

## ЭМИССИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ ПЛАЗМЫ И ПРОХОЖДЕНИЕ ТОКА В ДИОДАХ С ПЛАЗМЕННЫМ КАТОДОМ

### 3. ТЕРМОЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМЫ

Отбор электронов в большинстве ПИЭЛ как газоразрядных (см. рис. 1, а – г), так и других типов (см. рис. 1, е) производится с границы плазмы в ускоряющий промежуток. Между плазмой и извлекающим электродом образуется слой отрицательного пространственного заряда, на котором падает ускоряющее напряжение. Проникновением ускоряющего поля в плазму при отборе электронов, когда  $T_e > T_i$ , обычно пренебрегают. Действительно, распределение концентрации ионов в тормозящем поле ускоряющего промежутка можно представить в виде

$$n_i = n_0 \exp(-eU / kT_i) \quad (7)$$

При распределении в промежутке электрического поля в соответствии с законом «степени 3/2»

$$U_z = U (z/d)^{4/3} \quad (8)$$

где  $d$  – протяженность слоя заряда. Из (7) и (8) следует, что уменьшение концентрации ионов в  $e$  раз происходит на расстоянии

$$z = d(kT_i/eU)^{3/4} \quad (9)$$

при  $T_i \approx 10^3$  К,  $U = 10^4$  В,  $d = 10^{-2}$  м,  $z = 2 \cdot 10^{-5}$  м.

Положение эмиттирующей плазменной поверхности и ее устойчивость зависят от ускоряющего напряжения, плотности плазмы и температуры ее компонентов. Эмиссия электронов из плазмы в ускоряющий промежуток через плазменную границу происходит в результате теплового движения электронов в плазме. Этим электронная эмиссия из плазмы в значительной степени подобна термоэлектронной эмиссии из твердых тел. В обоих случаях плотность эмиссионного тока

$$j = en_e \int_{\sqrt{2W/m}}^{\infty} v_z f(v_z) dv_z \quad (10)$$

где  $v_z$  – составляющая тепловой скорости электронов в направлении эмиссионного потока;  $f(v_z)$  – функция распределения электронов по скоростям  $v_z$  в эмиттере;  $W$  – потенциальная энергия электрона.

В термоэлектронной эмиссии из металла участвуют электроны, скорости которых подчиняются распределению Ферми

$$f(v_z) = \left( 4\pi m / h^3 kT \right) \ln \left\{ 1 + \exp \left[ m / 2kT (v_z^2 - v_f^2) \right] \right\} \quad (11)$$

где  $T$  – температура металла;  $v_f = \sqrt{2W_f / m}$ ;  $W_f = W_{f0} [1 - (\pi/12)(kT / W_{f0})^2]$  – энергия Ферми;  $W_{f0} = (h^2/2m)(3n_e/8\pi)^{2/3}$  – энергия Ферми при  $T=0$  К;  $n_e$  – концентрация электронов проводимости,  $n_e \approx 10^{23}$  м<sup>-3</sup>.

Подставляя (11) в (10) и интегрируя с учетом того, что потенциальная энергия электронов в металле определяется высотой поверхностного потенциального барьера  $W_a$ , получаем известную формулу Ричардсона – Дэшмана

$$j = A T^2 \exp(-\varphi/kT) \quad (12)$$

где  $\varphi = W_a - W_{f0}$  – эффективная работа выхода электрона из металла;  $A$  – постоянная, зависящая от материала катода. Например, для вольфрама  $A = 60$  А/(см·град)<sup>-2</sup>,  $\varphi = 4,52$  эВ, что при  $T = 2800$  К дает  $j = 3$  А/см<sup>2</sup>.

Таким образом, несмотря на высокую концентрацию свободных электронов, плотность тока термоэлектронной эмиссии металлов относительно мала, поскольку при всех достижимых температурах твердого металла выполняется соотношение  $(W_a - W_f)/kT \gg 1$ , так

что лишь незначительная часть электронного потока, поступающего к границе металл – вакуум, может преодолеть потенциальный барьер и выйти из металла.

Потенциальная энергия электронов в плазме определяется их кулоновским взаимодействием с ионами как

$$W = kT_e / 6V_D n_e, \quad (13)$$

где  $V_D$  – объем дебаевской сферы.

