

Оптимизация электроразрядного датчика низкого давления

© А.И. Жакин, А.А. Гримов, А.А. Луценко, В.А. Пиккиев

Юго-Западный государственный университет (ЮЗГУ), г. Курск, 305040, Россия

Приведено описание теоретических и экспериментальных исследований электроразрядных датчиков низкого давления в азотно-кислородной плазме. Датчик представляет собой электродную систему в виде цилиндрического конденсатора со скрещенными электрическим и магнитным полями. Магнитное поле позволяет удерживать устойчивое развитие электрического разряда. Предложена система плазмохимических уравнений, на основе которой было получено выражение для зависимости силы тока от прикладываемого напряжения и давления в датчике. Совпадение результатов теоретических и экспериментальных исследований удовлетворительно. На основании полученных результатов предложены рекомендации по оптимизации датчика — уменьшение габаритов датчика и повышение точности измерений давления.

Ключевые слова: датчик, давление, разряд, электрическое поле, магнитное поле, плазмохимические реакции, электрический ток, вольт-амперная характеристика.

Введение. Использование высоковольтных электрических полей как в технологиях [1], так и в различных датчиках [2, 3] является одним из основных направлений современных технологий. Например, изменение давления в газе существенно влияет на характеристики коронного разряда, в частности на вольт-амперную характеристику (ВАХ) [4]. Это явление положено в основу эффективного метода измерения низкого давления в электроразрядном датчике, основным элементом которого является преобразователь ПММ-32-1 [5] (рис. 1, а).

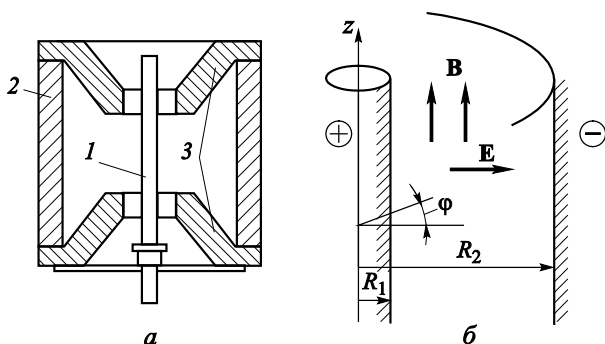


Рис. 1. Схема датчика ПММ-32-1 (а) и цилиндрическая система координат (б):

1 — анод; 2 — катод; 3 — магнитопровод

Проблема модификации этого преобразователя (компактификации и повышения точности измерения) требует детального изучения ионизационных процессов в азотно-кислородной плазме. Работа является продолжением исследований [6, 7] с целью дальнейшего анализа ионизационных процессов на основе экспериментальных данных. Показано, что теоретическое выражение для ВАХ при различных давлениях и напряжениях согласуется с данными экспериментальных измерений.

Исследование траекторий. При давлении $p < 1$ Па длина свободного пробега l_c значительно больше длины межэлектродного промежутка d : $l_c \gg d$. В этом случае движение электронов можно рассматривать в бесстолкновительной задаче.

Введем цилиндрическую систему координат (r, φ, z) (рис. 1, б) и, используя законы сохранения энергии и момента импульса, запишем уравнения движения электрона в виде

$$\frac{1}{2} m_e (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2) + eU_* \ln \left(\frac{r}{R_2} \right) = E_0; \quad (1)$$

$$m_e r^2 \dot{\varphi} = \frac{1}{2} eBr^2 + M_0. \quad (2)$$

Здесь $E(r)$ — напряженность электрического поля; B — магнитная индукция; m_e — масса электрона, точки обозначают производные по времени t .

Соотношение (1) — интеграл энергии, в котором

$$E_0 = \frac{m_e}{2} v_0^2 + eU_* \ln \frac{r_0}{R_2}; \quad U_* = \frac{U}{\ln(R_2 / R_1)}, \quad (3)$$

где U — напряжение на электродах; v_0 — начальная (тепловая) скорость электрона; r_0 — начальное положение электрона.

Уравнение (2) является следствием закона сохранения импульса, откуда

$$M_0 = m_e r_0^2 (\omega_0 - \omega_H); \quad \omega_H = \frac{eB}{2m_e}, \quad (4)$$

где $\omega_0 = \dot{\varphi}(0)$ — начальная угловая скорость электрона; ω_H — ларморова частота.

