

УДК 537.525:621.387

## ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОМ ВЫСОКОВОЛЬТНОМ РАЗРЯДЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

*В. С. Болдасов, А. И. Кузьмичев*

Анализируется роль различных физических процессов в несамостоятельном высоковольтном разряде низкого давления, возникающего при эмиссии электронов в плоский межэлектродный промежуток. Анализ проведен методом математического моделирования с использованием кинетического приближения. Показано, что значительная часть ионов образуется в результате ионизации газа электронами, отраженными от анода, и быстрыми нейтралами, отраженными от катода. Роль отраженных электронов велика во всем диапазоне параметров разряда, а роль отраженных нейтралов возрастает при увеличении давления газа и напряжения на промежутке. Сделаны рекомендации по выбору модели разряда.

Во многих коммутирующих приборах и источниках заряженных частиц используется несамостоятельный высоковольтный разряд (НВР) низкого давления, поддерживаемый эмиссией электронов из катода [1]. Для проектирования устройств с НВР необходимы математические модели, учитывающие широкий круг физических процессов, однако в опубликованных работах, обзор которых приведен в [1], как правило, используют упрощенные модели без учета ионизации газа тяжелыми частицами и перезарядки ионов. Данные процессы учитывались только в [1-3]. Не принималось во внимание отражение быстрых частиц от электродов, хотя известно о важности этих процессов для самостоятельного высоковольтного [4, 5] и низковольтного [6] разрядов. Цель настоящей работы — создание математической модели НВР с более полным учетом столкновений частиц в газе и с поверхностью электродов, уточнение механизма разряда, количественная оценка роли важнейших физических процессов в НВР.

*Математическая модель разряда.* В основу модели положена система уравнений [1] для функций распределения электронов  $f_e$ , ионов  $f_i$ , быстрых молекулярных нейтралов перезарядки  $f_{0,2}$ , потенциала  $\phi$  и напряженности  $E$  электрического поля в промежутке, дополненная интегралом столкновений, учитывающим ионизацию газа атомарными частицами, отраженными от катода, и их обдирку  $q_{0,1}$ ; отражение электронов от анода учтено при записи граничных условий для  $f_e$ . Для молекулярного газа и плоского промежутка со сплошными электродами в стационарном режиме получим следующую самосогласованную задачу:

$$v_x \frac{\partial f_e(x, v)}{\partial x} - \frac{e}{m} E \frac{\partial f_e(x, v)}{\partial v_x} = 2nv\delta(v^2) (q_e + q_i + q_{0,2} + q_{0,1}),$$

$$v_x \frac{\partial f_i(x, v_x)}{\partial x} + \frac{e}{M} E \frac{\partial f_i(x, v_x)}{\partial v_x} = 2nv_x\delta(v_x^2) (q_e + q_i + q_{0,2} + q_{0,1}) -$$

$$- nf_i(x, v_x) \sigma_{\Pi}(v_x) v_x + 2nv_x\delta(v_x^2) \int f_i(x, v'_x) \sigma_{\Pi}(v'_x) v'_x dv'_x,$$

$$q_e = \int f_e(x, v') \sigma_e(v') v' dv', \quad q_{\alpha} = \int f_{\alpha}(x, v'_x) \sigma_{\alpha}(v'_x) v'_x dv'_x, \quad \alpha = i; 0, 2, 1,$$

$$q_{0,1} = \int \int [\Psi_i(v'_x, v') f_i(0, v'_x) + \Psi_0(v'_x, v') f_{0,2}(0, v'_x)] \sigma_{0,1}(v') v' dv'_x dv',$$

$$f_e(0, v) = -\frac{2j_e(0)\delta(v^2)}{e}, \quad v f_e(d, v) \Big|_{v_x < 0} - \int_{v'_x > 0} v' f_e(d, v') \chi(v, v') dv',$$

$$|j_e(0)| = j_{e, \kappa} = \text{const}, \quad f_i(0, v_x) \Big|_{v_x > 0} = 0, \quad f_i(d, v_x) = 0; \quad n = \text{const},$$

$$f_{0,2}(x, v_x) = n \int_x^d f_i(x', v_x) \sigma_{\Pi}(v_x) dx', \quad f_{0,2}(0, v_x) \Big|_{v_x > 0} = 0,$$

$$j_{ik} = \left| e \int f_i(0, v'_x) v'_x dv'_x \right|, \quad \Gamma_{0k} = \left| \int f_{0,2}(0, v'_x) v'_x dv'_x \right|,$$