В отличие от термокатодов, в ПИЭЛ при используемых обычно плотности и температуре плазмы ( $n_e \leq 10^{22} \text{ м}^{-3}$ ,  $T_e \geq 10^4 \text{ К}$ ) потенциальная энергия электронов в плазме мала по сравнению с тепловой энергией, так что выполняется условие

$$V_D n_e \gg 1 \quad (14)$$

Из (14) следует, что в термодинамическом отношении плазма ПИЭЛ ведет себя как идеальный газ, и электроны плазмы подчиняются статистике Максвелла – Больцмана. Тогда для плазменных электронов функция распределения, входящая в (10), имеет вид

$$f(v_z) = [m / (2\pi k T_e)]^{1/2} \exp(-mv_z^2 / 2kT_e) \quad (15)$$

Поскольку для плазмы ПИЭЛ выполняется условие  $W \ll 2kT_e$ , где  $W_T = 2kT_e$  – средняя тепловая энергия электронов в потоке, то в эмиссионной формуле (10) можно положить, что нижний предел интегрирования  $\sqrt{2W/m} \rightarrow 0$ . Тогда, подставляя (15) в (10) и интегрируя, получаем известное соотношение

$$j = en_e [kT_e / 2\pi m]^{1/2} = 2,1 \cdot 10^{-16} n_e \sqrt{T_e} \quad \text{А/м}^2 \quad (16)$$

которое можно рассматривать как эмиссионную формулу для плазменных катодов. Концентрация свободных электронов в плазме значительно меньше, чем в металле. Однако из-за отсутствия потенциального барьера на границе плазмы и более-высокой температуры электронов по сравнению с допустимой температурой термокатодов эмиссионные свойства плазмы значительно выше, чем у термокатодов. Например, при  $n_e = 10^{21} \text{ м}^{-3}$  и  $T_e = 5 \cdot 10^4 \text{ К}$  плазма способна эмиттировать ток с плотностью  $j = 5 \cdot 10^3 \text{ А/см}^2$ , в то время как термокатоды обеспечивают обычно  $j \leq 10 \text{ А/см}^2$  и лишь в отдельных случаях (оксидный катод, импульсный режим)  $j \approx 2 \cdot 10^2 \text{ А/см}^2$ .

Современные способы получения плотной плазмы, например взрыв катодных микровыступов в сильном электрическом поле, обеспечивают плазменные эмиттеры с плотностью тока до  $10^8 \text{ А/см}^2$ .

#### 4. ВТОРИЧНО-ЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМЫ

Одной из особенностей ПИЭЛ является практически неустранимое присутствие газа низкого давления в ускоряющем промежутке. Ионы, образовавшиеся при движении электронного пучка, частично компенсируют его пространственный заряд, что приводит к увеличению первеанса ускоряющего промежутка. Кроме того, они, поступая из ускоряющего промежутка в плазму, повышают эмиссионную способность последней. При этом рост эмиссионного тока в результате ионно-электронной эмиссии электродов незначителен, поскольку коэффициент ионно-электронной эмиссии металлов при энергии ионов  $10^3 - 10^4 \text{ эВ}$  имеет значение порядка единицы. Более существенно то, что поступающие в плазму ионы вызывают локальное повышение плотности положительного заряда, что при сохранении квазинейтральности плазмы приводит к соответствующему повышению концентрации электронов, а следовательно, и к локальному увеличению эмиссионной способности плазмы. Локальное повышение плотности плазмы при поступлении в нее ионного потока – результат контрагирования разряда, которое при постоянном разрядном токе происходит за счет уменьшения плотности тока в областях, удаленных от эмиссионного канала.

Повышение плотности эмиттируемого плазмой электронного тока под действием

ионной бомбардировки внешне выглядит как ионно-электронная эмиссия. Для количественной характеристики этого эффекта можно по аналогии с твердыми эмиттерами ввести коэффициент ионно-электронной эмиссии плазмы  $\gamma_p$ , который выражается количеством электронов, дополнительно эмиттируемых плазменной поверхностью при поступлении через нее в плазму одного иона

$$\gamma_p = \Delta j_e / j_i, \quad (17)$$

где  $\Delta j_e$  – прирост плотности электронного эмиссионного тока при поступлении в плазму ионного потока с плотностью  $j_i$ .