Запишем систему уравнений (1) и (2) в виде

$$\dot{\varphi} = \omega_H + \frac{r_0^2}{r^2} (\omega_0 - \omega_H); \quad \dot{r} = -f(r); \quad (5)$$

$$f(r) = \sqrt{v_0^2 + v_*^2 \ln \frac{r_0}{r} - r^2 \left(\omega_H + \frac{r_0^2}{r^2} (\omega_0 - \omega_H) \right)^2}; \quad v_* = \sqrt{\frac{2eU_*}{m_e}}. \quad (6)$$

Из уравнения (5) следует, что $\dot{r} < 0$, т. е. с течением времени электрон приближается к центральному электроду (аноду). При этом могут реализоваться два случая: при $f(R_1) > 0$ электрон сталкивается с анодом; при $f(r_*) = 0$, $R_1 < r_* < r_0$, электрон асимптотически приближается к круговой орбите радиуса r_* , определяемого как решение уравнения

$$v_r^2 = v_0^2 + v_*^2 \ln \frac{r_0}{r_*} - r_*^2 \left(\omega_H + \frac{r_0^2}{r_*^2} (\omega_0 - \omega_H) \right)^2 = 0, \quad (7)$$

где $v_r = \dot{r}$ — радиальная скорость электрона.

Очевидно, что этот случай может быть реализован лишь в достаточно больших магнитных полях (при больших ларморовых частотах ω_H).

Для упрощения исследования траекторий движения электронов проведем расчет при следующих значениях параметров:

$$R_1 = 1 \text{ мм}; \quad R_2/R_1 = 6; \quad U = 3 \text{ кВ}; \quad B = 0,1 \text{ Тл}. \quad (8)$$

В этом случае

$$V_* = 3,2 \cdot 10^7 \text{ м/с}; \quad \omega_H = 0,878 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}. \quad (9)$$

Значения v_0 и ω_0 можно оценить по средней тепловой скорости $v_0 = [8k_B T / (\pi m_e)]^{1/2}$, $\omega_0 = v_0 / R_1$. При комнатной температуре получаем

$$v_0 = 1,1 \cdot 10^5 \text{ м/с}; \quad \omega_0 = 1,1 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}. \quad (10)$$

Таким образом, $\omega_0 \ll \omega_H$, $v_0 \ll v_*$, поэтому в уравнении (7) можно опустить малые члены и записать его в приближенном виде:

$$p s \ln s = (s - 1)^2, \quad (11)$$

$$p = \frac{v_*^2}{2v_H^2}, \quad s = \frac{r_0^2}{r^2}, \quad v_H = \omega_H r_0.$$

Уравнение (11) определяет значения $r = r_*$ по задаваемым параметрам v_* , v_H и начальной радиальной координаты электрона r_0 . Если $r_* < R_1$, то электрон попадет на анод, если $r_* \geq R_1$, электрон будет на круговой орбите. Корни s_* уравнения (11) как функция параметра p представлены на рис. 2.

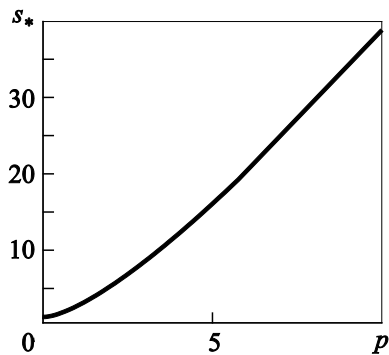


Рис. 2. График функции $s_*(p)$

Значения функции $s_*(p)$

p	0,1	0,5	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4	5	6	10
s_*	1,1	1,63	2,53	3,68	5,03	6,54	8,18	9,93	11,78	15,7	19,89	38,47

Из приведенных данных следует, что при $p < 0,3$ корни s_* можно аппроксимировать как $s_* \approx 1 + p / (1 - p)$, при $1 \leq p \leq 3$ приближенно $s_* \approx 2,5 p$, при $4 \leq p \leq 6$ выполняется $s_* \approx 3 p$, что удобно для оценочных расчетов.

Таким образом, электроны, имеющие начальную координату r_0 , будут переходить на круговую орбиту радиуса r_* , определяемого выражением

$$r_* = r_0 / s_*(p), \quad p = v_*^2 / (2v_H^2), \quad v_H = \omega_H r_0. \tag{12}$$

Отсюда следует, что размер r_* стремится к r_0 в сильных магнитных полях, когда для любого r_0 выполняется условие $p \ll 1$. Наоборот, в сильных электрических полях, когда при любых r_0 выполняется условие $p > 1$, будет $s_*(p) > 2,53$, т. е. $r_* < r_0$.

