

3. Оришич А. М., Пономаренко А. Г., Солоухин Р. И. Об эффективности электроразрядных лазерных систем на  $\text{CO}_2$ . — В кн.: Газовые лазеры. Новосибирск: Наука, 1977.
4. Карюшин В. П., Малов А. Н., Солоухин Р. И. О влиянии условий предьонизации на развитие однородного разряда в газах. — Квант. электроника, 1978, т. 5, № 3.
5. Koppitz J., Stuhm K. Experiment on plane overvoltage discharges in  $\text{N}_2$  and comparison with calculation. — Appl. Phys., 1977, vol. 12, N 1.
6. Kline L. E., Denes L. J. Investigation of glow discharge formation with volume preionization. — J. Appl. Phys., 1975, vol. 46, N 4.
7. Баранов В. Ю., Петрушевич Ю. В. и др. Теоретическое и экспериментальное исследование импульсного разряда в газах. — Квант. электроника, 1979, т. 6, № 12.
8. Феоктистов В. А. Об электрической прочности и электропроводности объемного разряда при наличии внешней ионизации. — ПМТФ, 1977, № 5.
9. Чехунов Е. В., Захаров В. В. Разряд с предьонизацией в узком межэлектродном промежутке. — ЖТФ, 1978, т. 48, вып. 9.
10. Sato N., Sakamoto S. Undervoltage breakdown between parallel plates in air. — J. Phys. D: Appl. Phys., 1979, vol. 12, p. 875.
11. Грановский В. Л. Электрический ток в газах. Установившийся ток. М.: Наука, 1971.
12. Лозанский Э. Д. Развитие электронных лавин и стримеров. — УФН, 1975, т. 5, № 3.
13. Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М.: Наука, 1968.
14. Оришич А. М., Пономаренко А. Г., Солоухин Р. И. О предельных энергетических характеристиках импульсных ТЕА-лазеров на  $\text{CO}_2$ . — ПМТФ, 1975, № 1.
15. Рубинов Ю. А., Мазуренко Ю. Т. Об условиях получения однородного самостоятельного разряда в  $\text{CO}_2$ -лазерах высокого давления. — ЖТФ, 1979, т. 49, вып. 2.

УДК 532.584 : 537.24

## ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ДВИЖЕНИИ В ОДНОМЕРНОМ КОРОННОМ РАЗРЯДЕ

Н. Л. Васильева, Л. Т. Черный  
(Москва)

В приближении электрогидродинамики [1, 2] рассматривается электризация дисперсных частиц аэрозоля при движении последнего через область одномерного униполярного коронного разряда. Задача о таком разряде в неподвижном газе решена в [3], а при движении газа с постоянной скоростью — в [4]. Численное исследование на ЭВМ задачи об одномерном коронном разряде в аэрозоле и зарядке его частиц в случае, когда аэрозоль движется в направлении движения ионов, проведено в [4], где учитывается также влияние зарядки аэрозольных частиц на коронный разряд.

В данной работе рассматриваются случаи, когда аэрозоль движется в направлении движения ионов или навстречу им, а аэрозольные частицы не влияют на коронный разряд. В этой постановке найдено точное аналитическое решение задачи о зарядке частиц, проведено его исследование и получены простые асимптотические выражения для зависимости заряда частиц от местного значения напряженности электрического поля и скорости аэрозоля.

1. Рассмотрим одномерное стационарное течение аэрозоля, состоящего из газа и первоначально не заряженных жидких дисперсных частиц, через область униполярного коронного разряда между двумя плоскими сетками-электродами, расположенными перпендикулярно потоку. Для определенности предположим, что электрод-коллектор заземлен (его потенциал примем за нуль), а на электроде-эмиттере для создания коронного разряда установлена система игл, начинающих коронировать при потенциале эмиттера  $\Phi_0$ . Пусть расстояние  $L$  между коллектором и эмиттером достаточно велико и неоднородностью электрического поля у сеток-электродов можно пренебречь. Выберем декартову систему координат  $x, y, z$  так, чтобы эмиттер и коллектор лежали в плоскостях  $x = 0$  и  $x = L$ . Ограничимся случаем, когда влияние электрического поля на движение газа и аэрозольных частиц мало. Для этого достаточно выполнения неравенств

$$|qE|L/\rho u^2 \ll 1, \quad qbE^2L/(\rho c_V T|u|) \ll 1, \\ \min(|QE|/(6\pi\mu a|u|), |QE|L/mu^2) \ll 1,$$

