

УДК 538.4

## «СГУСТКОВАЯ» МОДЕЛЬ КОРОННОГО РАЗРЯДА В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМ ПОТОКЕ

ВАРЕНЦОВ О. К., ВАТАЖИН А. Б., ФАРАМАЗЯН В. В.

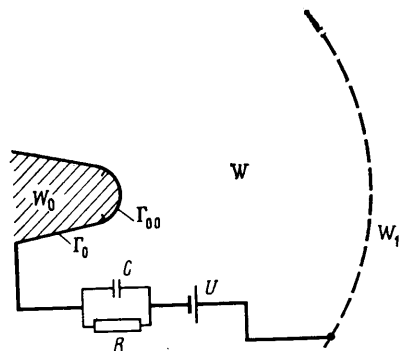
Теорию стационарного коронного разряда можно считать в основном завершённой (см., например, [1–5]). Однако уже в первых экспериментальных исследованиях коронного разряда было обнаружено, что регистрируемый электрический ток — не стационарная величина, а совокупность импульсов, которые следуют с определенной частотой, зависящей от перенапряжения коронного разряда [1, 5–8]. Если для определения интегральных характеристик коронного разряда его нестационарная природа не имеет существенного значения, то для ряда приложений (электростатические разрядники, коронный разряд в турбулентном потоке) изучение нестационарной структуры коронного разряда является важной задачей. В работе [8] была предпринята попытка получить теоретическую информацию о движении отдельных сгустков объемного заряда в межэлектродном промежутке на основе экспериментальных данных о частоте их следования и предположения, что собственное электрическое поле сгустков несущественно, а движение газа отсутствует.

В данной работе предложена теоретическая модель коронного разряда для случая, когда перенос электрического заряда осуществляется посредством движения отдельных заряженных сгустков конечных размеров. Сформулирована система уравнений и граничных условий для изучения нестационарных циклических процессов в коронном разряде. Учтены электрическое поле, индуцированное объемным зарядом сгустков, и наличие внешней электрической цепи. Получено решение сформулированной системы уравнений для коронного разряда со сферической геометрией. Найдены интегральные (вольт-амперные) характеристики и амплитудно-частотные характеристики коронного разряда. Предложенная теория обобщена на случай коронного разряда в движущемся газе. Найдены нестационарные характеристики коронного разряда со сферической геометрией при движении газа в радиальном направлении.

**1. Постановка задачи.** Рассмотрим коронный разряд между электродами  $W_0$  и  $W_1$ , соединенными электрической цепью с емкостью  $C$ , сопротивлением  $R$  и внешним источником постоянного тока с напряжением  $U$  (фиг. 1). Распределение электрического поля  $E$  и объемного электрического заряда  $q$  в униполярной зоне  $W$  между электродами описывается системой уравнений

$$\operatorname{div} E = 4\pi q, \quad \frac{\partial q}{\partial t} + \operatorname{div} j = 0, \\ j = q(V + bE) \quad (1.1)$$

где  $V$  и  $b$  — заданные скорость газового потока и подвижность заряженных частиц. Независимое задание газодинамических параметров возможно вследствие малости параметра электрогазодинамического взаимодействия, когда явление электрического ветра [1] оказывается несущественным. Система (1.1) записана в бездиффузионном приближении, так как характерная диффузионная длина  $x_d$  является малой величиной. Действительно, пусть  $D$  — коэффициент диффузии ионов,  $t \sim L/v_i$ ,  $v_i =$



Фиг. 1

$=|V+bE|$ , тогда  $x_d = \sqrt{Dt}$  и при  $L=1$  см,  $D=0,1$  см<sup>2</sup>/с,  $b \sim 2$  см<sup>2</sup>/В·с,  $E \sim 10^3$  В/см,  $V \leq 10^4$  см/с имеем  $x_d \sim 10^{-2}$  см. Поэтому диффузией ионного заряда в примыкающей к коронирующему электроду зоне области  $W$ , где  $E \geq 10^3$  В/с, можно пренебречь. В зоне, удаленной от коронирующего электрода, диффузионные эффекты в некоторых случаях могут быть заметными, однако они не изменяют качественной картины процесса. Методика учета диффузии на фронтах электрического заряда изложена в [9].