В этом случае начальная радиальная координата электронов r_{0*} , при которой их орбиты будут круговыми с радиусом центрального электрода $r_* = R_1$, определяется уравнением

$$r_{0*} = s_*(p_*) R_1, \quad p_* = v_*^2 / (2v_{H2}^2), \quad v_{H*} = \omega_H r_{0*}. \tag{13}$$

Причем электроны, которые в начальный момент времени имели радиальные координаты $r_0 < r_{0*}$, будут поглощаться центральным электродом (анодом, если пренебречь ударной эмиссией электронов из анода).

Соотношения (12) и (13) позволяют проанализировать электронные орбиты следующим образом. В слабых электрических полях, когда при любых r_0 выполняется условие $p \leq 0,1$, электронные орбиты будут круговыми с радиусами, близкими к начальной координате r_0 ; ионизация нейтральных молекул будет происходить равномерно во всем межэлектродном промежутке. С ростом напряжения на электродах, когда при любых r_0 будет $p \geq 0,5$, электроны смещаются к центральному электроду. Наиболее удаленные от анода электроны, имеющие начальную координату $r_0 = R_2$, перейдут на орбиту радиуса R_* , определяемого по следующей формуле:

$$R_* = R_2 / s_*(p_2), \quad p_2 = v_*^2 / (2v_{H2}^2), \quad v_{H2} = \omega_H R_2. \quad (14)$$

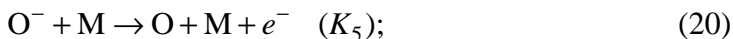
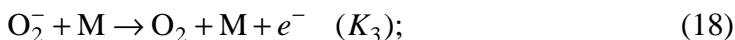
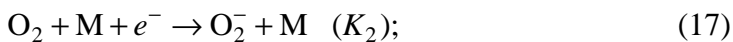
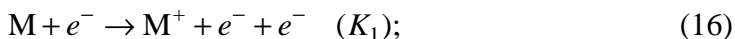
Разность

$$\delta = R_* - R_1 = R_2 / s_*(p_2) - R_1 \quad (15)$$

определяет толщину ионизационной зоны, т. е. ширину прианодного слоя, где происходят ионизационные реакции (см. ниже).

Для приведенных выше оценочных значений ($R_1 = 1$ мм, $R_2/R_1 = 6$, $U = 3$ кВ, $B = 0,1$ Тл) имеем $p_2 = 0,184$, $R_* = 4,9$ мм, т. е. толщина ионизационной зоны $\delta = 3,9$ мм. При этом максимальная круговая скорость движения электронов в ионизационной зоне $v_{H*} = \omega_H R_* = 4,3 \cdot 10^7$ м/с, что более чем на два порядка больше тепловой скорости электронов (см. (10)). Поскольку частота столкновений ионов с нейтральными атомами $\nu = V_{H*} / l_c$, то очевидно, что скорость ионизации электронов разряженного газа резко увеличится.

Ионизационные процессы. Сухой воздух можно считать азотно-кислородной смесью газов, основные ионизационные процессы в которой при комнатных температурах и в допробойных полях происходят по следующей схеме [8–10]:



где K_i ($i = 1, \dots, 6$) — константы скоростей реакций; M — молекулы O_2, N_2 .

Вследствие распределения электронов по энергиям необходимо учитывать рекомбинацию низкоэнергетических электронов с положительными ионами



Вводя обозначение c_0 для M , $c_2 - O_2$, $n_e - e^-$, $n_1 - M^+$, $n_2 - O_2^-$, $n_4 - O^-$ для скоростей реакций (16) – (22), получаем следующие выражения:

$$\dot{\xi}_e = \dot{\xi}_1 + K_3 c_0 n_2 + K_5 c_0 n_4 - K_4 c_2 n_e - K_2 c_0 c_2 n_2; \quad \dot{\xi}_1 = K_1 c_0 n_e - \alpha_{1e} n_1 n_e;$$

$$\dot{\xi}_2 = K_2 c_0 n_e + K_6 c_2 n_4 - K_3 c_0 n_2; \quad \dot{\xi}_4 = K_4 c_2 n_e - K_5 c_0 n_4 - K_6 c_2 n_4.$$

Электрический ток формируется ионами O_2^- , O^- и электронами, попадающими на центральный электрод, а также положительными ионами M^+ , попадающими на катод. Отметим, что ионизационные процессы происходят в ионизационной области $R_1 < r < R_1 + \delta = R^*$. Поскольку при рассеянии электронов и ионов в радиальном направлении движение зарядов бесстолкновительное, можно считать, что их концентрация в ионизационной зоне изменяется слабо. Поэтому задачу будем решать при предположении постоянства концентраций $c_0, c_2, n_e, n_1, n_2, n_4$ в ионизационной зоне.