Выражая  $\Delta j_e$  через параметры плазмы из (16) и полагая, что  $n_e \approx n_i$ , (17) можно представить в виде

$$\gamma_p = e \Delta n_i \bar{v}_e / 4 j_i, \quad (18)$$

где  $\Delta n_i = \Delta n_e$  – прирост концентрации заряженных частиц в плазме у поверхности токоотбора;  $\bar{v}_e = \sqrt{8kT_e / \pi m}$  – тепловая скорость электронов в плазме. В общем случае  $\Delta n_i$  зависит от параметров ионного потока, упругих и неупругих взаимодействий ионов с плазмой, а также от электромагнитного поля в плазме.

1. Значение  $\gamma_p$  минимально, если пренебрегать столкновениями ионов с частицами плазмы, т. е. при  $Q_{i0}L \ll 1$ , где  $Q_{i0}$  – полное сечение взаимодействия иона с плазмой;  $p$  – давление газа в плазме;  $L$  – характерный размер плазмы в направлении ионного потока.

В этих условиях добавочную концентрацию ионов  $\Delta n_i$  можно выразить соотношением

$$\Delta n_i = j_i / e \bar{v}_i, \quad (19)$$

где  $\bar{v}_i$  – средняя скорость ионов, поступающих из ускоряющего промежутка в плазму. Скорость эта зависит от распределения электрического поля и плотности газа в ускоряющем промежутке. Подставляя (19) в (18), получаем выражение для минимального коэффициента ионно-электронной эмиссии

$$\gamma_{p_{мин}} = \bar{v}_e / 4 \bar{v}_i \quad (20)$$

Для ПИЭЛ, работающего на аргоне с ускоряющим напряжением  $U \approx 10^4$  В при  $T_e = 6 - 10^4$  К, расчетное значение  $\gamma_{p_{мин}}$  составляет  $\approx 0,5$ . Учитывая, что  $j_i \approx (10^{-4} - 10^{-3}) j_e$ , при низких давлениях в плазменной камере влиянием ионизации в ускоряющем промежутке на ток пучка можно пренебречь.

2. Значение  $\gamma_p$  максимально при отсутствии полей в плазме при  $Q_{i0}L \gg 1$ . Значительная часть ионов перезарядается вблизи границы токоотбора и за счет диффузии уходит из этой области. Баланс перезарядившихся ионов для элементарного слоя плазмы на расстоянии  $z$  от ее границы можно представить в виде

$$(j_i / e) Q_{u0} p \exp(-Q_{u0} p z) = D_i \left[ d^2 n_i(z) / dz^2 \right] \quad (21)$$

где  $Q_{u0}$  – сечение перезарядки;  $D_i = \bar{v}_i T / 3 Q_{0i}$ ,  $Q_{0i}$  – сечение передачи импульса иона;  $\bar{v}_i T = \sqrt{8kT_i / \pi M}$  – средняя скорость перезарядившихся ионов. Дважды интегрируя (21) при условии, что  $D_i(dn_i/dz) = 0$  при  $z=0$ ,  $n_i = n_{i0}$  при  $j_i = 0$ , получаем

$$n_i(z) = n_{i0} + (j_i / e D_i Q_{u0} p) \exp(-Q_{u0} p z) + (j_i / e D_i) z \quad (22)$$

Полагая, что  $n_i(z) = n_e(z)$ ,  $n_{i0} = n_{e0}$ , прирост концентрации электронов на границе плазмы ( $z = 0$ ), вызванный поступлением в плазму ионов, можно выразить следующим соотношением:

$$\Delta n_e = j_i / e D_i Q_{u0} p \quad (23)$$

После подстановки  $\Delta n_e = \Delta n_i$  из (23) в (18) для максимального коэффициента ионно-электронной эмиссии плазмы имеем

$$\gamma_{p_{\max}} = (3Q_{0i} / 4Q_{0u}) \sqrt{T_e M / T_i m} \quad (24)$$

При оценке  $\gamma_{p_{\max}}$  не учитывалось приращение плотности плазмы за счет быстрых ионов, поскольку обычно  $\gamma_{p_{\max}} \gg \gamma_{p_{\min}}$ . Если использовать в качестве рабочего газа аргон, то, как следует из (24),  $\gamma_{p_{\max}} \approx 4,5 \cdot 10^3$ , что на три порядка больше коэффициента ионно-электронной эмиссии твердых катодов. Во всех реальных случаях  $\gamma_p$  находится в области

$$(\bar{v}_e / 4\bar{v}_i) < \gamma_p < (3Q_{0i} / 4Q_{0u}) \sqrt{T_e M / T_i m} \quad (25)$$