Развиваемая ниже теория предназначена для описания процессов в отрицательной короне, когда внешнее электрическое поле на электроде  $W_0$  отрицательно, а в области  $W$  находятся отрицательные ионы. Для удобства будем считать, что в униполярной области находится положительный заряд и электрическое поле положительно.

Уравнения (1.1) справедливы в униполярной области коронного разряда, которая расположена вне внутренней зоны разряда, примыкающей к коронирующему электроду  $W_0$ . Особенности электрокинетических процессов во внутренней зоне разряда должны учитываться модельными граничными условиями, которые при достаточно малой толщине этой зоны задаются на поверхности  $\Gamma_0$  электрода  $W_0$ . Обсуждение этих условий для стационарной модели разряда проведено, например, в [2, 3]. При формулировке условий на  $\Gamma_0$  в дискретной модели разряда будем использовать следующие экспериментальные результаты.

1. Величина  $Q$  заряда отдельного сгустка при фиксированных термодинамических параметрах газа определяется характерным радиусом  $r_0$  кривизны коронирующего электрода и слабо зависит от разности потенциалов между электродами [8]. Эта величина в первом приближении также не зависит от скорости попутного (от коронирующего электрода к внешнему) обдува разряда газодинамическим потоком<sup>1</sup>.

2. При малых и умеренных перенапряжениях  $m=U/U_*$ , где  $U_*$  — потенциал зажигания коронного разряда, время формирования сгустков намного меньше интервалов между последовательными моментами их возникновения.

3. Известна величина  $E_*$  — напряженность зажигания коронного разряда. С этой величиной в первом приближении можно отождествить напряженность включения ионизационных процессов на электроде, приводящих к формированию сгустков объемного заряда.

В качестве граничного условия, учитывающего указанные особенности коронного разряда, предлагается следующее:

$$P \in \Gamma_0 : j(t) = \sum_{k=1}^{\infty} \sigma_0 \delta(t-t_k), \quad E(t_k) = E_* \quad \sigma_0 = Q/S; \quad \sigma_0, \quad E_* = \text{const} \quad (1.2)$$

Здесь  $S$  — площадь коронирующего участка электрода,  $E$  — нормальная составляющая электрического поля на  $\Gamma_0$ .

Согласно условию (1.2), в моменты, когда на электроде  $E=E_*$ , возникает импульс тока, в результате которого с единицы поверхности электрода в газ поступает заряд  $\sigma_0$ . Ввиду мгновенного выделения этого заряда и конечной скорости его распространения сгусток вначале имеет форму бесконечно тонкого слоя, а напряженность поля на  $\Gamma_0$  падает скачком до величины  $E_- = E_* - 4\pi\sigma_0$ . В дальнейшем, по мере движения сгустка к электроду-коллектору, происходит его расширение и увеличение  $E$  на  $\Gamma_0$  до значения  $E_*$ . Величину  $E_-$  можно рассматривать как напряженность, при которой прекращается формирование сгустка.

<sup>1</sup> Экспериментальные исследования амплитудно-частотных характеристик коронного разряда в системе острие — плоскость при его попутном и встречном обдуве в открытом пространстве недавно проведены А. Б. Ватажиным, В. А. Лихтером и В. И. Шульгиным. Соответствующая публикация готовится.

