9. **Грановский В. Л.** Электрический ток в газе.— М.: Гостехиздат, 1952.
10. **Шувалов В. А., Губин В. В.** Об определении степени неизотермичности потока разреженной плазмы зондовыми методами.— ТВТ, 1978, т. 16, № 4.
11. **Шувалов В. А.** Об аккомодации энергии газовых ионов на поверхности поликристаллов.— ПМТФ, 1983, № 3.
12. **Ерофеев А. И., Жбакова А. В.** Расчет столкновений атома газа с поверхностью для различных моделей твердого тела.— Учен. зап. ЦАГИ, 1972, т. 3, № 5.
13. **Пярнпуу А. А.** Модель взаимодействия разреженного газа многокомпонентной атмосферы с поверхностью.— В кн.: Тр. IV Всесоюз. конф. по динамике разреженных газов и молекулярной газовой динамике. М.: ЦАГИ, 1977.
14. **Шувалов В. А.** Обтекание сферы потоком неравновесной разреженной плазмы.— Геомагнетизм и аэрономия, 1979, т. 19, № 6.
15. **Николаев В. С., Омелик А. И.** Аэродинамические характеристики простых тел в свободномолекулярном неоднородном потоке.— Тр. ЦАГИ, 1971, вып. 1311.
16. **Омелик А. И., Зименков В. И., Жиляев И. Р.** Методика экспериментального определения аэродинамических характеристик тел в гиперзвуковом свободномолекулярном потоке.— Тр. ЦАГИ, 1977, вып. 1853.
17. **Боринг Дж., Хамфрис Р.** Коэффициенты лобового сопротивления в свободномолекулярном потоке при скоростях от 7 до 37 км/с.— Ракетн. техника и космонавтика, 1970, т. 8, № 9.
18. **Басс В. П.** Некоторые результаты взаимодействия потока разреженного газа с поверхностью ИСЗ и интерпретация данных его торможения.— Космич. исслед., 1980, т. 18, № 3.
19. **Новицкий Л. А., Степанов Б. М.** Оптические свойства материалов при низких температурах.— М.: Машиностроение, 1980.
20. **Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Физматгиз, 1963.
21. **Шувалов В. А., Резниченко Н. П., Гаврилов А. В.** Исследование параметров взаимодействия потока разреженной плазмы с электропроводящими поверхностями с помощью термоанемометрических зондов.— ТВТ, 1981, т. 19, № 3.
22. **Шувалов В. А.** Об определении интегральной излучательной способности электропроводящих материалов с помощью термоанемометрических зондов.— ТВТ, 1984, т. 22, № 3.
23. **Ерофеев А. И.** О влиянии шероховатости на взаимодействие потока газа с поверхностью твердого тела.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1967, № 6.
24. **Шувалов В. А., Резниченко Н. П.** О влиянии ориентации термоанемометрического зонда в потоке разреженной плазмы на величину коэффициента аккомодации энергии ионов.— ТВТ, 1981, т. 19, № 2.

Поступила 5/III 1985 г.

УДК 532.584 : 537.24

КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРИЗАЦИИ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ, ПАДАЮЩИХ В ОДНОМЕРНОМ ВОСХОДЯЩЕМ ВОЗДУШНОМ ПОТОКЕ

А. В. Филиппов, Л. Т. Черный

(Москва)

Как известно [1—3], электрические явления в нижних слоях атмосферы существенным образом определяются наличием восходящих и нисходящих воздушных потоков. Указанные потоки переносят присутствующие в атмосфере ионы, создаваемые в основном радиоактивным излучением. Электрическое поле в атмосфере, также влияющее на движение ионов, в свою очередь, само зависит от их концентраций. Распределение концентраций ионов и напряженности электрического поля в восходящих воздушных потоках необходимо знать, например, при расчете зарядки дождевых капель за счет захвата ионов. При этом обратным влиянием капель на распределение ионов и электрического поля можно пренебречь, если концентрация капель достаточно мала. Аналогичные явления встречаются также при зарядке аэрозолей в электрогидродинамических устройствах, в которых для ионизации газа используются специальные источники радиоактивного излучения [4, 5].