3. При поступлении ионов в плазму положительного столба разряда с накалимым катодом можно определить  $\gamma_p$  полагая, что основным процессом взаимодействия поступающих из ускоряющего промежутка ионов с плазмой является перезарядка. Тогда прирост концентрации электронов, вызванный этими ионами, можно выразить соотношением

$$\Delta n_e = j_i (Q_{u0} \tau + 1 / \bar{v}_i), \quad (26)$$

где  $\tau = (MR / 2kT_e S_0)^{1/2}$  – среднее время жизни иона в положительном столбе радиусом  $R$ ;  $S_0 = 0,7722$ . Подставляя  $\Delta n_e = \Delta n_i$  из (26) в (18), получаем

$$\gamma_p = (kT_e / 2\pi m)^{1/2} [Q_{u0} p (MR / 2kT_e S_0) + 1 / v_i]. \quad (27)$$

## 5. ПРОХОЖДЕНИЕ ТОКА В ДИОДЕ С ПЛАЗМЕННЫМ КАТОДОМ И ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДИОДА НА ПОЛОЖЕНИЕ ЭМИТТИРУЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

**Вакуумный диод.** Поскольку напряженность электрического поля у стационарной эмигрирующей плазменной поверхности равна нулю, а в слое пространственного заряда в вакууме присутствуют только электроны, связь между протяженностью слоя  $d$ , извлеченным из плазмы электронным током  $I$  и извлекающим напряжением  $U$  определяется законом «степени 3/2»

$$I = (4\varepsilon_0 / 9) \sqrt{2e / m} (U^{3/2} / d^2) S f(r), \quad (28)$$

где  $S$  – площадь плазменного катода;  $f(r) \geq 1$  – коэффициент, зависящий от геометрии диода.

Из эмиссионной (16) и вольт-амперной (28) характеристик диода следует, что

$$d = [4\varepsilon_0 f(r) / 3n_e]^{1/2} (\pi / ekT_e)^{1/4} U^{3/4}. \quad (29)$$

Несмотря на применение к стационарному отбору электронов из плазмы закона «степени 3/2», ток, протекающий в извлекающем промежутке, является током насыщения, так как наличие экстремума потенциала, ограничивающего ток, противоречит условию стационарности границы плазмы. Изменение извлекающего напряжения или плотности плазмы согласно (29) вызывает перемещение эмиттирующей плазменной поверхности, при котором на этой поверхности восстановится нулевая напряженность поля

Плазменная граница токоотбора в зависимости от  $n_e$ ,  $T_e$ ,  $U$  может находиться в промежутке между эмиттерным электродом, имеющим эмиссионный канал, и извлекающим электродом в эмиссионном канале или в плазменной камере. Некоторые возможные ситуации показаны на рис. 2.