где  $q$  — плотность электрического заряда ионов в области униполярного коронного разряда;  $b$  — их подвижность (для положительного коронного разряда  $b > 0$ , а для отрицательного  $b < 0$ );  $u$ ,  $E$  — проекции скорости газа и напряженности электрического поля на ось  $x$ ;  $\rho$ ,  $\mu$ ,  $c_V$ ,  $T$  — плотность, вязкость, удельная теплоемкость и температура газа (его относительная диэлектрическая проницаемость принимается равной 1);  $Q$ ,  $m$ ,  $a$  — электрический заряд, масса и радиус аэрозольной частицы. Для вывода указанных неравенств необходимо в уравнениях количества движения и притока тепла для униполярно заряженного газа и в уравнении движения заряженных аэрозольных частиц [2] оценить относительные порядки членов, характеризующих влияние электрического поля, и записать условия их малости. В результате получим приведенные неравенства, имеющие следующий смысл. Первые два неравенства означают, что работа сил Кулона, действующих на газ, много меньше его кинетической энергии, а приток джоулева тепла к газу мал по сравнению с его внутренней энергией, и, следовательно, влияние электрического поля на движение газа несущественно. Последнее неравенство означает, что характерная скорость дрейфа аэрозольных частиц относительно газа под действием силы Кулона мала по сравнению со скоростью газа или работа этой силы мала по сравнению с начальной кинетической энергией частиц, и, следовательно, влияние электрического поля на их движение несущественно. Тогда скорости газа и аэрозольных частиц можно считать постоянными и равными между собой. Пусть также концентрация аэрозольных частиц  $n$  достаточно мала ( $n|Q| \ll |q|$ ) и их влиянием на величины  $E$  и  $q$  можно пренебречь.

В результате дифференциальные уравнения и граничные условия, описывающие коронный разряд и зарядку аэрозольных частиц при движении в нем, будут иметь вид

$$(1.1) \quad dE/dx = 4\pi q, \quad E = -d\varphi/dx, \quad q(u + bE) = j = \text{const};$$

$$(1.2) \quad \varphi(0) = \Phi, \quad E(0) = \Phi_0/L \equiv E_0, \quad \varphi(L) = 0;$$

$$(1.3) \quad u \frac{dQ}{dx} = J, \quad J = \begin{cases} 3\pi a^2 b q E \left(1 - \frac{Q}{3Ea^2}\right)^2, & \frac{Q}{3Ea^2} \leq 1, \\ 0, & \frac{Q}{3Ea^2} \geq 1; \end{cases}$$

$$(1.4) \quad Q(0) = 0, \quad u > 0; \quad Q(L) = 0, \quad u < 0.$$

Здесь  $\varphi$  — электрический потенциал;  $j$  — плотность электрического тока ионов;  $\Phi$  — потенциал эмиттера ( $|\Phi| > |\Phi_0|$ );  $J$  — электрический ток, текущий на аэрозольную частицу радиуса  $a$  за счет захвата ею ионов под действием электрического поля. Постоянная величина  $u$ , входящая в соотношения (1.2), (1.4), может быть как больше, так и меньше нуля, причем при  $u < 0$  предполагается, что везде в межэлектродном промежутке  $u + bE > 0$ . При  $u > 0$  это неравенство выполняется автоматически, так как из постановки задачи следует  $bE > 0$ . Второе равенство (1.2) означает, что после зажигания коронного разряда напряженность электрического поля у эмиттера остается неизменной при увеличении  $|\Phi|$  [5]. Вывод выражения (1.3) для  $J$  рассмотрен в [6, 7] в предположении, что проводимость аэрозольных частиц много больше проводимости газа. Соотношения (1.1) — (1.4) можно использовать как для положительного, так и для отрицательного коронного разряда. В последнем случае  $\Phi < \Phi_0 < 0$ ,  $E < 0$ ,  $q < 0$ ,  $b < 0$ ,  $j < 0$ .