Обобщением граничного условия (1.2) являются следующие соотношения:

(1.3)

$$P \in \Gamma_0: j(t) = \sum_{k=1}^{\infty} f_k; \quad t_k^+ \leq t < t_k^-: f_k = f(E); \quad t < t_k^+, \quad t \geq t_k^-: f_k = 0$$

$$E(t_k^+) = E_+, \quad E(t_k^-) = E_-; \quad E_+, E_- = \text{const}, \quad k=1, 2, \dots$$

Решение задачи (1.1) с условием (1.3) описывает процесс, в котором за время  $\tau_k^{(1)} = t_k^- - t_k^+$  вблизи коронирующего электрода происходит образование объемного электрического заряда (сгустка), и затем его отход за время  $\tau_k^{(2)} = t_{k+1}^+ - t_k^-$  на достаточно большое расстояние, создающий условия для зажигания нового импульса. Очевидно, что соотношения (1.3) эквивалентны (1.2), если смещение передней границы (фронта) сгустка за время  $\tau^{(1)}$ , равно  $\Delta x \sim \tau^{(1)} b E_+$ , мало по сравнению с характерным размером  $r_0$  электрода  $\Gamma_0$

$$\kappa = \frac{\tau^{(1)} b E_+}{r_0} \ll 1 \quad (1.4)$$

Если  $\tau^{(1)} \sim 10^{-7}$  с,  $r_0 \sim 0,1$  см,  $E_+ \sim 10^5$  В/см,  $b \sim 2$  см<sup>2</sup>/В·с, то  $\kappa \sim 0,2$ . При выполнении (1.4) электрическое поле на фронте сгустка остается неизменным и равным  $E_+$ . Поэтому поверхностная плотность  $\sigma_0$  электрического заряда сгустка в момент его отрыва от электрода определяется соотношением  $\sigma_0 = (E_+ - E_-)/4\pi$ .

Выбор  $E_+$  и  $E_-$  осуществляется на основе экспериментальных данных. Как указывалось выше,  $E_+ \approx E_*$ . Величина  $E_-$  становится известной, если из эксперимента задается  $\sigma_0$ . Наоборот, если из экспериментальных условий известна величина  $E_-$ , то становится определенным заряд сгустка  $\sigma_0$ . Анализ экспериментальных данных, представленных в [7], показывает, что отношение  $E_-/E_+$ , по-видимому, невелико. Поэтому в ряде случаев можно принять, что

$$E_+ = E_*, \quad E_- = 0, \quad \sigma_0 = E_*/4\pi \quad (1.5)$$

Подчеркнем, что величины  $E_-$  и  $E_+$  являются постоянными, входящими в граничные условия (1.2) и в условия (1.3) при  $\kappa \rightarrow 0$ . Варьируя эти постоянные, можно добиться наилучшего согласования расчетных и экспериментальных данных. Здесь будут приведены решения задачи при использовании постоянных (1.5).

Система уравнений (1.1) с граничными условиями (1.2) или (1.3) должна быть дополнена соотношениями

$$\Gamma_0: \varphi = \varphi_g(t); \quad \Gamma_1: \varphi = 0; \quad \varphi_g = \int_l \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l}; \quad \mathbf{E} = -\nabla\varphi \quad (1.6)$$

$$\int_{\Gamma_0} \left( \frac{1}{4\pi} \frac{dE_n}{dt} - j_n \right) d\Sigma = \frac{1}{R} (U - \varphi_g) - C \frac{d\varphi_g}{dt} \quad (1.7)$$

где  $\varphi$  — электростатический потенциал,  $\Gamma_1$  — поверхность электрода-коллектора (в соотношении (1.6) интегрирование проводится по любому контуру, соединяющему электроды  $W_0$  и  $W_1$ ); (1.7) представляет собой уравнение для внешней электрической цепи, которое при  $R \rightarrow 0$  дает  $\varphi_g = U = \text{const}$ .

Заметим, что условия (1.2) или (1.3), вообще говоря, формулируются не для всей поверхности  $\Gamma_0$ , а только для ее коронирующего участка  $\Gamma_{00}$  ( $\Gamma_{00} \subset \Gamma_0$ ). Размеры коронирующего участка, а также зона, занятая объемным зарядом в области  $W$ , должны находиться из решения задачи.