$$E(x) = -\frac{d\varphi}{dx}, \quad \frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{\rho_e + \rho_i}{\epsilon_0},$$

$$\rho_e = -e \int f_e(x, v') dv', \quad \rho_i = e \int f_i(x, v'_x) dv'_x, \quad \varphi(0) = 0, \quad \varphi(d) = \Phi_0,$$

$$Q = \int_0^d [\rho_e(x') + \rho_i(x')] dx', \quad Q_i = \int_0^d \rho_i(x') dx',$$

$$W_i = \left| \frac{M}{2} \int f_i(0, v'_x) (v'_x)^3 dv'_x \right|, \quad W_0 = \left| \frac{M}{2} \int f_{0,2}(0, v'_x) (v'_x)^3 dv'_x \right|,$$

где  $x$  — ось координат, направленная от катода к аноду;  $v_x$  — проекция скорости  $v$  на ось  $x$ ;  $m$  и  $e$  — масса и заряд электрона;  $M$  — масса молекулярных ионов;  $n$  — концентрация газовых частиц;  $\delta$  — дельта-функция Дирака;  $\sigma_e$ ,  $\sigma_i$ ,  $\sigma_{0,2}$  и  $\sigma_{0,1}$  — сечения ионизации газа электроном, молекулярным ионом, молекулярным и атомарным нейтралами, причем  $\sigma_{0,1}$  и  $\sigma_{0,2}$  являются суммой сечений ионизации газа нейтралом и его обдирки;  $\sigma_{\Pi}$  — сечение перезарядки, учитывающее молекулярную перезарядку типа  $AA^+ + AA^0 \rightarrow AA^0 + AA^+$  и диссоциативную типа  $AA^+ + AA^0 \rightarrow 2A^0 + AA^*$  путем сложения сечений обоих типов перезарядки, при этом два быстрых нейтрала считались эквивалентными одному молекулярному с той же скоростью;  $\Psi_{i(0)}$  — функция преобразования спектра скоростей молекулярных ионов (нейтралов) в спектр атомарных нейтралов при отражении от катода;  $\chi$  — функция преобразования спектра скоростей электронов при отражении от анода;  $j_{e\kappa}$ ,  $j_{i\kappa}$  и  $\Gamma_{0\kappa}$  — плотности тока электронов, ионов и потока нейтралов на катоде;  $\rho_{e(i)}$  — плотность пространственного заряда электронов (ионов);  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная;  $Q_{(i)}$  — суммарный пространственный заряд частиц (ионов) в промежутке, приходящийся на единицу площади поверхности электродов;  $W_{i(0)}$  — удельная мощность потока ионов (нейтралов) на катоде. Использовались аппроксимации [7] для экспериментальных зависимостей сечений от скорости частиц. Учитывались зависимости величин потоков и спектров скоростей отраженных частиц от угла их вылета и энергии частиц, бомбардирующих электроды. Система уравнений решалась численно. Рабочий газ — водород (ионы —  $H_2^+$ , нейтралы —  $H_2^0$  и  $H_1^0$ ), материал электродов — медь.

Для исследования была создана система из семи моделей (табл. 1), полученных отбрасыванием или преобразованием интегралов столкновений в кинетических уравнениях. Наиболее полной является седьмая модель, для нее система уравнений приведена выше. Первая модель из всех процессов ионизации включает только ионизацию катодными электронами. Во всех моделях учтена перезарядка. На рис. 1 и 2 и в табл. 1 приведены характерные результаты расчетов для  $j_{e\kappa} = 10^{-4}$  А/см<sup>2</sup>,  $\Phi_0 = 13$  кВ и различных значений давления  $p$  и длины промежутка  $d$ .