Опишем кратко схему расчета. Исходим из основного уравнения баланса зарядов

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \text{div } \mathbf{j}_k = \dot{\xi}_k, \quad k = e, 1, 2, 4, \quad (23)$$

где n_k, \mathbf{j}_k — объемная концентрация и ток ионов k -го сорта.

Балансовые уравнения запишем следующим образом. Умножая уравнение (23) на rdr и интегрируя по слою $R_1 < r < R^*$, с учетом граничных условий

$$r = R_1: \quad j_e = j_{e*}, \quad j_1 = 0, \quad j_i = j_{i*} \quad (i = 2, 4); \quad (24)$$

$$r = R^*: \quad j_e = 0, \quad j_1 = j_{1*}, \quad j_2 = j_4 = 0 \quad (25)$$

с точностью до линейных членов по толщине слоя δ получаем

$$\dot{n}_e = -j_{e*} / \delta + K_e n_e + K_{30} n_2 + K_{50} n_4 - \alpha_{1e} n_1 n_e; \quad (26)$$

$$\dot{n}_1 = -j_{1*} / \delta + K_{10} n_e - \alpha_{1e} n_1 n_e; \quad (27)$$

$$\dot{n}_2 = -j_{2*} / \delta + K_{220} n_e + K_{62} n_4 - K_{30} n_2; \quad (28)$$

$$\dot{n}_4 = -j_{4*} / \delta + K_{40}n_e - K_{65}n_4. \quad (29)$$

Здесь точка над переменными обозначает производную по времени и введены обозначения

$$K_e = K_{10} - K_{42} - K_{220}; \quad K_{220} = K_2 c_2 c_0; \quad K_{65} = K_{50} + K_{62}; \quad (30)$$

$$K_{ij} = K_i c_j, \quad i = 1, \dots, 6, \quad j = 0, 2. \quad (31)$$

С физической точки зрения величины $K_e^{-1} = \tau_{2e}$, $K_{220}^{-1} = \tau_{3e}$, $K_{65}^{-1} = \tau_4$, $K_{ij}^{-1} = \tau_{ij}$ определяют характерные времена генерации соответствующих ионов в реакциях (16)–(21), например, τ_{2e} — определяет характерное время образования электронов в реакции парных столкновений (16), τ_{3e} — характерное время присоединения электронов к молекуле кислорода в реакции тройных столкновений (18) и т. д. Таким образом, система уравнений (25)–(29) определяет изменение концентраций ионных компонентов в ионизационном слое с течением времени.

Для замыкания системы уравнений (26)–(29) необходимо найти токи j_{e*} , j_{1*} , j_{2*} , j_{4*} .

Вычисление токов. Поскольку при движении зарядов по круговым орбитам происходят их столкновения с нейтральными атомами, а движение переходит в радиальное — бесстолкновительное, процессы столкновений (круговые движения) можно описывать методами физической кинетики [6], а в радиальных движениях ими можно пренебречь.

Для определенности будем рассматривать столкновения электронов. Введем число электронов dN_e в элементарном объеме dV в интервале скоростей $(\mathbf{v}, \mathbf{v} + d\mathbf{v})$ в направлении телесного угла $d\Omega$:

$$dN_e = n_e f dV d^3\mathbf{v} d\Omega,$$

где f — функция распределения, нормированная на единицу; n_e — объемная концентрация электронов; $d^3\mathbf{v}$ — элемент объема в пространстве скоростей.

Объем dV запишем в виде $dV = dS dr$, где элемент площади dS ориентирован перпендикулярно радиальному направлению. За время dt элемент dS пересекут электроны, находящиеся в интервале $(r, r + dr)$, где $dr = v_r dt$; v_r — радиальная компонента скорости электрона после процесса рассеяния. Таким образом, после столкновения за время dt электроны попадут в объем $dV = dS v_r dt$. Вероятность dW столкновения электронов с нейтральными атомами в объе-

ме dV в соответствии с геометрическим распределением примет вид $dW = dS_0 / dS$, где площадь, занимаемая частицами $dS_0 = \sigma dN_0$, σ — полное сечение столкновений, $dN_0 = c_0 dV$ — число нейтральных атомов в dV , c_0 — их частичная концентрация. По определению, число рассеянных электронов в dV выражается в виде $dN_{e\text{рас}} = dW dN_e$.