Система уравнений (1.1) и граничных условий (1.2) (или (1.3)), (1.5)–(1.7) представляет собой постановку задачи о нестационарном коронном разряде с учетом собственных электрических полей и внешней электрической цепи.

**2. Метод решения.** Уравнения (1.1) эквивалентны системе двух уравнений: относительно заряда  $q$  (гиперболического типа) и потенциала  $\phi$  (эллиптического типа). Уравнение для  $q$  имеет характеристики (траектории заряженных частиц) [2]

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{V} + b\mathbf{E}, \quad \frac{dq}{dt} = -4\pi b q^2 \quad (2.1)$$

Интегрируя (2.1), находим

$$q(\mathbf{r}, t) = q_0(t_0) / (1 + 4\pi b q_0(t_0)(t - t_0)) \quad (2.2)$$

Здесь  $t_0$  — момент времени, в который характеристика, проходящая через точку  $(\mathbf{r}, t)$ , выходит с поверхности  $\Gamma_0$ ;  $q_0$  — плотность электрического заряда на  $\Gamma_0$  в точке выхода этой характеристики;  $t$  — собственное время.

Согласно п. 1, электрический заряд  $q$  на  $\Gamma_0$  сосредоточен в бесконечно тонком слое и поэтому  $q_0(t_0) \rightarrow \infty$ . Кроме того, все заряженные частицы в этом слое стартуют в один и тот же момент времени  $t_0$ , поэтому электрический заряд в сгустке конечной толщины, образовавшемся из первоначального бесконечно тонкого слоя заряда, на основании (2.2) определяется формулой

$$q(\mathbf{r}, t) = 1 / (4\pi b(t - t_0)) \quad (2.3)$$

Согласно (2.3), в каждый момент времени  $t$  распределение  $q$  в сгустке однородное. С ростом  $t$  заряд  $q$  убывает пропорционально  $t^{-1}$ . Времена  $t_0$  для различных сгустков отличаются друг от друга и определяются из решения задачи. Наличие интеграла (2.3) позволяет свести задачу о распределении  $\mathbf{E}$  и  $q$  в области  $W$  к задаче о нахождении границ отдельных сгустков, движущихся в поле скорости  $\mathbf{V}$  и в поле  $\mathbf{E}$ , которое, однако, зависит от положения сгустков. Поле  $\mathbf{E}$  вычисляется из решения эллиптического уравнения относительно потенциала  $\phi$  для каждого момента времени  $t$ , характеризующегося определенной конфигурацией сгустков.

Обратим внимание, на то, что условие (2.3) соответствует случаю, когда ионизационные процессы на всем участке  $\Gamma_0$  включаются практически одновременно. В противном случае в пространственном сгустке в каждый момент времени  $t$  могут существовать подобласти с различными  $q$ .

**3. Сферическая геометрия электродов.** Рассмотрим коронный разряд между сферическими электродами с радиусами  $r_0$  и  $r_1$  ( $r_0 < r_1$ ). Пусть сфера  $r=r_0$  является гидродинамическим источником (стоком), создающим в окружающем пространстве распределение скорости

$$V_r = V_0(r_0/r)^2 \quad (3.1)$$

где  $V_0$  — скорость газа на поверхности сферы  $r=r_0$ . В соответствии с п. 1 будем считать, что электрический разряд осуществляется переносом сгустков с зарядом  $Q = 4\pi r_0^2 \sigma_0$ ,  $4\pi \sigma_0 = E_* = \text{const}$ .