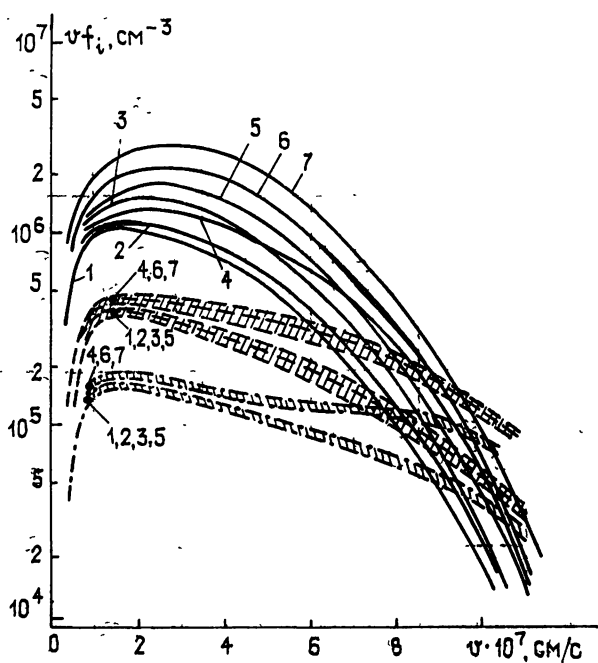
В НВР при малых токах соблюдается подобие по параметру  $pd$ , величины  $pd$  не превышали  $pd_{\text{пр}}$ , соответствовавших левой ветви кривой Пашена. Экспериментальные значения  $pd_{\text{пр}}$  [8] с точностью до 10% соответствуют рассчитанным по модели 7. Очевидно, что с указанной точностью эта модель описывает и НВР.

Таблица 1

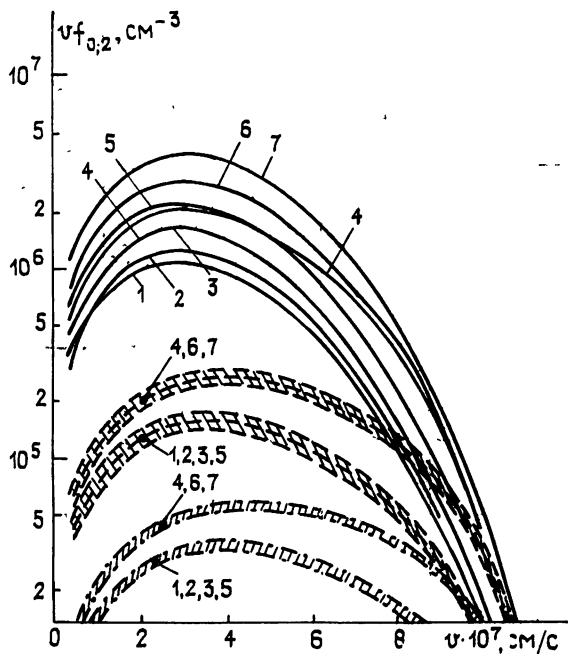
Параметр	d, см	Номер модели						
		1	2	3	4	5	6	7
$j_{ик} \cdot 10^6$ , А/см <sup>2</sup>	0,32 0,64 1,60	1,654 3,308 8,204	1,678 3,406 8,836	1,744 3,761 11,83	2,183 4,445 11,73	1,777 3,942 14,53	2,316 5,173 17,98	2,372 5,492 23,34
$e\Gamma_{ок} \cdot 10^6$ , А/см <sup>2</sup>	0,32 0,64 1,60	0,351 1,402 8,764	0,359 1,470 9,870	0,372 1,600 12,58	0,621 2,553 17,30	0,384 1,730 16,81	0,650 2,836 23,48	0,671 3,066 31,90
$(W_i + W_o) \cdot 10^2$ , Вт/см <sup>2</sup>	0,32 0,64 1,60	0,575 1,149 2,874	0,588 1,204 3,236	0,610 1,310 4,125	1,018 2,092 5,674	0,630 1,417 5,513	1,065 2,324 7,700	1,100 2,513 10,46
$Q_i \cdot 10^{15}$ , Кл/см <sup>2</sup>	0,32 0,64 1,60	4,636 20,18 152,6	4,732 21,04 170,4	4,918 23,07 220,6	7,430 33,64 282,3	5,058 24,72 289,8	7,822 38,00 394,7	8,058 40,91 532,2
$Q_i \cdot 10^{15}$ , Кл/см <sup>2</sup>	0,32 0,64 1,60	-4,819 1,266 105,3	-4,868 1,599 119,6	-4,672 3,602 169,3	-3,974 10,45 221,3	-4,533 5,230 237,7	-3,589 14,74 332,1	-3,356 17,60 468,0
Характеристика моделей		$q_1 = q_{0,2} = q_{0,4} = 0$ , $\chi = 0$	$q_{0,1} = 0$ , $\chi = 0$	$q_i = q_{0,2} = q_{0,4} = 0$ , $\chi = 0$		$\chi = 0$	$q_{0,1} = 0$ , $\chi = 0$	

Примечание:  $p = 0,14$  Тор.