Ниже развита теория, описывающая распределение концентраций ионов и напряженности электрического поля в одномерных воздушных потоках, а также электризацию падающих в них аэрозольных частиц в случае малой концентрации последних. Практически требование одномерности течения и электрического поля может выполняться только приближенно в некоторой ограниченной области воздушного потока. Тем не менее это обычно использующееся допущение [1] дает возможность ставить характерные модельные задачи, отражающие очень сложные природные и технологические процессы. На основе их решения можно получать оценки различных величин и проводить качественное исследование физических явлений.

1. Пусть газ, содержащий ионы с зарядами $\pm e$ $(e > 0)$, движется поступательно с заданной постоянной скоростью $\mathbf{u}$, направление которой совпадает с направлением вектора напряженности электрического поля $\mathbf{E}$. Рассмотрим стационарные движения ионов в полупространстве $z \geqslant 0$, когда все параметры течения зависят только от одной координаты z (ось z параллельна векторам $\mathbf{u}$, $\mathbf{E}$). Такие течения описываются системой уравнений

$$\frac{dI_\pm}{dz} = \beta - \alpha n_+ n_-, \quad \frac{dE}{dz} = 4\pi e (n_+ - n_-),$$
$$I_\pm = -D_\pm \frac{dn_\pm}{dz} + n_\pm (u + b_\pm E). \tag{1.1}$$

Здесь $n_\pm$ — концентрации положительных и отрицательных ионов; $b_\pm$ — их подвижности, связанные с коэффициентами диффузии $D_\pm$ отношением Эйнштейна $b_\pm = \pm e D_\pm/(kT)$; α — коэффициент рекомбинации, выражающийся в плотных газах через подвижности ионов по формуле Ланжевена $\alpha = 4\pi e(b_+ - b_-)$; β — локальная скорость образования ионов, например, в результате радиоактивного излучения; $n_0 = \sqrt{\beta/\alpha}$ — равновесная концентрация положительных и отрицательных ионов.

Из (1.1) вытекает, что суммарный электрический ток ионов $J = e(I_+ - I_-) = \mathrm{const}$. Исследуем течения, для которых $J = 0$. В качестве граничных условий при $z = 0$ и $z = \infty$ зададим

$$I_+(0) = I_0, \; E(0) = E_0, \; n_\pm(\infty) = n_0. \tag{1.2}$$

Из соотношений (1.1) и (1.2) имеем $E(\infty) = 0$.

Далее считается, что величина E_0 положительна. Такое предположение не ограничивает общности постановки. Действительно, в случае $E_0 < 0$ можно сделать замену:

$$n_+^{(1)} = n_-, \; n_-^{(1)} = n_+, \; E^{(1)} = -E,$$
$$b_+^{(1)} = |b_-|, \; b_-^{(1)} = -b_+, \; E^{(1)}(0) = -E_0 > 0. \tag{1.3}$$

После решения задачи (1.1), (1.2) для величин $n_\pm^{(1)}$, $E^{(1)}$ значения $n_\pm(z)$ и $E(z)$ определяются из (1.3) обратным преобразованием.

Введем безразмерные величины:

$$n_\pm^* = \frac{n_\pm}{n_0}, \; I_\pm^* = \frac{I_\pm}{n_0 u}, \; E^* = \frac{e\varkappa E}{kT}, \; z^* = \frac{z}{\varkappa}, \tag{1.4}$$

где $\varkappa = \sqrt{kT/(8\pi e^2 n_0)}$ — радиус Дебая. Ниже используются безразмерные величины (1.4), звездочки для удобства опускаются.

Рассмотрим сначала случай, когда подвижности ионов равны по абсолютной величине. Тогда для безразмерных значений заряда $q = n_+ - n_-$ и суммарной концентрации ионов $n = n_+ + n_-$ из соотношений (1.1), (1.2), (1.4) вытекает следующая краевая задача:

$$-\frac{d^2 n}{dz^2} + \frac{d}{dz}(qE) + \mathrm{Pe}\frac{dn}{dz} = 2 + \frac{1}{2}(q^2 - n^2), \tag{1.5}$$
$$-\frac{d^2 q}{dz^2} + \frac{d}{dz}(nE) + \mathrm{Pe}\frac{dq}{dz} = 0, \; \frac{dE}{dz} = \frac{q}{2};$$

$$n(0) + \mathrm{Re}_E^{-1} q(0) - \mathrm{Pe}^{-1}\frac{dn(0)}{dz} = 2I_0, \tag{1.6}$$
$$q(0) + \mathrm{Re}_E^{-1} n(0) - \mathrm{Pe}^{-1}\frac{dq}{dz} = 0,$$
$$E(0) = \mathrm{Pe}/\mathrm{Re}_E, \; n(\infty) = 2, \; q(\infty) = 0.$$

Здесь $\mathrm{Pe} = u\varkappa/D_-$ — число Пекле, построенное по радиусу Дебая; $\mathrm{Re}_E = u/(|b_-|E_0)$ — электрическое число Рейнольдса.

