствии с предложенной моделью возмущения разряда обусловлен ограничением увеличения протяженности электронного ленгмюровского призондового слоя (эмитирующей поверхности плазмы) вследствие повышения концентрации плазмы с увеличением V_z .

Кроме того, с повышением начального тока разряда i_d^0 и концентрации плазмы скорость увеличения эмитирующей поверхности плазмы (df/dV_z), ограничивающей призондовый ленгмюровский слой, снижается. В результате эффективность отбора электронов α с повышением i_d^0 уменьшается (см. рис. 5, кривые 2, 1) аналогично снижению расчетных значений α (см. рис. 3, кривые 3, 2).

При постоянном токе разряда повышение давления газа приводит к повышению интенсивности ионизации плазменными электронами. Этот фактор, несмотря на снижение подвижности плазменных электронов и потенциала плазмы (ϕ_p), приводит к увеличению эффективности отбора электронов на зонд (см. рис. 5, кривые 3, 1), что соответствует расчетным зависимостям (см. рис. 3, кривые 4, 5).

Экспериментальные зависимости эффективности отбора электронов из плазмы на высоковольтный ускоряющий электрод через отверстие в аноде (эмиссионный канал) подобны как расчетным зависимостям (см. рис. 3), так и экспериментальным зависимостям отбора на зонд (см. рис. 5). Поэтому можно считать, что предложенная модель переключения тока и возмущения разряда реализуется и в плазменных источниках электронов.

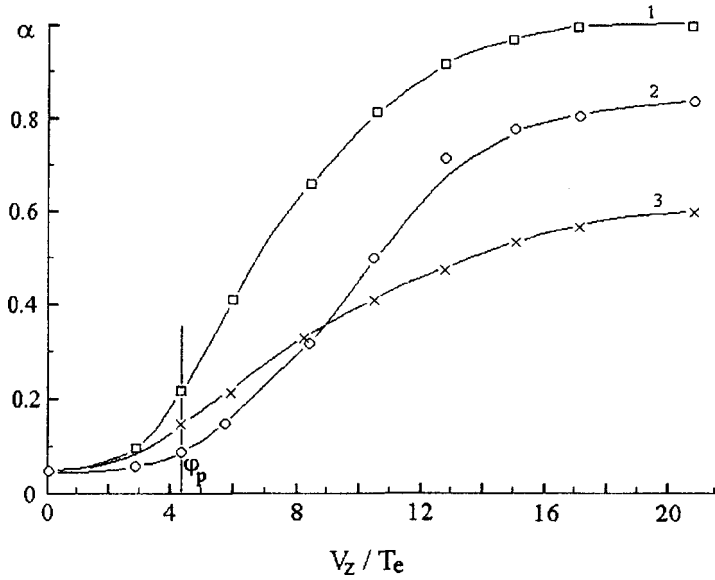


Рис. 5. 1, 3 – $i_d^0 = 0,1$ А; 2 – $i_d^0 = 0,4$ А; 1, 2 – $p = 2 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст.; 3 – $p = 5 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.; $f_0 = 1,6 \cdot 10^{-3}$

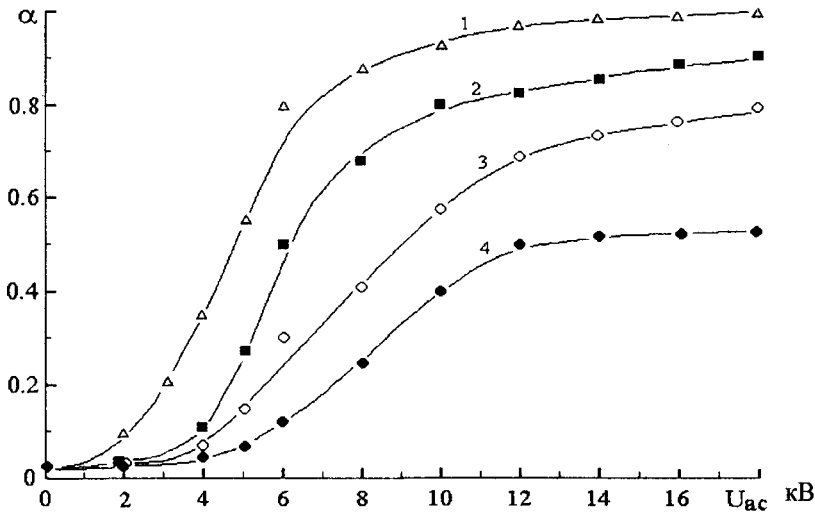


Рис. 6. 1–3 – $i_d^0 = 0,1$ А; 4 – $i_d^0 = 0,2$ А; 1, 3, 4 – $p = 3 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.; 2 – $p = 10^{-3}$ мм рт. ст.; 1, 2 – $f_0 = 2,1 \cdot 10^{-3}$; 3, 4 – $f_0 = 3,15 \cdot 10^{-3}$

Следует отметить, что расчетные и экспериментальные зависимости возмущения разряда η при отборе электронов из плазмы частично не согласуются. Так повышение давления в разряде в расчетах снижает степень возмущения разряда (см. рис. 3, кривые 2, 3), а в экспериментах повышает (см. рис. 7, кривые 5, 4). Такое несоответствие можно объяснить тем, что использованная в экспериментах газоразрядная структура не полностью адекватна модельной газоразрядной структуре. В частности, в прикатодной области экспериментальной структуры, из которой плазма поступает в анод-расширитель, существует магнитное поле, замагничивающее плазменные электроны, причем вектор индукции магнитного поля перпендикулярен градиенту потенциала, возникающему в плазме при отборе электронов. Поэтому подвижность плазменных электронов в этой области с повышением давления возрастает, а не снижается, как в модельной газоразрядной структуре. Анализ показывает, что на другие ранее рассмотренные характеристики эта часть разрядной структуры не может оказывать существенного влияния.