Функции распределения потоков  $H_2^+$  и  $H_2^0$  на катоде. Функции распределения потоков  $\nu f$  ионов и нейтралов формируются главным образом в результате процессов перезарядки ионов и ионизации газа катодными электронами. Другие ионизационные процессы приводят только



а)



б)

Рис. 1. Функции распределения потоков ионов (а) и нейтралов (б) на катоде:  $p=0,14$  Тор;  $d$ , см; 0,32 — штрихпунктир; 0,64 — штриховая линия; 1,6 — сплошная линия. Числа на поле рисунка показывают номер модели НВР.

к некоторому увеличению абсолютных значений функций из-за возрастания числа ионов, а также ширины спектра скоростей  $\Delta v$  на уровне 0,5, наиболее вероятных  $v_v$  и средних по потоку  $v_c$  скоростей из-за перераспределения в промежутке интенсивности генерации ионов — возрастания числа высокоэнергетичных ионов, образованных около анода (рис. 1). При  $pd \leq 0,5 pd_{пр}$  функции  $v f_i$  и  $v f_{0,2}$  укладываются в две узкие зоны (в нижней зоне отражение электронов не учитывается), которые сужаются при уменьшении  $pd$  (рис. 1).

Функции  $v f$ , а также  $\Delta v$ ,  $v_v$  и  $v_c$  слабо зависят и от  $pd$ , например, при увеличении  $pd$  в пять раз от уровня  $4,5 \cdot 10^{-2}$  Тор·см ( $\Phi_0 = 13$  кВ) ширина спектра скоростей для ионов уменьшается менее чем в два раза, хотя абсолютные значения функций, естественно, возрастают при повышении  $pd$  из-за увеличения числа быстрых частиц (рис. 1). Такая зависимость функций и ее параметров от выбора модели и  $pd$  объясняется противоположным характером влияния перезарядки и ионизации всеми частицами, кроме катодных электронов: из-за перезарядки  $\Delta v$ ,  $v_v$  и  $v_c$  уменьшаются, а вследствие ионизации — увеличиваются. При этом влияние перезарядки сильнее. Так, средняя длина свободного пробега ионов для перезарядки  $\lambda_{п}$  равна средней длине свободного пробега для ионизации  $\lambda_i$  при энергии ионов  $\sim 40$  кэВ, поэтому при  $\Phi_0 \leq 100$  кВ, когда средняя энергия ионов  $\sim 0,1 e\Phi_0$ , вероятность перезарядки всегда выше вероятности ионизации ионом. Аналогично, средняя длина свободного пробега электронов для ионизации  $\lambda_e > \lambda_{п}$ . На рис. 2 приведены соотношения между  $\lambda_i$ ,  $\lambda_{п}$  и  $\lambda_e$  при энергии частиц  $e\Phi_0$ .

Во всем диапазоне  $pd$  и  $\Phi_0$  вид функций  $f_{0,2}$ ,  $v f_{0,2}$ , а также  $\Delta v$ ,  $v_v$  и  $v_c$  гораздо менее чувствителен к выбору моделей для нейтралов, чем для ионов, так как  $f_{0,2}$  формируется только за счет перезарядки, которая учитывается во всех моделях и сечение которой слабо зависит от скорости ионов.

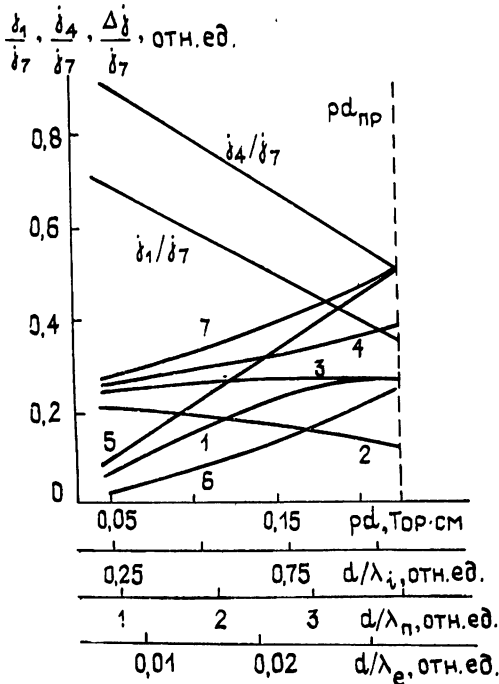


Рис. 2. Зависимость  $j_i$  от  $pd$  в разных моделях НВР:

$$1 - \frac{j_6 - j_4}{j_7}, \quad 2 - \frac{j_4 - j_2}{j_7}, \quad 3 - \frac{j_6 - j_3}{j_7}, \quad 4 - \frac{j_7 - j_5}{j_7}, \quad 5 - \frac{j_7 - j_4}{j_7}, \quad 6 - \frac{j_7 - j_6}{j_7}, \quad 7 - \frac{j_7 - j_3}{j_7}.$$