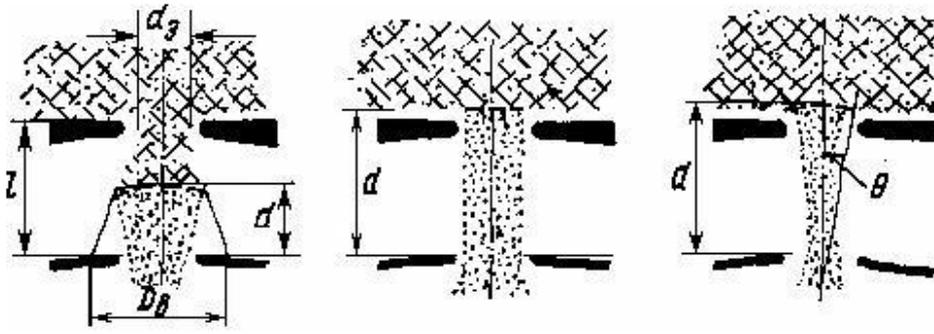


Рис. 2. Варианты отбора электронов из плазмы

### Газовый диод.

Ионизация газа в диоде изменяет распределение электрического поля в нем и, следовательно, его первеанс. Влияние типа эмиттера на распределение поля проявляется лишь через начальные скорости электронов, которыми при  $U \gg (kT_e/e)$  обычно пренебрегают. При  $U \gg (kT_e/e)$  и одинаковой длине промежутков первеансы диодов с термокатодом и плазменным эмиттером практически совпадают, что позволяет перенести результаты исследования токопрохождения в газовых диодах с термокатодом на диоды с плазменным эмиттером.

При ионизации газа в диодах с термокатодом протекает ток, существенно превышающий ток, рассчитанный по соотношению (28) для вакуумного диода. Это— следствие повышения первеанса диодов благодаря частичной компенсации объемного заряда электронов положительными ионами, образовавшимися в межэлектродном промежутке.

Зависимость тока плоского диода от напряжения, давления газа и длины промежутка можно получить в результате решения уравнения Пуассона с учетом пространственного заряда электронов и ионов

$$\left( d^2 U_z / dz^2 \right) = (j_e / \varepsilon_0) (M / 2e)^{1/2} \times \left\{ U_z^{-1/2} - (M / m)^{1/2} \int_{\max(z_i, z)}^d [p Q_{e0}(U_{z1} U_i) / \sqrt{U_z - U_{z1}}] dz \right\} \quad (30)$$

где  $U_z$  — потенциал элементарного слоя  $dz$  на расстоянии  $z$  от катода;  $p$  — давление газа в диоде;  $Q_{e0}(U_{z1} U_i)$  — сечение ионизации газа электронами;  $U_z(z_i) = U_i$ .

Уравнение (30) решено аналитически и численно лишь для наиболее простых случаев. Показано, что при низких давлениях ( $Q_0 p d \ll 1$ ) электронный ток диода при наличии ионов связан с напряжением соотношением  $I = P U^{3/2}$ . Отношение,  $P/P_0$ , где  $P_0$  — первеанс вакуумного диода, зависит от особенности источника ионов в диоде. Увеличение ионного тока вызывает стягивание поля к катоду и приводит к росту параметра  $\gamma_0 = (dj_e/dj_i)$ . Этот параметр выражается количеством электронов, которое дополнительно может пропустить диод при появлении в нем одного иона. Рост  $\gamma_0$  объясняется увеличением среднего времени жизни иона в промежутке и уменьшением времени пролета электронов в результате искажения ионами распределения поля по сравнению с распределением  $U = U_a(x/d)^{4/3}$  в вакуумном диоде.

При росте интенсивности источника ионов, например за счет повышения давления газа, ток протекает устойчиво до тех пор, пока в диоде не нарушится монотонное распределение потенциала. Предельный режим, которому соответствует максимальное значение первеанса  $P_{\max}$ , возникает при снижении напряженности поля до нуля в некоторой области межэлектродного промежутка за исключением катода [ $(dU/dz) = 0, z \neq 0$ ]. Положение этой области зависит от источника ионов. Результаты анализа предельного токопрохождения в плоских диодах при нулевой напряженности поля на катоде и в сферическом диоде приведены в табл. 2.

Как следует из данных, приведенных в табл. 2, предельное значение первеанса меняется

в значительных пределах, которые можно расширить при определенных условиях образования ионов, например, изменяя распределение плотности газа в диоде.

Влияние ионизации на положение эмиттирующей плазменной поверхности. В диоде с фиксированным межэлектродным расстоянием и неограниченной эмиссионной способностью катода

Таблица 2.