В случае $E(0) = \mathrm{Pe}/\mathrm{Re}_E = 0$, $I_0 = 1$ задача (1.5), (1.6) решается тривиально: $E \equiv 0$, $q \equiv 0$, $n \equiv 2$. Пусть имеет место малое отклонение от этого состояния и $E(0) = \mathrm{Pe}/\mathrm{Re}_E \ll 1$, $|I_0 - 1| \ll 1$. Решение уравнений для возмущений искомых величин $n' = n - 2$, q', E', получающихся линеаризацией соотношений (1.5), (1.6), запишем в виде

$$q' = -\frac{2\,\mathrm{Pe}^2}{\mathrm{Re}_E} e^{-\mu z}, \quad n' = 4(I_0 - 1)\,\mathrm{Pe}^2 e^{-\lambda z}, \tag{1.7}$$

$$E' = \frac{\mathrm{Pe}}{\mathrm{Re}_E} e^{-\mu z}, \quad \lambda = -\frac{\mathrm{Pe}}{2} + \sqrt{\frac{\mathrm{Pe}^2}{4} + 2}, \quad \mu = -\frac{\mathrm{Pe}}{2} + \sqrt{\frac{\mathrm{Pe}^2}{4} + 1}.$$

Видно, что справедливы асимптотические выражения

$$\lambda = \sqrt{2} + o(\mathrm{Pe}), \quad \mu = 1 + o(\mathrm{Pe}), \ \mathrm{Pe} \to 0, \tag{1.8}$$

$$\lambda = \frac{2}{\mathrm{Pe}} + o\left(\frac{1}{\mathrm{Pe}}\right), \quad \mu = \frac{1}{\mathrm{Pe}} + o\left(\frac{1}{\mathrm{Pe}}\right), \ \mathrm{Pe} \to \infty.$$

Из определения безразмерной координаты $z^* = z/\varkappa$ решения (1.7) и соотношений (1.8) следует, что характерное расстояние L_E, на котором затухает напряженность электрического поля, определяется соотношениями $L_E = \varkappa$ при $\mathrm{Pe} \ll 1$, $L_E = \mathrm{Pe}\,\varkappa \gg \varkappa$ при $\mathrm{Pe} \gg 1$. В последнем случае $L_E = \mathrm{Pe}\,\varkappa = u/(4\pi\sigma)$, где $\sigma = 2en_0b$ — проводимость газа. Этот результат можно получить и непосредственно из уравнений (1.1), если в них опустить члены с коэффициентами $D_\pm$. Для восходящих потоков чистого атмосферного воздуха при нормальных условиях $n_0 \simeq 5\cdot 10^8$ м$^{-3}$, $D_+ = 2{,}8\cdot 10^{-6}$ м^2/с, $D_- = 4{,}3\cdot 10^{-6}$ м^2/с, $e = 1{,}6\cdot 10^{-19}$ Кл, $u \simeq 1$ м/с и, следовательно, $\varkappa \simeq 4\cdot 10^{-2}$ м, $\mathrm{Pe} \simeq 10^4$, $L_E \simeq 4\cdot 10^2$ м.

В электрогидродинамических устройствах за счет применения для ионизации воздуха специальных источников радиоактивного излучения достигается значительно большая концентрация ионов ($n_0 \simeq 5\cdot 10^{12}$ м$^{-3}$ [5]). В результате при тех же значениях D_+, u, e получим $\varkappa \simeq 4\cdot 10^{-4}$ м, $\mathrm{Pe} \simeq 10^2$, $L_E = \mathrm{Pe}\varkappa \simeq 4\cdot 10^{-2}$ м. Таким образом, в обоих случаях $L_E \gg \varkappa$.

2. Для исследования течений с большими значениями числа Пекле целесообразно ввести новые безразмерные переменные:

$$z^{**} = z^*/\mathrm{Pe} = z/L_E, \quad E^{**} = E^*/\mathrm{Pe} = |b_-|E/u, \tag{2.1}$$

$$n_\pm^{**} = n_\pm^* = n_\pm/n_0, \quad I^{**} = I^* = I/(n_0 u).$$

Ниже используются безразмерные величины (2.1), звездочки для удобства опускаются.