Плотность тока в интервале скоростей $(\mathbf{v}, \mathbf{v} + d\mathbf{v})$ в направлении телесного угла $d\Omega$

$$dj_{e^*} = dN_{e\text{рас}} / (dS dt) = (\sigma v_r f d^3 \mathbf{v} d\Omega) dr c_0 n_e. \quad (32)$$

Интегрируя по углам Ω_+ , определяющим радиальное направление, по всем скоростям и по толщине ионизационного слоя, из соотношения (32) получаем

$$j_{e^*} = k_e c_0 n_e; \quad (33)$$

$$k_e = \int_{R_1}^{R_2} \left(\int_{\Omega_+} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma v_r f d^3 \mathbf{v} d\Omega \right) dr. \quad (34)$$

Параметр k_e , по существу, определяет скорость захвата электронов анодом и для его вычисления необходимо решать квантово-механическую задачу о рассеянии электрона на атоме.

Аналогично запишем плотность токов ионов M^+ , O_2^- , O^- :

$$j_{i^*} = k_i c_0 n_i, \quad i = 1, 2, 4. \quad (35)$$

С ростом напряженности электрического поля угловой разброс скоростей уменьшается, поэтому считаем, что скорости захвата электронов k_e и отрицательных ионов k_2 , k_4 в первом приближении линейно зависят от напряжения на электродах:

$$k_e = b_e U, \quad k_i = b_i U, \quad i = 2, 4. \quad (36)$$

Здесь b_e , b_2 , b_4 — экспериментально определяемые константы, а напряжение U должно удовлетворять условию $U > U_*$, где U_* — напряжение, при котором инициируются реакции (16), (17) (напряжение зажигания разряда).

Относительно скорости захвата положительных ионов k_1 отметим следующее. Если площадь катода значительно больше площади анода, то все положительные ионы разряжаются на катоде и в этом случае $k_1 = \text{const}$. В противном случае коэффициент k_1 также определяется выражениями типа (36).

Вычисление ВАХ. В стационарном случае система уравнений (26)–(31) имеет решение

$$n_e = n_* \equiv \frac{K_* k_1}{(K_{10} - K_*) \delta}; \quad n_i = G_i n_*, \quad i = 1, 2, 4; \quad (37)$$

$$G_1 = \frac{K_{10} \delta}{k_1 c_0 + \alpha_{1e} n_* \delta}; \quad G_2 = \frac{(K_{62} G_4 + K_{220}) \delta}{K_{30} \delta + k_2 c_0}; \quad G_4 = \frac{K_{42} \delta}{K_{65} \delta + k_4 c_0}; \quad (38)$$

$$K_* = K_{10} + K_{30} G_2 + K_{50} G_4 - K_{220} - K_{42} - k_e c_0 / \delta. \quad (39)$$

Используя эти соотношения, для полного тока получаем

$$J = [S_1 (k_e + G_2 k_2 + G_4 k_4) + S_* G_1 k_1] c_0 n_*, \quad (40)$$

где S_1 — площадь поверхности анода; S_* — площадь поверхности радиуса $R_* = R_1 + \delta$.

Поскольку концентрация молекул азота и кислорода c_0 зависит от давления в соответствии с уравнением состояния идеального газа $c_0 = \beta p$, $\beta = 1 / (k_B T)$, выражение (40) определяет однозначную зависимость полного тока от давления в газе.

Для концентрации молекул кислорода имеем аналогичное соотношение $c_2 = \eta_2 \beta p$, где η_2 — доля кислорода в газе. С учетом этих соотношений константы, входящие в выражения (30), (31), (37) – (39), можно записать в виде

$$K_{ij} = \kappa_{ij} p; \quad K_{220} = \kappa_{220} p^2; \quad (41)$$

$$G_1 = \frac{\kappa_{10} \delta p}{k_1 \beta p + \alpha_{1e} n_* \delta}; \quad G_2 = \frac{(\kappa_{62} G_4 + \kappa_{220} p) \delta}{\kappa_{30} \delta + k_2 \beta}; \quad G_4 = \frac{\kappa_{42} \delta}{\kappa_{65} \delta + k_4 \beta}; \quad (42)$$

$$K_* = (\kappa_{10} + \kappa_{30} G_2 + \kappa_{50} G_4 - \kappa_{42} - k_e \beta / \delta) p - \kappa_{220} p^2; \quad (43)$$

$$K_{10} - K_* = (\kappa_{42} + k_e \beta / \delta - \kappa_{30} G_2 - \kappa_{50} G_4) p + \kappa_{220} p^2. \quad (44)$$