Условия образования ионов	Граничные условия	$P_{\text{макс}}/P_0$	Литература
$j_i = \text{const}$	$\gamma = (dj_e / dj_i) = 0,378\sqrt{M/m}$ при $j_i=0$ ; $\gamma = 3,455\sqrt{M/m}; (dU/dz) = 0$ $z=d$ при $(j_e/j_i) \sqrt{M/m} = 1$	1,86	[13]
$Q_{e0} = \text{const}$	$(dU/dz) = 0, z=d$	5,55	[14]
$Q_{e0} = \alpha(U-U_i)$ $U_a = 1,09 U_i$ $U_a = 3,19 U_i$	$(dU/dz) = 0, z=d$	2,03 2,96	[15]
$Q_{e0} = (Q_0 U_i / U_e) \cdot [1 - U_i / U_e]$	$(dU/dz) = 0, z \neq d$	3	[16]
$n(z) = N\delta(z-z_B)$ $Q_e = Q_e(U, U_i)$	$(dj_e / dN) \rightarrow \infty$ $(dU/dz) = 0, z = z_B$ $N = \int_0^d U(z) dz$	4,6 $z_B = 0,4d$	[17]
$I_i = \text{const}$	$(r_k/r_a) = 1,05$ $(dU/dr) = 0$ $(r_k/r_a) = 10$ $(r_k/r_a) = 500, r = r_a$	1,86 5,99 360,8	[18]

появление ионов вызывает увеличение электронного тока, при котором у катода восстанавливается напряженность поля, равная нулю. В диоде с плазменным эмиттером, обладающим постоянной эмиссионной способностью, возникновение ионов должно привести к дополнительному разделению зарядов в плазме и расширению Слой пространственного заряда, при котором напряженность поля на границе плазма – слой принимает значение, равное нулю.

С повышением давления эмиттирующая граница плазмы удаляется. В качестве ПИЭЛ использовали дуоплазматрон с накаливаемым катодом. Электроны извлекались из плазмы, проникающей из разряда в экспандер. Фокусировка пучка оценивалась током утечки на извлекающий электрод. Фокусировка улучшалась при увеличении не только напряжения, но и давления аргона в пространстве дрейфа пучка. Последний эффект объясняется увеличением вогнутости эмиттирующей поверхности плазмы при ее удалении вглубь экспандера под действием ионного потока, образующегося в результате ионизации газа электронным пучком.

При больших значениях коэффициента  $\gamma_p$  возможна ситуация, при которой влияние «вторичных» электронов на поле у поверхности плазмы превышает влияние ионов. Рассмотрение влияния ионизации на положение эмиттирующей плазменной поверхности показывает, что при постоянном напряжении направление и величина перемещения этой поверхности при повышении давления газа в промежутке зависят от параметра  $\Gamma = (\gamma_p/\gamma_0)$ . При  $\Gamma < 1$  происходит расширение промежутка, а при  $\Gamma > 1$  промежуток сокращается. Расчетные оценки величины  $\Gamma$  показывают, что в условиях, характерных для ПИЭЛ, при повышении давления возможны обе ситуации.

Экспериментальную проверку этого вывода провели на ПИЭЛ, основанном на извлечении электронов из прианодной плазмы отражательного разряда с полым катодом. Влияние давления на положение эмиттирующей плазменной поверхности оценивается ускоряющим напряжением и эмиссионным током, при которых плазменная поверхность занимает одно и то же фиксированное положение. При этом изменение напряжения, необходимое для возвращения границы плазмы в прежнее положение, позволяет определить направление ее перемещения при изменении давления. Момент прохождения границей плазмы фиксированного положения находится по характеристикам изолированной диафрагмы, помещенной в эмиссионный канал ПИЭЛ. Схема электродной системы, с помощью которой реализуется эта методика, приведена на рис. 3. Диагностическая изолированная диафрагма 4 является элементом эмиссионного канала и расположена между двумя магнитными экранами 1 и 5. Экран 2 препятствует напылению проводящих покрытий на изоляторы 3. Ускоряющее напряжение прикладывается между электрически соединенными электродами 1, 2, 5 и извлекающим электродом 6. Увеличение напряжения вызывает удаление эмиттирующей плазменной поверхности. Пока диафрагма находится в плазме, она имеет отрицательный потенциал. Скачок потенциала от отрицательного к положительному при напряжении  $U_1$ , очевидно, происходит в результате прекращения контакта диафрагмы с плазмой. При этом поток электронов из плазмы на диафрагму недостаточен для компенсации заряда ионов, поступающих на нее из ускоряющего промежутка. При слабой электростатической экранировке диафрагмы электродом 2 на вольт-амперной характеристике ПИЭЛ появляется скачок тока при напряжении, соответствующем скачку потенциала диафрагмы. Это позволяет фиксировать условия, при которых прекращается контакт диафрагмы с плазмой по вольт-амперным характеристикам ПИЭЛ. При ускоряющих напряжениях, меньших  $U_1$ , изолированная диафрагма практически не влияет на токоотбор.