Уравнения (1.1) и граничные условия (1.2), записанные в новых безразмерных переменных (2.1), имеют вид ($\chi = b_+/|b_-|$)

$$\frac{dI_+}{dz} = \frac{1}{2}(1 + \chi)(1 - n_+ n_-), \tag{2.2}$$

$$I_+ = n_+(1 + \chi E) - \frac{\chi}{\mathrm{Pe}^2}\frac{dn_+}{dz}, \quad I_- = n_-(1 - E) - \frac{1}{\mathrm{Pe}^2}\frac{dn_-}{dz},$$

$$\frac{dE}{dz} = \frac{1}{2}(n_+ - n_-),$$

$$I_+(0) = I_0, \quad E(0) = E_0 = 1/\mathrm{Re}_E, \quad n_\pm(\infty) = 1.$$

В предельном случае ($\mathrm{Pe} \to \infty$) членами, пропорциональными $1/\mathrm{Pe}^2$, можно пренебречь. Тогда, используя интеграл

$$I_+ - I_- = n_+(1 + \chi E) - n_-(1 - E) = 0,$$

из уравнений (2.2) получим краевую задачу для определения безразмерных значений плотности электрического заряда $q = n_+ - n_-$ и напря-

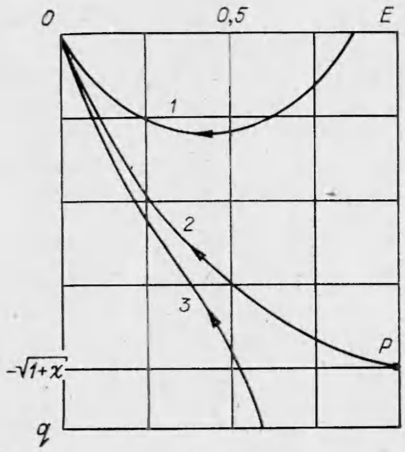

Рис. 1

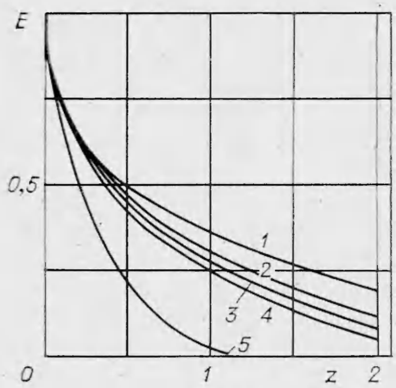

Рис. 2

женности поля E как функций координаты z:

$$\frac{dq}{dz} = \frac{[2 + (\chi - 1)\,E]\,q^2 - (1 + \chi)^2 E}{2\,(1 - E)\,(1 + \chi E)\,E}, \quad \frac{dE}{dz} = \frac{1}{2}\,q, \quad E(0) = E_0, \tag{2.3}$$

$$q(0) = (1 + \chi)E_0 I_0/[(E_0 - 1)(1 + \chi E_0)].$$

После решения задачи (2.3) концентрации положительных и отрицательных ионов находятся по формулам

$$n_+ = \frac{-(1 - E)\,q}{(1 + \chi)\,E}, \quad n_- = \frac{-(1 + \chi E)\,q}{(1 + \chi)\,E}, \tag{2.4}$$

вытекающим из определения $q = n_+ - n_-$ и интеграла $I_+ - I_- = 0$.

Из выражений (2.4) следует, что решение задачи (2.3) имеет физический смысл только при $E_0 \leqslant 1$ (в противном случае значение n_+ станет отрицательным).

Из (2.3) можно получить уравнение, определяющее зависимость $q(E)$:

$$\frac{dq}{dE} = \frac{[2 + (\chi - 1)E]\,q^2 - (1 + \chi)^2 E^2}{(1 - E)\,(1 + \chi E)\,qE}. \tag{2.5}$$

Характерная картина интегральных кривых уравнения (2.5) изображена на рис. 1 (стрелки показывают направление роста координаты z). Интегральные кривые, соответствующие начальному значению $I_0 = 0$, начинаются на интервале (0,1) (линия *1*) оси E. Они отделяются от интегральных кривых вида *3* с начальным значением $I_0 \neq 0$ сепаратрисой *2*, выходящей из особой точки P (типа «седло») с координатами $E = E(0) = 1$, $q = q(0) = -\sqrt{1 + \chi}$ (на сепаратрисе $I_0 = 0$). Все интегральные кривые оканчиваются в нулевой точке $E = 0$, $q = 0$, соответствующей пределу $z \to \infty$. Видно, что с ростом z напряженность поля E всегда убывает.