Отсюда следует, что $G_4 = \text{const}$, а при низких давлениях, когда квадратичными членами по давлению можно пренебречь, будут выполняться условия $G_1 \sim p$, $G_2 = \text{const}$, $G_4 = \text{const}$, $n_* = \text{const}$. В этом случае ВАХ (40) с учетом соотношений (36) примет вид

$$J = A p U, \quad (45)$$

$$A = S_1 \beta (b_e + G_2 b_2 + G_4 b_4) \frac{(\kappa_{10} + \kappa_{30} G_2 + \kappa_{50} G_4 - \kappa_{42} - k_e \beta / \delta) k_1}{(\kappa_{42} + k_e \beta / \delta - \kappa_{30} G_2 - \kappa_{50} G_4) \delta},$$

$$G_4 = \frac{\kappa_{42} \delta}{\kappa_{65} \delta + k_4 \beta}, \quad G_2 = \frac{\kappa_{62} G_4 \delta}{\kappa_{30} \delta + k_2 \beta}.$$

Таким образом, при отсутствии насыщения по току и идеальном газе полный ток линеен по напряжению, а при сверхнизких давлениях — и по давлению.

Экспериментальные измерения. Измерения давления проводили в вакуумной камере TVM-4025 компании TOYO Communication Equipment. ВАХ измеряли при различных давлениях. Геометрические параметры датчика и магнитную индукцию описывают соотношения (8). Результаты измерений представлены на рис. 3. Видно, что ВАХ являются кусочно-линейными функциями, причем скачки токов дискретны и возрастают с увеличением давления. Это обусловлено ионизацией молекул пара форвакуумного масла VM-6, о чем свидетельствует выделение углеродной сажи на электродах. Как следует из зависимостей 3–6, наилучшее соответствие ВАХ с теоретической формулой (40) имеет место при давлениях ниже 0,011 Па. При этом с уменьшением давления возрастает напряжение, при котором наблюдаются скачки тока. Это связано с тем, что при низких давлениях в вакуумную камеру проникает более легкая фракция форвакуумного масла, у молекул которой энергия ионизации выше, чем у высокомолекулярных молекул.

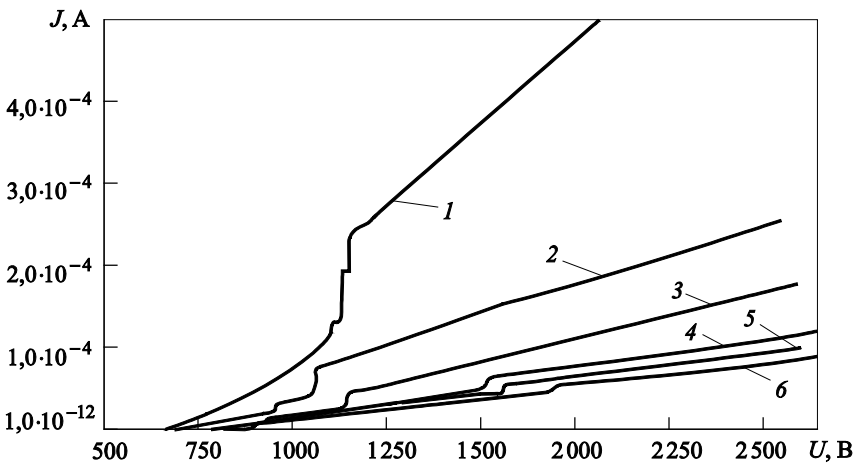


Рис. 3. ВАХ при различных давлениях в вакуумной камере:

1–6 — p равно 365, 0,0213, 0,011, 0,0086, 0,0071, 0,006 Па соответственно

Приведенные экспериментальные данные позволяют сделать некоторые выводы относительно ионизационных процессов. Действительно, $G_1 = \text{const}$, $k_1 = \text{const}$ в соотношениях (37)–(44) означают, что концентрация электронов в ионизационном слое $R_1 < r < R_1 + \delta$

постоянна, т. е. $n_e = n_* = \text{const}$. Условия $G_1 = \text{const}$, $G_2 = \text{const}$ показывают незначительность тройных ионизационных столкновений, определяемых реакцией (17), наконец, наличие положительного коэффициента A в выражении (45) обеспечивает выполнение неравенств

$$\kappa_{10} + \kappa_{30} G_2 + \kappa_{50} G_4 > \kappa_{42} + k_e \beta / \delta; \quad \kappa_{42} + k_e \beta / \delta > \kappa_{30} G_2 + \kappa_{50} G_4. \quad (46)$$

Отсюда следует, что в реакциях (16)–(21) основную роль играют ударная ионизация нейтральных молекул электронами согласно реакции (16) и захват электронов молекулами кислорода согласно реакции (19).