При изменении  $\Phi_0$  от 1 до 100 кВ для частиц, бомбардирующих

катод,  $\Delta v$ ,  $v_B$  и  $v_C$  составляют примерно постоянную долю от  $v_M = \sqrt{2(e/M)\Phi_0}$  ( $v_C \approx 0,3 v_M$  для ионов и нейтралов). Поэтому функции распределения потоков частиц по относительным скоростям  $v/v_M$ , нормированные на плотность потоков тех же частиц для разных моделей, различных  $pd$  и  $\Phi_0$  близки друг к другу с точностью около 20%.

Представление о роли отдельных процессов дает анализ интегральных параметров  $j_{iK}$ ,  $\Gamma_{0K}$ ,  $Q_i$ ,  $W_i$  и  $W_0$ . Анализ  $j_{iK}$  дает информацию, легко интерпретируемую и во многом аналогичную полученной при анализе остальных параметров, поэтому вклад того или иного процесса в увеличение абсолютного числа заряженных частиц оценивался разностью значений  $j_{iK}$  для двух моделей, в одной из которых учитывался анализируемый процесс. Эту разность назовем абсолютным вкладом (АВ) данного процесса. В дальнейшем будем заменять индекс  $iK$  в обозначении  $j_{iK}$  номером модели. Для оценки относительного вклада (ОВ) анализируемого процесса в поддержание НВР приращение  $j_{iK}$  делили на  $j_{iK}$  по модели, учитывающей процесс, или на  $j_7$ . Относительная значимость отдельных процессов показана на рис. 2.

*Ионизация катодными электронами.* Из-за малой вероятности столкновений катодные электроны практически не рассеиваются и образуют моноэнергетический пучок с энергией  $e\varphi(x)$ . Их сечение ионизации мало из-за высоких  $e\varphi(x)$ , тем не менее они инициируют разряд, а интегральные параметры НВР пропорциональны  $j_{eK}$ .

АВ катодных электронов линейно возрастает при увеличении  $pd$  ( $j_1 \sim pd \bar{\sigma}_{jeK}$ ), однако при этом снижается их ОВ, так как возрастает количество вторичных частиц, способных ионизовать газ. Например, ОВ катодных электронов  $j_1/j_7$  составляет 68% при  $\Phi_0 = 13$  кВ и  $pd = 0,05$  Тор·см, а при 0,2 Тор·см — только 41% (рис. 2). При увеличении напряжения АВ снижается из-за уменьшения  $\sigma_e$ , поскольку в большей части промежутка сечение для катодных электронов определяется спадающей частью зависимости  $\sigma_e(v)$ . ОВ этих электронов характеризуется нерезко выраженным максимумом в области 5—15 кВ, где уже упала роль вторичных электронов, а ионизация тяжелыми частицами еще не велика.

*Ионизация вторичными частицами.* К данным частицам относим электроны и ионы, образованные в промежутке, и нейтралы перезарядки.

Как видно из табл. 1, АВ вторичных электронов ( $j_2 - j_1$ ) возрастает с ростом  $pd$  из-за увеличения количества вторичных электронов ( $\sim pd \bar{\sigma}_{jeK}$ ) и полного сечения ионизации  $nd\bar{\sigma}_e$ . В итоге  $(j_2 - j_1) \sim (pd \bar{\sigma}_e)^2 j_{eK}$ . АВ снижается при повышении  $\Phi_0$  из-за уменьшения  $\sigma_e$ , которое для подавляющей части электронов соответствует спадающей части  $\sigma_e(v)$ . ОВ вторичных электронов  $\left(\frac{j_2 - j_1}{j_2}, \frac{j_2 - j_1}{j_7}\right)$  зависит от  $pd$  и  $\Phi_0$  аналогичным образом. Уже при  $\Phi_0 = 10$  кВ относительный вклад вторичных электронов не превышает нескольких процентов, но при низких  $\Phi_0$  он намного выше: при  $\Phi_0 = 1$  кВ,  $pd = 0,5$  Тор·см  $(j_2 - j_1)/j_2 = 0,51$ , а  $(j_2 - j_1)/j_7 = 0,19$ .