В силу симметрии задачи заряженные сгустки имеют форму шаровых слоев с внешним и внутренним радиусами  $r_k^+$  и  $r_k^-$ . Соответствующая система уравнений (1.1), (1.2), (1.5)–(1.7), записанная в безразмерной форме, с учетом соотношений (2.1) и (2.3) приобретает вид

$$r=r_k^+(t): \quad \frac{dr_k^+}{dt} = \frac{G}{(r_k^+)^2} + E(r_k^+, t) \quad (3.2)$$

$$r=r_k^-(t): \frac{dr_k^-}{dt} = \frac{G}{(r_k^-)^2} + E(r_k^-, t) \quad (3.3)$$

$$r_k^-(t) \leq r \leq r_k^+(t): q = (t-t_{0k})^{-1} \quad (3.4)$$

$$r^2 E(r, t) - E(1, t) = \int_1^r q r^2 dr \quad \left( \int_{r_k^-}^{r_k^+} q r^2 dr = 1, \int_1^{r_k^+} q r^2 dr = k \right) \quad (3.5)$$

$$r=1: j(t) = \sum_{n=1}^{\infty} \delta(t-t_n), \quad E(t_n) = 1, \quad \varphi = \varphi_g; \quad r=r_1: \varphi=0 \quad (3.6)$$

$$\tau_0 \frac{d\sigma_w}{dt} - j_w = U^0 - \varphi_g - C_0 \tau_0 \frac{d\varphi_g}{dt}, \quad \sigma_w = E(1, t), \quad j_w = j(1, t) \quad (3.7)$$

$$g = (1-r_1^{-1}), \quad \tau_0 = bE_* R, \quad C_0 = C/r_0, \quad G = V_0/bE_* \quad (3.8)$$

$$U^0 = gm, \quad m = U/U_*$$

В этих уравнениях переменные  $r, t, E=E_r(r, t), \varphi$  (и  $\varphi_g$ ),  $j=j_r(r, t)$  отнесены соответственно к характерным величинам  $r_0, r_0/bE_*, E_*, r_0E_*, bE_*^2/r_0$ . Безразмерный заряд сгустка равен единице. Уравнения (3.2) и (3.3) следуют из первого уравнения (2.1), уравнение (3.4) вытекает из (2.3), соотношение (3.5) является интегральным аналогом первого уравнения в (1.1), граничные условия (3.6) и (3.7) следуют из (1.2), (1.6), (1.7). Формула (3.4) определяет заряд внутри сгустка, электрический заряд вне сгустков равен нулю.

В систему уравнений (3.2)–(3.7) входят безразмерные параметры (3.8). Параметр  $\tau_0$  представляет собой отношение постоянной времени цепочки, включающей емкость коронирующего участка и сопротивление  $R$ , к времени смещения сгустка на расстояние  $r_0$  от электрода  $W_0$ ; параметр  $C_0$  является отношением емкости  $C$  к характерной емкости коронирующего электрода.

Индекс  $k$  – «номер» сгустка: в пространстве  $1 < r < r_k^+$  расположено  $k$  сгустков.

Из уравнений (3.3)–(3.5) следуют соотношения

$$\frac{dr_k^-}{dt} = (k-1+G+\sigma_w) \frac{1}{(r_k^-)^2}, \quad (r_k^+)^3 - (r_k^-)^3 = 3(t-t_{0k}), \quad k=1, \dots, N \quad (3.9)$$

Здесь  $N$  – суммарное число сгустков, расположенных в межэлектродном промежутке.

Входящая в (3.7) функция  $\varphi_g$  вычисляется с помощью (3.4), (3.5)

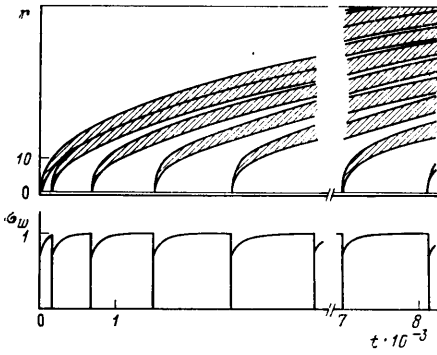
$$r_{N^+} < r_1: \varphi_g = \sigma_w g + \sum_{k=1}^N \left[ \frac{1}{r_k^+} - \frac{1}{r_1} + \frac{(r_k^+ - r_k^-)^2}{6(t-t_{0k})} \left( 1 + 2 \frac{r_k^-}{r_k^+} \right) \right] \quad (3.10)$$

(При наличии контакта сгустка с номером  $k=N$  и коллектора ( $r_{N^+}=r_1$ ) формула (3.10) несколько усложняется.)