Интегрируя уравнения (1.1) с учетом первых двух граничных условий (1.2), получим

$$(1.5) \quad E = b^{-1}(\sqrt{(u + bE_0)^2 + 8\pi b j x} - u);$$

$$(1.6) \quad \varphi = \Phi + \frac{ux}{b} - \frac{1}{12\pi b^2 j} [((u + bE_0)^2 + 8\pi b j x)^{3/2} - (u + bE_0)^3].$$

Из соотношений (1.5), (1.6), используя последнее условие (1.2), найдем напряженность электрического поля в конце межэлектродного промежутка

ка  $E_L(\Phi)$  и плотность электрического тока  $j(E_L)$ , входящую в (1.5), (1.6):

$$E_L = \frac{1}{b} \left[ \frac{3}{4} \left( \frac{b\Phi}{L} - u \right) - \frac{bE_0}{2} + \sqrt{\frac{9}{16} \left( \frac{b\Phi}{L} + u \right)^2 + \frac{3}{4} (u + bE_0) \left( \frac{b\Phi}{L} - bE_0 \right)} \right],$$

$$j = \frac{1}{8\pi bL} [(u + bE_L)^2 - (u + bE_0)^2].$$

2. Исследуем зарядку аэрозольных частиц, когда аэрозоль движется через разрядный промежуток в направлении от эмиттера к коллектору ( $u > 0$ ). В этом случае в направлении движения аэрозольных частиц абсолютная величина напряженности электрического поля монотонно возрастает. В результате во всем межэлектродном промежутке при движении аэрозольных частиц абсолютные величины их зарядов возрастают.

Выбирая в качестве независимого переменного вместо  $x$  величину  $E$  и используя первое соотношение (1.4), приведем уравнение зарядки аэрозольной частицы (1.3) к уравнению типа Риккати

$$(2.1) \quad dw/dE + (w - 1)/E + (b/4u)w^2 = 0, \quad w = (1 - Q/3Ea^2).$$

Соотношение (2.1) заменой  $w(E) = 2\eta'(\xi)/\xi\eta(\xi)$ ,  $\xi = \sqrt{bE/u}$  сводится к модифицированному уравнению Бесселя нулевого порядка для функции  $\eta(\xi)$ . Решая последнее и учитывая граничное условие (1.4), найдем следующее выражение для  $Q(E)$ :

$$(2.2) \quad Q = (3a^2u/b) Q^*(E^*, E_0^*), \quad E^* = bE/u, \quad E_0^* = bE_0/u;$$

$$(2.3) \quad Q^* = E^* \frac{K_2(\sqrt{E_0^*}) I_2(\sqrt{E^*}) - I_2(\sqrt{E_0^*}) K_2(\sqrt{E^*})}{K_2(\sqrt{E_0^*}) I_0(\sqrt{E^*}) - I_2(\sqrt{E_0^*}) K_0(\sqrt{E^*})}.$$

В частном случае, когда  $E_0^* = 0$ , формула (2.3) упрощается:

$$Q^* = E^* I_2(\sqrt{E^*}) / I_0(\sqrt{E^*}).$$

На фиг. 1 представлена зависимость  $Q^*(E^*)$  при  $E_0^* = 0$ ; 1 и 10 (кривые 1-3 соответственно). Видно, что заряд аэрозольной частицы монотонно растет с увеличением напряженности электрического поля и при  $E^* \geq 25$  практически не зависит от значения напряженности электрического поля в начале межэлектродного промежутка, если  $E_0^* \leq 10$ .

Используя асимптотические разложения модифицированных функций Бесселя при больших и малых значениях аргументов [8], можно показать, что

$$(2.4) \quad Q^* = (\sqrt{E^*} - 1)^2 + O(1/\sqrt{E^*}), \quad \sqrt{E^*} - \sqrt{E_0^*} > \text{const}, \quad E^* \rightarrow \infty;$$

$$(2.5) \quad Q^* = (1/8)(E^{*2} - E_0^{*2}) + O(E^{*3}), \quad E^* \rightarrow 0, \quad E_0^* \rightarrow 0.$$

Из фиг. 1 следует, что величина  $O(1/\sqrt{E^*})$  в соотношении (2.4) мала при  $E^* \geq 25$ ,  $E_0^* \leq 10$ . Соотношения (2.4) формально соответствуют, например, случаям  $E \rightarrow \infty$  ( $E_0 = \text{const}$ ,  $u = \text{const}$ ) или  $u \rightarrow 0$  ( $E = \text{const}$ ,  $E_0 = \text{const}$ ), а соотношения (2.5) — случаю  $u \rightarrow \infty$  ( $E = \text{const}$ ,  $E_0 = \text{const}$ ).