Роль ионизации тяжелыми частицами и их обдирки ( $j_3 - j_2$  и  $j_6 - j_4$ ) возрастает при увеличении  $pd$  и  $\Phi_0$  (табл. 1), причем зависимость  $j_3 - j_2$  и  $j_6 - j_4$  от  $pd$  квадратичная. Это объясняется тем, что приращение  $j_{iK}$  пропорционально  $pd$  и потоку тяжелых частиц к катоду  $\Gamma_T$ , т. е.  $\sim pd \sigma_T \Gamma_T$ , где  $\sigma_T$  — сумма усредненных сечений ионизации и обдирки. Величина  $\Gamma_T \sim pd \bar{\sigma}_{jeK}$ , и в итоге  $j_3 - j_2$  и  $j_6 - j_4$  пропорциональны  $(pd)^2 \bar{\sigma}_T \bar{\sigma}_{jeK}$ . Увеличение приращения  $j_{iK}$  при росте  $\Phi_0$  объясняется тем, что при  $\Phi_0 \leq 100$  кВ сечения  $\sigma_i(v)$  и  $\sigma_{0,2}(v)$  примерно  $\sim v^2$  [7]. ОВ тяжелых частиц  $\left(\frac{j_3 - j_2}{j_3}, \frac{j_3 - j_2}{j_7}, \frac{j_6 - j_4}{j_6}, \frac{j_6 - j_4}{j_7}\right)$  также возрастает

при увеличении  $pd$  (рис. 2) и  $\Phi_0$ , причем он составляет десятки процентов при  $pd \rightarrow pd_{пр}$ . Отражение электронов от анода приводит к увеличению числа и роли быстрых тяжелых частиц, поэтому  $(j_6 - j_4) > (j_3 - j_2)$ .

*Ионизация отраженными электронами.* Бомбардировка анода вызывает вторичную эмиссию низоэнергетичных электронов и отражение части бомбардирующих электронов. Низкоэнергетичными электронами можно пренебречь. Количество и энергия отраженных электронов довольно высоки (для меди коэффициент отражения  $\sim 0,3$ , а энергетический спектр простирается до  $e\Phi_0$ ), их угловое распределение обычно аппроксимируют законом косинуса. Они проходят большой путь, ионизуя газ.

АВ отраженных электронов возрастает при увеличении  $pd$  и снижении  $\Phi_0$ . Зависимости  $j_4 - j_2$ ,  $j_6 - j_3$  и  $j_7 - j_5$  от  $pd$  близки к квадратичным, что указывает на то, что существенно ионизация вторичными электронами, образованными катодными электронами после отражения. При низких  $\Phi_0$  также важна роль отраженных от анода вторичных электронов, которые были образованы катодными электронами при подлете к аноду. При высоких  $\Phi_0$ , когда увеличивается число отраженных вторичных электронов, образованных тяжелыми частицами, в функциональной зависимости АВ от  $pd$  появляются члены третьей степени. Относительный вклад отраженных электронов  $\left( \frac{j_4 - j_2}{j_4}, \frac{j_6 - j_3}{j_6}, \frac{j_7 - j_5}{j_7} \right)$  и  $\left( \frac{j_4 - j_2}{j_7} \right)$  также увеличивается с ростом  $pd$ , за исключением  $(j_4 - j_2)/j_7$ .

Отметим, что с ростом числа ионизационных процессов роль отраженных электронов повышается,  $(j_7 - j_5) > (j_6 - j_3) > (j_4 - j_2)$ , и даже меняется характер зависимости АВ от  $pd$  (рис. 2). При ионизации только электронами отношение  $(j_4 - j_2)/j_7$  уменьшается с ростом  $pd$  из-за снижения АВ катодных электронов, отраженных от анода. При дополнительной ионизации ионами и нейтралами  $(j_6 - j_3)/j_7$  слабо зависит от  $pd$ , а при влиянии всех видов ионизации  $(j_7 - j_5)/j_7$  возрастает при повышении  $pd$  из-за увеличения АВ вторичных электронов, отраженных от анода.

АВ отраженных электронов имеет слабо выраженный минимум в области 5—15 кВ, т. е. в той области  $\Phi_0$ , где наблюдается максимум для АВ катодных электронов. В целом вклад отраженных электронов в поддержание НВР велик во всех режимах и составляет десятки процентов.