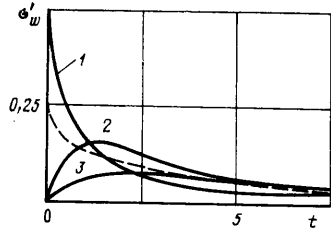
Таким образом, решение задачи сводится к совместному интегрированию  $N+1$  обыкновенных дифференциальных уравнений (3.9) и (3.7), которые содержат неизвестные  $r_k^-(t), k=1, \dots, N$ , и  $\sigma_w(t)$ . Неизвестные  $r_k^+$  вычисляются с помощью второго соотношения (3.9). Интегрирование производится при начальных условиях

$$t=0: \sigma_w=0, \quad N=0 \quad (3.11)$$

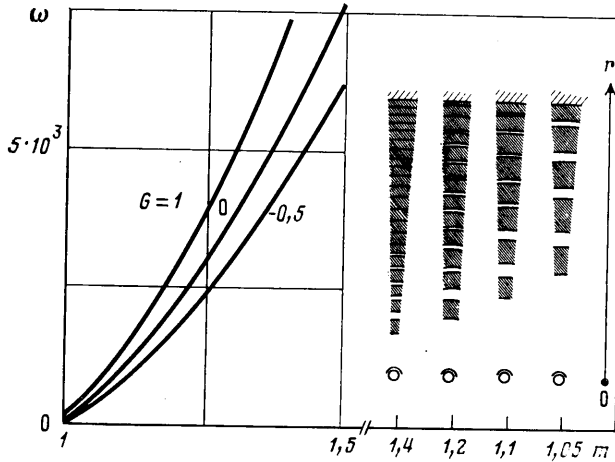
В процессе решения контролируется величина  $\sigma_w$ ; в каждый момент времени  $t_0$ , когда  $\sigma_w=1$ , с поверхности  $\Gamma_0$  выпускается очередной сгусток



Фиг. 2



Фиг. 4



Фиг. 3

с номером  $k=1$ . Дальнейшее интегрирование проводится с начальными условиями

$$t=t_{01}=t_0; \quad r_1^- = r_1^+ = 1, \quad \sigma_w = 0 \quad (3.12)$$

Номера остальных сгустков увеличиваются на единицу, их положение в момент  $t_0$  не изменяется.

**4. Результаты расчетов.** Интегрирование систем уравнений и граничных условий (3.7)–(3.12) проводилось при  $r_1=50$  ( $g=0,98$ ) и изменении остальных параметров в диапазонах:  $1 \leq m \leq 1,5$ ;  $-0,5 < G < 1$ ,  $0 < \tau_0 < 10$ ,  $0 < C_0 < 100$ . Ситуация, когда  $\tau_0=0$ , соответствует работе коронного разряда, в котором напряжение  $U$  создается высоковольтным источником с малым внутренним сопротивлением, а сопротивлением подводящих проводов можно пренебречь. Ситуации, когда необходимо учитывать параметры  $\tau_0$  и  $C_0$ , могут соответствовать режиму работы авиационного пассивного электростатического разрядника с резистивным элементом.

Большинство приводимых ниже данных соответствует условию  $\tau_0=0$ , которое выполняется во многих лабораторных экспериментах. В этом случае  $\varphi_g = U^0$ , величина  $\sigma_w$  определяется не из дифференциального уравнения (3.7), а из алгебраического соотношения (3.10), а параметр  $C_0$  не входит в систему уравнений.