Рекомендации по оптимизации датчика. На основании проведенных исследований можно дать следующие рекомендации по оптимизации характеристик датчика:

- с ростом магнитной индукции параметр p уменьшается, следовательно, параметр s также уменьшается (см. рис. 2) и ширина δ ионизационной зоны растет, что свидетельствует об увеличении числа ионизационных столкновений и, как следствие, ионизационного тока;

- поскольку кинетическая энергия электронов в ионизационной зоне $T = m(r\omega_H)^2/2$ пропорциональна магнитной индукции B , ионизационные процессы усиливаются с ее увеличением.

Таким образом, для увеличения чувствительности электроразрядного датчика следует повышать магнитную индукцию B . Однако напряжение на электродах не рекомендуется делать слишком большим из-за краевых эффектов, его следует подбирать исходя из условий устойчивой работы электронной системы.

Заключение. Теоретические и экспериментальные исследования показывают, что при низких давлениях ($p < 0,01$ Па) ВАХ линейна по давлению и напряжению на электродах, основное влияние на ионизационные процессы оказывают ударная ионизация нейтральных молекул электронами и захват электронов молекулами кислорода.

При высоких давлениях ($p \geq 1$ Па) полный ток является взаимнооднозначной нелинейной функцией давления в газе.

Полученные рекомендации обеспечивают оптимальное проектирование электроразрядного датчика низкого давления.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Jamal R.K., Aadim K.A., Al-Zaidi Q.G., Taaban I.N. Hydrogen Gas Sensors Based on Electrostatically Spray Deposited Nickel Oxide Thin Film Structures. *Photonic Sensors*, June 2015. DOI: 10.1007/s13320-015-0253-0.

- [2] Lopez-Herrera J.M., Barrero A., Boucard A. An Experimental Study of the Electro spraying of Water in Air at Atmospheric Pressure. *Journal of the American Society for Mass Spectrometry*, March, 2004.
- [3] Zhu X.F., Thiam S., Valle B.C., Warner I.M. A Colloidal Graphite-Coated Emitter for Sheathless Capillary Electrophoresis. *Nano-electrospray Ionization Mass Spectrometry. Anal. Chem.*, 2002, 74(20), pp. 5405–5409.
- [4] Гросу Ф.П., Болога А.М., Болога М.К., Моторин О.В. О зависимости характеристик коронного разряда от давления. *Электронная обработка материалов*, 2015, 51(5), с. 45–50.
- [5] Пенчко Е.А., Костин Л.А. А. с. СССР SU № 1472777. *Ионизационный вакуумметр*. Приоритет от 11.08.87. Оpubл. 15.04.89, бюл. № 14.
- [6] Жакин А.И., Луценко А.А. Анализ ионизационных процессов в электроразрядных датчиках низкого давления. *Электронная обработка материалов*, 2012, т. 48(2), с. 79–85.
- [7] Жакин А.И., Богомазов Р.Ю. Анализ ионизационных процессов в электроразрядных датчиках сверхнизкого давления. *Электронная обработка материалов*, 2012, т. 48(3), с. 88–92.
- [8] Мнацаканян А.Х., Найдис Г.В., Смирнов Б.М., ред. Процессы образования и гибели частиц в азотно-кислородной плазме. *Химия плазмы. Сб. статей*, вып. 14. Москва, Энергоиздат, 1987, 296 с.
- [9] Мнацаканян А.Х., Найдис Г.В., Солозобов Ю.М. К теории коронного разряда в нагретом воздухе. *Теплофизика высоких температур*, 1986, т. 24, № 6, с. 1060–1066.
- [10] Мак-Ивен М., Филипс Х. *Химия атмосферы*. Пер. с англ. Москва, Мир, 1978.

Статья поступила в редакцию 28.04.2016

Ссылку на эту статью просим оформлять следующим образом:

Жакин А.И., Гримов А.А., Луценко А.А., Пиккиев В.А. Оптимизация электроразрядного датчика низкого давления. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2016, вып. 5. <http://dx.doi.org/10.18698/2308-6033-2016-05-1491>

Статья подготовлена по материалам доклада, представленного на XL Академических чтениях по космонавтике, посвященных памяти академика С.П. Королёва и других выдающихся отечественных ученых — пионеров освоения космического пространства, Москва, МГТУ им. Н.Э. Баумана, 26–29 января 2016 г.

Жакин Анатолий Иванович — д-р физ.-мат. наук, профессор кафедры «Нанотехнология» ЮЗГУ. Автор более 100 научных работ, индекс Хирша 8.
e-mail: zhakin@mail.ru

Гримов Александр Александрович — канд. техн. наук, преподаватель кафедры «Космическое приборостроение и средства связи» ЮЗГУ. Автор более 20 работ, индекс Хирша 3.