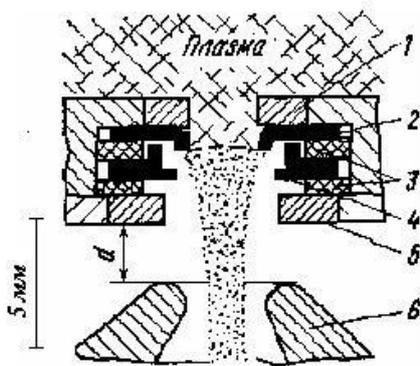


Рис. 3. Схема диагностической системы: 1, 5 – магнитный экран; 2 – экран; 3 – изолятор; 4 – диагностическая диафрагма; 6 – извлекающий электрод

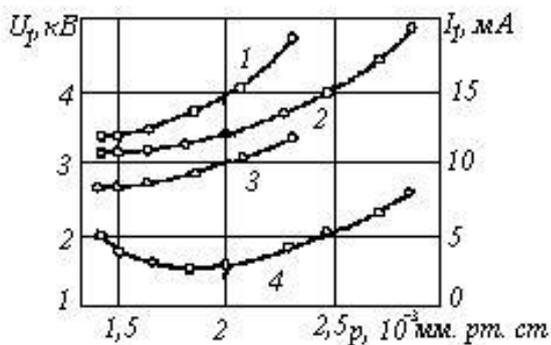


Рис. 4. Зависимость электронного тока (1 и 2) и ускоряющего напряжения (3 и 4) от давления при фиксированном положении эмиттирующей поверхности при  $I_p = 100$  мА,  $B = 8 \cdot 10^{-2}$  Тл:  
1 и 3 –  $d = 4,5$  мм; 2 и 4 –  $d = 3,5$  мм

На рис. 4 приведены зависимости эмиттируемого плазмой электронного тока  $I_1$ , и ускоряющего напряжения  $U_1$  от давления в плазме при постоянном токе разряда. Поскольку газ напускается в разрядную камеру ПИЭЛ и откачивается через эмиссионный канал, давление в плазме однозначно связано с давлением в ускоряющем промежутке. Зондовые измерения показывают, что в отсутствие извлечения электронов ( $U=0$ ) плотность тока в эмиссионном отверстии не изменяется с повышением давления при постоянном токе

разряда, так что наблюдаемые зависимости электронного тока от давления обусловлены ионно-электронной эмиссией плазмы. Напряжение  $U_1$  меняется как при изменении первеанса промежутка между плазмой и ускоряющим электродом, так и при изменении эмиссионной способности плазмы. Для возвращения границы плазмы в прежнее положение при повышении давления до  $1,85 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст. необходимо уменьшить напряжение, что свидетельствует о расширении этого промежутка с ростом давления в нем. В таких условиях увеличение пропускной способности промежутка благодаря частичной компенсации отрицательного заряда ионами превышает увеличение эмиссионной способности плазмы, т. е.  $\Gamma < 1$ . В стационарных условиях равенство  $I = I_e$ , где  $I = PU^{3/2}$ , а  $I_e = en_e \bar{v}_e / 4$ , выполняется при расширении слоя, в результате чего происходит уменьшение первеанса.

С повышением давления газа растет сечение взаимодействия входящих в плазму быстрых ионов с нейтралами, что приводит к увеличению плотности ионного заряда в плазме и, как следствие, к увеличению коэффициента ионно-электронной эмиссии плазмы  $\gamma_p$  и параметра  $\Gamma$ . При  $p \approx 1,85 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.  $\Gamma = 1$ . Дальнейший рост давления приводит к необходимости увеличения ускоряющего напряжения, для того чтобы плазменная граница возвратилась в прежнее положение. Это свидетельствует о сокращении промежутка с плазменным катодом при повышении давления ( $\Gamma > 1$ ). Таким образом, эмигрирующая плазменная поверхность с увеличением давления может перемещаться в двух направлениях в зависимости от условий формирования плазмы и прохождения тока в диоде с плазменным катодом при постоянном напряжении.