Несмотря на это значимость ионизации газа всеми электронами различного происхождения при  $\Phi_0 > 10$  кВ снижается с ростом  $pd$  (кривая  $j_4/j_7$  на рис. 2) и  $\Phi_0$  из-за увеличения роли тяжелых частиц.

*Ионизация тяжелыми частицами, отраженными от катода.* Коэффициент отражения водородных частиц составляет 0,1—0,3 [9], а их распределение по углам вылета описывается законом косинуса. Отраженные частицы лишены заряда, поэтому на их движение не влияет электрическое поле, частицы участвуют в процессах ионизации и обдирки. Их энергетический спектр простирается от нуля до энергии частиц, бомбардирующих катод. В результате отраженные частицы способны эффективно ионизовать газ.

АВ отраженных от катода частиц ( $j_5 - j_3$  и  $j_7 - j_6$ ) возрастает по кубическому закону при увеличении  $pd$  и снижается с ростом  $\Phi_0$ . Первое объясняется тем, что приращение тока пропорционально  $pd$  и количеству отраженных частиц, которое, в свою очередь, пропорционально потоку тяжелых частиц на катод, т. е.  $A pd \bar{\sigma}_e j_{eK} + B (pd)^2 \bar{\sigma}_T \bar{\sigma}_e j_{eK}$ , где  $A$  и  $B$  — коэффициенты пропорциональности. Снижение АВ при росте  $\Phi_0$  объясняется уменьшением  $\bar{\sigma}_e$  для катодных электронов.

АВ отраженных тяжелых частиц  $\left( \frac{j_5 - j_3}{j_5}, \frac{j_7 - j_6}{j_7} \right)$  по-

вышается с ростом  $pd$  и  $\Phi_0$  и составляет десятки процентов при  $pd \rightarrow pd_{пр}$  (кривая 6 на рис. 2), но при низких  $pd$  роль этих частиц практически не заметна. При  $\Phi_0 = 100$  кВ их значимость примерно в три раза выше, чем при 10 кВ. Учет в модели НВР наряду с отражением тяжелых частиц от катода отражения электронов от анода приводит к увеличению АВ и ОВ тяжелых частиц  $(j_7 - j_8) > (j_5 - j_3)$ . Наконец, вклад в ионизацию газа всех видов тяжелых частиц объемного и поверхностного происхождения  $(j_7 - j_8)/j_7$  составляет десятки процентов уже при  $\Phi_0 = 10$  кВ.

Суммарный вклад всех отраженных от электродов частиц (кривая 7 на рис. 2) составляет 25—50% при 13 кВ. При  $\Phi_0 = 100$  кВ он составляет 25—80%. Таким образом, в НВР со сплошными электродами около половины всех заряженных частиц образуется в результате отражения высокоэнергетичных частиц от анода и катода и ионизации ими газа.

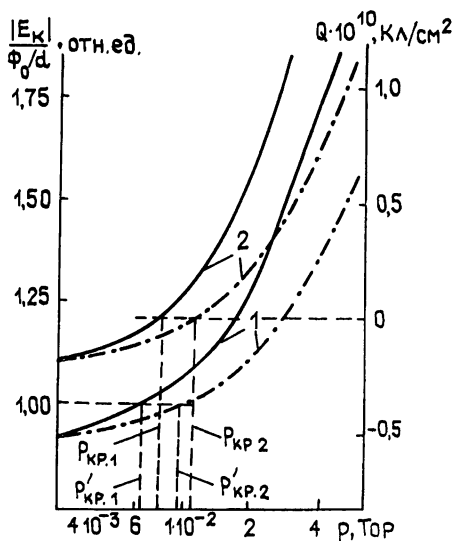


Рис. 3. Зависимость  $|E_k|$  (1) и  $Q$  (2) от давления водорода:  $\Phi_0 = 4$  кВ,  $d = 2,5$  см,  $j_{e,k} = 10^{-2}$  А/см<sup>2</sup>. Модель 3 — штрихпунктир, модель 7 — сплошная.

Отношение потоков нейтралов и ионов на катоде  $e\Gamma_{0k}/j_{ik}$  повышается по мере наращивания числа физических процессов в модели НВР, но несильно — в пределах 25% от  $e\Gamma_{0k}/j_{ik}$  по модели 7. С такой же точностью  $e\Gamma_{0k}/j_{ik}$  равно  $d/\lambda_{п}$ ,  $\lambda_{п}$  определена при энергии иона  $e\Phi_0$ .