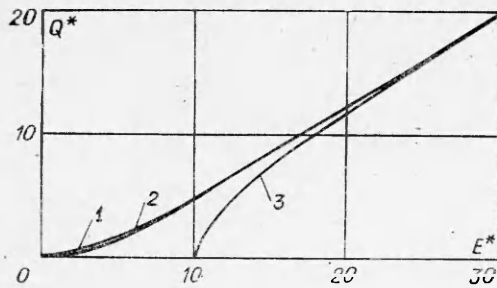
3. Исследуем теперь зарядку аэрозольных частиц, когда аэрозоль движется через разрядный промежуток в направлении от коллектора к эмиттеру ( $u < 0$ ). В этом случае в направлении движения аэрозольных частиц абсолютная величина напряженности электрического поля монотонно убывает. В результате имеем

$$(3.1) \quad \begin{aligned} udQ/dx &= J \neq 0, & x_c < x < L, \\ udQ/dx &= J = 0, & 0 < x \leq x_c, \end{aligned}$$

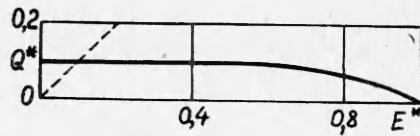
где координата  $x$  находится из уравнения

$$(3.2) \quad Q(x_c) = 3a^2E(x_c)$$

и, как будет показано ниже, не зависит от радиуса частицы  $a$ .



Ф и г. 1



Ф и г. 2

Согласно равенствам (3.4), при движении аэрозольных частиц через область  $x_c < x < L$ , прилегающую к коллектору, абсолютные величины их зарядов

растут. В области же  $0 < x \leq x_c$ , прилегающей к эмиттеру, заряды аэрозольных частиц остаются постоянными. Если уравнение (3.2) не имеет решения  $x_c$  из интервала  $(0, L)$ , то во всем межэлектродном промежутке при движении аэрозольных частиц абсолютные величины их зарядов возрастают.

Как и в п. 2, приведем уравнение зарядки аэрозольной частицы (1.3) к уравнению типа Риккати (в области  $|E| > |E_c| \equiv |E(x_c)|$ , прилегающей к коллектору)

$$(3.3) \quad dw/dE + (w - 1)/E - (b/4|u|)w^2 = 0, \quad w \equiv (1 - Q/3Ea^2).$$

Соотношение (3.3) заменой  $w(E) = -2\eta'(\xi)/\xi\eta(\xi)$ ,  $\xi = \sqrt{bE/|u|}$  сводится к уравнению Бесселя нулевого порядка для функции  $\eta(\xi)$ . Решая последнее и учитывая граничное условие (1.4), найдем следующее выражение для  $Q(E)$ :

$$(3.4) \quad Q = (3a^2 |u|/b) Q^*(E^*, E_L^*), \quad E^* = bE/|u|, \quad E_L^* = bE_L/|u|;$$

$$(3.5) \quad Q^* = -E^* \frac{Y_2(\sqrt{E_L^*}) J_2(\sqrt{E^*}) - J_2(\sqrt{E_L^*}) Y_2(\sqrt{E^*})}{Y_2(\sqrt{E_L^*}) J_0(\sqrt{E^*}) - J_2(\sqrt{E_L^*}) Y_0(\sqrt{E^*})}.$$

Формула (3.5) для  $Q^*$  справедлива только при  $E^* \geq E_c^*$ . При  $E^* < E_c^*$ , очевидно, имеем  $Q^* = Q^*(E_c^*, E_L^*) = \text{const}$ . Значение  $E_c^*$  находится из уравнения

$$(3.6) \quad Q^*(E_c^*, E_L^*) = E_c^*,$$

вытекающего из условия (3.2) и выражений (3.4) для  $Q, E^*$ . Из соотношения (3.6) следует, что значение  $E_c^*$  не зависит от радиуса аэрозольной частицы и, следовательно, координата  $x_c$  от него также не зависит. Если  $E_0^* < E_c^*$ , то, очевидно, значение напряженности электрического поля  $E_c$ , при котором ток  $J$  обращается в нуль, достигается внутри межэлектродного промежутка в точке  $x_c$ .

На фиг. 2 представлена зависимость  $Q^*(E^*)$  при  $E_L^* = 1$ . Видно, что уже при значении  $E^* = 0,6$  величина  $Q^*$  близка к своему максимальному значению 0,1, которое достигается при  $E^* = E_c^* = 0,4$ .

Используя асимптотические разложения функций Бесселя при больших значениях аргументов [8], можно показать, что при  $E_L^* > E^* \rightarrow \infty$  и  $\theta \equiv \sqrt{E_L^*} - \sqrt{E^*} > \delta$  имеем

$$(3.7) \quad Q^* = (\sqrt{E^*} - \text{ctg } \theta)^2 + 3/\sin^2 \theta + O(1/\sqrt{E^*}), \quad E^* > E_c^*,$$

$$Q^* = E_c^* = (\sqrt{E_L^*} - \pi/2)^2 + 3 + O(1/\sqrt{E_L^*}), \quad E^* \leq E_c^*.$$

Здесь  $0 < \delta < \theta_c = \sqrt{E_L^*} - \sqrt{E_c^*} = \pi/2 - 3/(2\sqrt{E_L^*}) + O(1/E_L^*)$ .