Луценко Антон Андреевич — инженер Центра научно-технического производства ЮЗГУ. Автор более 20 работ.

Пиккиев Валериан Алексеевич — канд. техн. наук, доцент кафедры «Космическое приборостроение и средства связи» ЮЗГУ. Автор более 20 работ.

Optimization of a low pressure sputter-ion sensor

© A.I. Zhakin, A.A. Gromov, A.A. Lutsenko, V.A. Pikkiev

South-Western State University (SWSU), Kursk, 305040, Russia

The article discusses theoretical and experimental studies of low-pressure sputter-ion sensors in nitrogen-oxygen plasma. Sensor is an electrode system in the form of a cylindrical capacitor with crossed electric and magnetic fields. The magnetic field allows for maintaining the sustainable development of the electric discharge. There suggested the system of plasma chemical equations upon which expression for the dependence of the current from the applied voltage and the sensor pressure was obtained. The agreement of the results of theoretical and experimental studies is satisfactory. Based on these results recommendations for optimizing the sensor are provided - the sensor size is decreased and the accuracy of the pressure measurements is increased.

Keywords: sensor, pressure, discharge, electric field, magnetic field, plasma chemical reactions, current, volt-ampere characteristic.

REFERENCES

- [1] Jamal R.K., Aadim K.A., Al-zaidi Q.G., Taaban I.N. Hydrogen Gas Sensors Based on Electrostatically Spray Deposited Nickel Oxide Thin Film Structures. *Photonic Sensors*, June 2015, pp. 235–240. DOI: 10.1007/s13320-015-0253-0
- [2] López-Herrera J.M., Barrero A., Boucard A. An Experimental Study of the Electro spraying of Water in Air at Atmospheric Pressure. *Journal of the American Society for Mass Spectrometry*, March 2004.
- [3] Zhu X.F., Thiam S., Valle B.C., Warner I.M. A Colloidal Graphite-Coated Emitter for Sheathless Capillary Electrophoresis. *Nanoelectrospray Ionization Mass Spectrometry. Anal. Chem.* 2002, 74 (20), pp. 5405–5409.
- [4] Grosu F.P., Bologa A.M., Bologa M.K., Motorin O.V. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*, 2015, vol. 51, no. 5, pp. 456–461.
- [5] Penchko E.A., Kostin L.A. *Ionizatsionnyy vakuummetr* [The Ionization Vacuum Gauge]. Certificate of Authorship, SU, no. 1472777. Priority on August 11, 1987, published April 15, 1989, Bulletin no. 14.
- [6] Zhakin A.I., Lutsenko A.A. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*, 2012, vol. 48, no. 2, pp. 156–160.
- [7] Zhakin A.I., Bogomazov R.Yu. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*, 2012, vol. 48, no. 3, pp. 264–267.
- [8] Mnatsakanyan A.Kh., Naydis G.V. Protsessy obrazovaniya i gibeli chastits v azotno-kislorodnoy plazme [The Processes of Formation and Destruction of Particles in the Nitrogen-Oxygen Plasma]. *Khimiya plazmy. Sbornik statey* [Plasma Chemistry. Collected articles]. Smirnov B.M., ed. Vol. 14. Moscow, Energoizdat Publ., 1987, 296 p.
- [9] Mnatsakanyan A.Kh., Naydis G.V., Solozubov Yu.M. *Teplofizika vysokikh temperatur — Thermophysics of High Temperatures*, vol. 24, no. 6, 1986, pp. 1060–1066.
- [10] McEwan M.J., Phillips L.F. *Chemistry of the Atmosphere*. Edward Arnold Ltd., London, 1975 [In Russ.: Mak-Iven M., Filips Kh. *Khimiya atmosfery*. Moscow, Mir Publ., 1978].

Zhakin A.I., Dr. Sci. (Phys.&Math.), Professor, Department of Nanotechnology, South-Western State University. Author of over 100 research publications. e-mail: zharin@mail.ru

Grimov A.A., Cand. Sci. (Eng.), lecturer, Department of Space Instrumentation Engineering and Communications Equipment, South-Western State University. Author of over 20 research publications.

Lutsenko A.A., engineer, Center of Scientific and Technical Production, South-Western State University. Author of over 20 research publications.

Pikkiev V.A., Cand. Sci. (Eng.) associate professor, Department of Space Instrumentation Engineering and Communications Equipment, South-Western State University. Author of over 20 research publications.