На фиг. 2–4 представлены результаты расчетов при  $\tau_0=0$ . Траектории заряженных сгустков в межэлектродном промежутке и изменение электрического поля на коронирующем электроде при  $m=1,1$ ,  $G=0$  показаны на фиг. 2. Производная  $\sigma_w'$  пропорциональна электрическому току в цепи коронного разряда. Согласно фиг. 2, первые сгустки после включения разряда следуют с относительно большой частотой, которая уменьшается по мере заполнения промежутка объемным зарядом. Начиная с некоторого момента времени процесс выходит на квазистационарный режим, характеризующийся постоянными частотой импульсов и амплитудой всплесков тока в цепи разряда.

В квазистационарном режиме межэлектродная область  $W$  включает в себя примыкающую к коронирующему электроду ближнюю область с относительно малым зарядом и дальнюю область, в которой сосредоточен практически весь объем-

ный электрический заряд и которая примыкает к электроду-коллектору. В ближней зоне электрический заряд сосредоточен в единственном сгустке, который после возникновения на коронирующем электроде пересекает эту зону с большой скоростью и вливается в дальнюю зону. Последняя достаточно равномерно заполнена заряженными сгустками, промежутки между которыми незначительны, а скорости практически постоянны. Объемный заряд из дальней зоны практически непрерывно поступает на электрод-коллектор. Таким образом, дискретная структура разряда наиболее отчетливо проявляется в ближней зоне.

Относительная величина внутренней и внешней зон зависит от перенапряжения  $m$ . При малых  $m$  дальняя зона отсутствует: сгустки в межэлектродном промежутке расположены на достаточно большом расстоянии друг от друга. При больших  $m$  внешняя зона занимает почти весь промежуток, и нестационарный характер разряда проявляется слабо. Экспериментальным подтверждением этого вывода является снижение при возрастании  $m$  интенсивности генерируемых разрядом пульсаций электромагнитных полей.

На левой части фиг. 3 показаны зависимости безразмерной частоты

$$\omega = \frac{r_0}{(t_{k+1} - t_k) b E_*}$$

от параметра  $m$ . (В формуле для  $\omega$  использованы размерные значения  $t_k$  и  $t_{k+1}$ .) Параметром кривых является характерная безразмерная скорость гидродинамического потока  $G$ . При увеличении напряжения коронного разряда  $U$  частота следования сгустков монотонно возрастает. Наличие спутного гидродинамического потока ( $G > 0$ ) вызывает дополнительное увеличение частоты  $\omega$ , а встречный гидродинамический поток ( $G < 0$ ) способствует уменьшению этой частоты. При достаточно интенсивном встречном гидродинамическом потоке решение нестационарной задачи отсутствует. Напомним, что решение стационарной задачи о коронном разряде при наличии встречного газодинамического потока также возможно только в ограниченном диапазоне изменения параметра  $G$  [10].

В правой части фиг. 3 показаны положения сгустков и их толщины при  $G=0$  и различных значениях параметра  $m$  (здесь изображены малые сегменты соответствующих шаровых слоев объемного электрического заряда). С увеличением параметра  $m$  число сгустков в межэлектродном промежутке возрастает, их толщина и расстояние между ними уменьшаются, а дальняя зона оказывается достаточно плотно заполненной электрическим зарядом. Количество сгустков  $N$  в межэлектродном промежутке и координаты  $r_k^+$  и  $r_k^-$  границ сгустков определяются формулами

$$(r_k^+)^3 = 1 + 3(k-1)(k/2 + G + \langle \sigma \rangle) / \omega, \quad \langle \sigma \rangle = \omega \int_{t_k}^{t_{k+1}} \sigma dt$$

$$(r_k^-)^3 = 1 + 3(k-1)(k/2 - 1 + G + \langle \sigma \rangle) / \omega, \quad r_1^3 = 1 + 3(N-1)(N/2 + G + \langle \sigma \rangle) / \omega$$

При  $N \gg 1$  справедлива асимптотическая формула  $r_1^3 = 3N^2/2\omega$ .