Соотношения (3.7) формально соответствуют, например, случаям  $E_L \rightarrow \infty$  ( $u = \text{const}$ ) или  $u \rightarrow 0$  ( $E_L = \text{const}$ ), причем в последнем случае, очевидно,  $E_c \rightarrow E_L$ ,  $x_c \rightarrow L$ .

Полученные в п. 2, 3 формулы для  $Q(E)$  с учетом выражения (1.5) для  $E(x)$  дают зависимость  $Q(x)$  в рассматриваемой задаче.

Авторы благодарят Л. И. Седова и В. В. Гогосова за полезное обсуждение работы.

Поступила 8 IX 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Л. И. Механика сплошной среды. Изд. 3-е. М.: Наука, 1976. Т. 1, 2. Изд. 1-е, 1970.
2. Гогосов В. В., Полянский В. А. Электродинамика: задачи и приложения, основные уравнения, разрывные решения. Итоги науки и техники. Механика жидкости и газа. Т. 10. М.: Изд-во ВИНТИ, 1976.
3. Тиходеев Н. Н. Дифференциальное уравнение униполярной короны и его интегрирование в простейших случаях. — ЖТФ, 1955, т. 25, вып. 8.
4. Ушаков В. В., Франчук Г. М. Зарядка аэрозольных частиц в одномерном электрогазодинамическом потоке. — Магнитная гидродинамика, 1973, № 2.
5. Капцов Н. А. Коронный разряд. М.: Гостехиздат, 1947.
6. Соу С. Динамика заряженных суспензий. — В сб.: Реология суспензий. М.: Мир, 1975.
7. Васильева Н. Л., Черный Л. Т. Электризация дисперсных частиц в униполярно заряженных двухфазных средах. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 6.
8. Справочник по специальным функциям/Под ред. М. Абрамовича, И. Стиган. М.: Наука, 1979.

УДК 518 : 517.9 : 533.9

#### О ВОЗМОЖНОСТИ СНИЖЕНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ МИКРОМИШЕНИ К НЕСИММЕТРИИ ЛАЗЕРНОГО ОБЛУЧЕНИЯ

Н. Н. Боков, А. А. Бунатян, В. А. Лыков,  
В. Е. Неуважеев, Л. П. Строцова, В. Д. Фролов  
(Челябинск)

В работах [1, 2] рассматривалось влияние несимметрии облучения и погрешностей изготовления мишеней на симметрию сжатия сплошных и оболочечных мишеней для ЛТС. Было показано, что для достижения сжатий  $10^4$ — $10^5$  несимметрия облучения не должна превышать 5—10%. В данной работе представлены результаты численного изучения процесса развития возмущений на границе газ — стекло простейшей оболочечной мишени, облучаемой несимметричным лазерным импульсом. Показано, что основным источником возмущений являются первые ударные волны. Указано два способа снижения чувствительности мишени к несимметрии облучения.

1. Анализ расчетов показал, что при температурах электронов в короне  $\sim 1$  кэВ, когда мишень поглощает только 10—15% энергии всего импульса, возможно сильное выравнивание возмущений за счет электронной теплопроводности. Поэтому можно ожидать, что требования к симметрии облучения, полученные в [1, 2], относятся только к первым порциям энергии, а требования к основному импульсу намного слабее. Ниже численными расчетами сжатия оболочечной мишени обнаружен этот эффект, на возможность которого указывалось в [3]. В настоящей модели не учитываются спонтанные магнитные поля, которые при определенных условиях [4] могут повлиять на процесс сжатия мишени.

Мишень представляет собой стеклянную оболочку плотностью  $2,7$  г/см<sup>3</sup>, наружным радиусом  $R = 150$  мкм, толщиной  $\Delta = 3$  мкм, заполненную ДТ-газом до плотности  $10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>. Поглощение лазерного излучения имитировалось энерговыделением на критической плотности  $0,002 \leq \rho \leq 0,004$  (г/см<sup>3</sup>). Возмущения в потоке задавались в виде

$$\omega(t, \varphi) = 1,35(1 + A \cos 12\varphi) \exp [-(t - 1,25)/0,481]^2 \quad \text{кДж/нс,}$$