Кроме начальной концентрации плазмы (начального тока разряда) и давления газа, зависимости α и η от V_z (или ускоряющего напряжения U_{ac}) определяются также величиной площади зонда (площади эмиссионного канала) $f_0 S_{an}$. Увеличение f_0 приводит к росту как эффективности извлечения α (см. рис. 3, кривые 2 и 4), так и степени возмущения η (см. рис. 4, кривые 3 – 5), что хорошо согласуется с экспериментами по отбору электронов через эмиссионные каналы различного диаметра (см. рис. 6, кривые 1 и 3;

рис. 7, кривые 1, 3, 4). Такое влияние обусловлено тем, что при прочих равных условиях с увеличением f_0 площадь плазменной поверхности, ограничивающей ленгмюровский электронный слой, оказывается, как и в случае отбора электронов на зонд, больше. Это приводит к повышению крутизны зависимости $i_z(V_z)$ и, как следствие, увеличению степени возмущения плазмы $\eta(V_z)$.

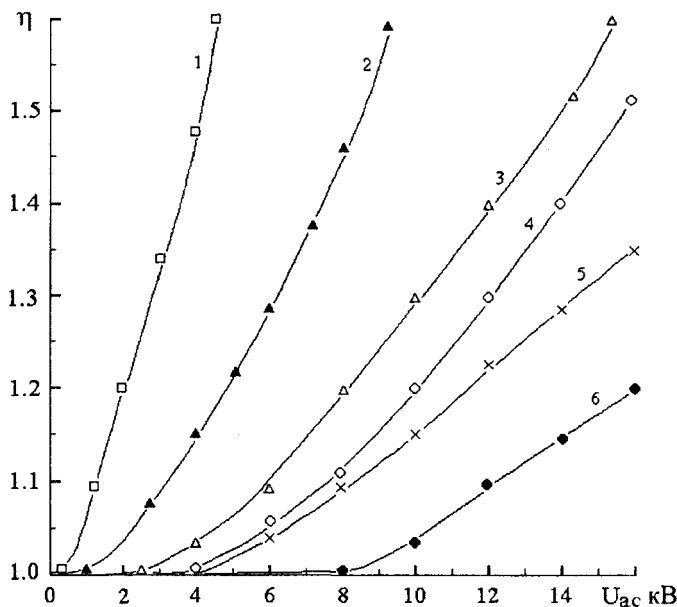


Рис. 7. 1, 3–5 – $i_d^0 = 0,1$ А; 2, 6 – $i_d^0 = 0,2$ А; 1–4, 6 – $p = 10^{-3}$ мм рт. ст.; 5 – $p = 5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.;
1 – $f_0 = 4,2 \cdot 10^{-3}$; 2, 3 – $f_0 = 3,15 \cdot 10^{-3}$; 4 – $f_0 = 2,1 \cdot 10^{-3}$

Заключение. Предложенная модель возмущения газоразрядной плазмы при локальном отборе электронов качественно удовлетворительно согласуется с экспериментальными результатами.

Модель позволяет оценить эффективность переключения α , степень возмущения разряда η и влияние на них потенциала зонда-коллектора электронов, его площади, давления газа в газоразрядной структуре, начальных параметров плазмы.

На основе зависимостей параметров α и η могут быть рассчитаны вольт-амперные характеристики зонда в плазме с учетом ее возмущения отбором электронов, которое при высоких значениях α оказывает значительное влияние на вольт-амперные характеристики зонда-коллектора электронов.

Выражаем благодарность авторам работы [1] и Ю.Е. Крейнделю за инициирование исследования, а также В.Т. Барченко за полезную дискуссию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жаринов А.В., Коваленко Ю.А. К теории электронных коллекторов в газовом разряде // ЖТФ. – 1986. – Т. 56. Вып. 4. – С. 681 – 686.
2. Крейнделю Ю.Е., Никулин С.П., Шубин О.Л. Влияние электронной эмиссии на структуру отражающего разряда с полым катодом // ЖТФ. – 1990. – Т. 60. Вып. 4. – С. 190 – 192.
3. Галанский В.Л., Груздев В.А., Илюшенко В.В. О механизме переключения разрядного тока в эмиссионный канал ПИЭЛ // ЖТФ. – 1993. – Т. 63. Вып. 4. – С. 58 – 67.
4. Источники заряженных частиц с плазменным эмиттером / В.А. Бурдовицин, В.Л. Галанский, В.А. Груздев и др. – Екатеринбург: Наука, 1993. – 149 с.
5. Physical processes in plasma electron emitters based on a hollow-cathode reflected discharge / V. L. Galansky, V. A. Gruzdev, I. V. Osipov and N. G. Rempe // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1994. – Vol. 27. – P. 953 – 961.
6. Никулин С.П. Влияние размеров анода на характеристики тлеющего разряда с полым катодом // ЖТФ. – 1997. – Т. 67. Вып. 5. – С. 43 – 47.
7. Plasma source of charged particles based on superdense pulse glow discharge / V.A. Gruzdev, V.G. Zalesski, D.A. Antonovich, Yu. P. Golubev // Proc. III Intern. Conf. on Plasma Physics and Plasma Technology, Minsk, 2000. – Vol. I. – P. 60 – 63.
8. Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. Основы физики плазмы. – М.: Атомиздат, 1977. – 384 с.
9. Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы / Под ред. А.А. Рухадзе. – М.: Высш. шк., 1988. – 424 с.