Влияние параметров внешней цепи на ток в единичном импульсе коронного разряда, пропорциональный величине  $\sigma_w'$ , показано на фиг. 4. Кривая 1 соответствует условию  $\tau_0=0$ , когда сопротивление внешней цепи отсутствует и  $\varphi_0=U^0$ . Кривые 2 и 3 получены при  $\tau_0=1$  и 3 и  $C_0=0$ . Штриховая кривая построена при  $\tau_0=1$ ,  $C_0=1$ . Все расчеты проведены при  $m=1,1$ ,  $G=0$ ,  $r_1/r_0=50$ . В случае  $\tau_0=0$  ток в импульсе непрерывно уменьшается. При  $\tau_0 \neq 0$  и  $C_0=0$  зависимости  $\sigma_w'(t)$  имеют точки максимума, при этом абсолютное значение тока с ростом  $\tau_0$  уменьшается. При  $\tau_0 \neq 0$  и достаточно больших  $C_0$  точки максимума в зависимости  $\sigma_w'(t)$  исчезают.

Из анализа зависимости  $\sigma_w'(t)$  вытекает, что при малых  $\tau_0$  ток в электрической цепи определяется динамикой сгустков в межэлектродном промежутке (или эффективным сопротивлением газоразрядного промежутка). При увеличении  $\tau_0$  заметную роль начинают играть условия протекания тока во внешней электрической цепи.

В заключение заметим, что собственные электрические поля  $E_i$  оказывают существенное влияние на динамику сгустков в межэлектродном промежутке. Так, при  $G=0$ ,  $m=1,5$ ,  $\tau_0=0$ ,  $r_1/r_0=50$  безразмерное время  $T$ , за которое сгусток пересекает межэлектродный промежуток, равно  $2,8 \cdot 10^4$  при  $E_i=0$  и  $0,3 \cdot 10^4$  при  $E_i \neq 0$ .

Авторы выражают признательность В. А. Лихтеру и В. И. Шульгину за полезные обсуждения и ценные замечания.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Капцов Н. А.* Коронный разряд и его применение в электрофильтрах. М.—Л.: Гостехиздат, 1947. 226 с.
2. *Вагажин А. Б., Грабовский В. И., Лихтер В. А., Шутьгин В. И.* Электрогазодинамические течения. М.: Наука, 1983. 344 с.
3. *Верецагин И. П., Левитов В. И., Мирзабекян Г. З., Пашин М. М.* Основы электрогазодинамики дисперсных систем. М.: Энергия, 1974. 480 с.
4. *Литвинов В. Е., Мирзабекян Г. З.* Численный метод решения уравнения униполярного стационарного коронного разряда в плоских полях.— *Электричество*, 1972, № 5, с. 40—44.
5. *Попков В. И.* К теории коронного разряда в газе при постоянном напряжении.— *Изв. АН СССР. ОТН*, 1953, № 5, с. 664—674.
6. *Тимошин М. Г., Ларионов В. П.* Разрядные явления в потоке воздуха.— *Электричество*, 1972, № 5, с. 83—85.
7. *Богданова Н. Б., Певчев Б. Г., Полевой С. В.* Напряженность электрического поля на коронирующем электроде.— *Электричество*, 1978, № 4, с. 67—69.
8. *Lata W. L., Gallo C. F.* Systematic study of the electrical characteristics of the «Trichel» current pulses from negative needle-to-plane coronas.— *J. Appl. Phys.*, 1974, v. 45, № 1, p. 103—113.
9. *Вагажин А. Б.* Сглаживание разрывов электрического заряда в электрогидродинамике в результате диффузионных процессов.— *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1975, № 1, с. 59—67.
10. *Вагажин А. Б., Грабовский В. И.* Коронный разряд в движущемся газе.— *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1983, № 3, с. 133—141.

Москва

Поступила в редакцию  
5.V.1985