От полноты учета ионизационных процессов зависят результаты расчета так называемого критического давления  $p_{кр}$ , при превышении которого может возникнуть прианодная плазма и не может поддерживаться НВР с накаливаемым катодом с неограниченной эмиссионной способностью. В [10] было показано, что  $p_{кр}$  можно определить по выполнению условия  $Q=0$ . В [1] приведено аналогичное условие:  $|E_k| = \Phi_0/d$  при  $j_{e,k} = 0,1 j_0$ , где  $E_k$  — поле на катоде,  $j_0$  — плотность электронного тока в вакуумном диоде по закону степени 3/2. Как следует из рис. 3, ионизация отраженными от электродов частицами приводит к снижению  $p_{кр}$ :  $p_{кр1} < p_{кр2}$ ,  $p'_{кр1} < p'_{кр2}$ . Ионизация газа отраженными частицами также приводит к увеличению первеанса газоразрядного промежутка при  $p \leq p_{кр}$  и уменьшению тока перехода к НВР с прианодной плазмой при  $p > p_{кр}$ .

**Выводы.** Основными процессами, определяющими вид функций распределения, ширину спектров и средние скорости тяжелых частиц, являются ионизация газа катодными электронами и перезарядка, а при



$pd \leq 0,5 pd_{пр}$  — и ионизация отраженными электронами. Это позволяет для качественного описания НВР использовать упрощенные модели, но для получения правильных количественных результатов, особенно при  $pd \rightarrow pd_{пр}$ , необходим учет ионизации всеми видами частиц, т. е. использование модели 7. Вклад каждого из совместно протекающих процессов в генерацию ионов больше вклада тех же процессов, рассматриваемых изолированно, так как в разряде имеет место взаимосвязь и взаимное усиление роли совместно протекающих процессов, из-за того, что каждый процесс приводит к генерации частиц, участвующих в других взаимодействиях.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Болдасов В. С., Кузьмичев А. И., Филлипычев Д. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27. № 7. С. 925.
2. Алферов Д. Ф., Лондер Я. И., Сибиряк И. О., Ульянов К. Н. // Тезисы докл. III Всесоюзной конф. по физике газового разряда. — Киев, 1986. Ч. 2. С. 154.
3. Дзагуров Л. Ю., Коваленко Ю. А. // Радиотехника и электроника. 1987. Т. 32. Вып. 7. С. 1528.
4. Гусева Л. Г. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1964. Т. 28. № 1. С. 141.
5. Болдасов В. С., Кузьмичев А. И. // Материалы VII Всесоюзной конференции «Взаимодействие атомных частиц с твердым телом». — Минск, 1984, Ч. 1. С. 18.
6. Бабанин В. И., Каплан В. Б., Марциновский А. М., Эндер А. Я. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 7. С. 1467.
7. Болдасов В. С., Денбновецкий С. В., Кузьмичев А. И. // Респ. межведомств. науч.-техн. сб. Автоматизация проектирования в электронике. — Киев, 1985. Вып. 31. С. 123.
8. Покровская-Соболева А. С., Клярфельд Б. Н. // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. Вып. 5. С. 993.
9. Курнаев В. А., Машкова Е. С., Молчанов В. А. Отражение легких ионов от поверхности твердого тела. — М.: Энергоатомиздат, 1985.
10. Потсар А. А., Быстров Ю. А. // Изв. Ленинградского электротехн. ин-та. 1961. Вып. 45. С. 101.

Киевский политехнический институт

Поступила в редакцию  
25 января 1988 г.

#### PHYSICAL PROCESSES IN THE NON-SELF-MAINTAINED HIGH-VOLTAGE LOW-PRESSURE DISCHARGE

*V. S. Boldasov, A. I. Kuz'michev*

The physical processes and characteristics of the non-self-maintained high-voltage low-pressure discharge are examined. The discharge is maintained by the electron injection in the gap between the plane-parallel electrodes. The analysis is made by means of the numerical simulation of physical elementary processes in the kinetic approximation. It is shown, that most of ions are generated by electrons reflected from the anode and fast neutrals reflected from the cathode. The role of reflected electrons is great at all discharge parameters, but the role of reflected neutrals is important at the higher pressure and voltage. Recommendations are given for the choice of the discharge model.