Если подвижности положительных и отрицательных ионов равны по абсолютной величине ($|b_-| = b_+$, $\chi = 1$), то уравнение (2.5) интегрируется аналитически. В этом случае решение задачи (2.3) имеет вид

$$q = \frac{-2E}{1 - E}\left[1 + (I_0^2 - 1)\frac{E^2}{E_0^2} + 2E^2 \ln\frac{E}{E_0}\right]^{\frac{1}{2}},$$

$$z = \int\limits_{E_0}^{E} \frac{E^2 - 1}{E}\left[1 + (I_0^2 - 1)\,\frac{E^2}{E_0^2} + 2E^2 \ln\frac{E}{E_0}\right]^{-\frac{1}{2}} dE.$$

Если $\chi \neq 1$, то задача (2.3) должна решаться численно. Результаты такого расчета в виде зависимостей $E(z)$, выполненные для $\chi = 0{,}1$; $0{,}71$;

1; 1,4; 10 (линии *1—5*), представлены на рис. 2. Предполагается, что $E_0 = 1$, $I_0 = 1$. Видно, что большим значениям параметра χ соответствует более быстрое убывание величины E с ростом z. Для атмосферного сухого воздуха при нормальных условиях можно считать $b_+ = 1{,}37 \times \times 10^{-4}$ м²/(с·В), $b_- = -1{,}9 \cdot 10^{-4}$ м²/(с·В), $\chi = 1{,}37/1{,}9 \simeq 0{,}71$ [3]. Если $E_0 < 0$, то, совершив преобразование (1.2), при сделанных предположениях для безразмерных величин $E^{(1)} = -E/(b_+ u)$ и $q^{(1)} = (n_- - n_+)/n_0$ получим задачу (2.3) со значением $\chi = 1{,}9/1{,}37 \simeq 1{,}4$.

3. Предположим, что в рассматриваемом потоке газа в направлении, противоположном направлению потока, под действием силы тяжести падает с постоянной скоростью $v > 0$ первоначально не заряженная сферическая проводящая частица (капля) радиуса a. Зависимость заряда частицы e_p от координаты z описывается уравнением

$$-v\frac{de_p}{dz} = J_+ + J_-, \quad e_p(\infty) = 0, \tag{3.1}$$

где $J_\pm$ — электрические токи ионов, текущие на частицу.

Электрическое поле и концентрация ионов в потоке определяются из решения задачи (2.3). Согласно результатам п. 2, всюду в потоке выполнено условие $E|b_-|/u < 1$. Таким образом, скорость газового потока, обтекающего частицу $u + v$, всегда больше величины $|b_-|E$. В этом случае для токов положительных и отрицательных ионов на частицу $J_\pm$ в пренебрежении зарядкой частицы за счет диффузии ионов имеют место выражения [6, 7]

$$J_+ = \begin{cases} \dfrac{\pi e b_+ n_+}{3a^2E}(e_p - 3a^2E)^2, & |e_p| \leqslant 3a^2E, \\ -4\pi e b_+ n_+ e_p, & e_p < -3a^2E, \\ 0, & e_p > 3a^2E, \end{cases} \tag{3.2}$$

$$J_- = \begin{cases} -4\pi e|b_-|n_- e_p, & e_p \geqslant 0, \\ 0, & e_p < 0. \end{cases}$$

Различие в выражениях для $J_\pm$ вызвано следующим обстоятельством. Хотя оба типа ионов натекают на частицу снизу, осаждаются они на разных участках ее поверхности. Например, при $3a^2E > e_p \geqslant 0$ положительные ионы осаждаются на частице только снизу, а отрицательные огибают частицу и осаждаются на ней преимущественно сверху [3, 6, 7], так как для них в нижней критической точке $b_-(E\mathbf{v}) > 0$, где $\mathbf{v}$ — внешняя нормаль к поверхности частицы. При $e_p < 0$ положительные ионы частично осаждаются на каплю сверху, а отрицательные огибают ее и сносятся воздушным потоком без осаждения [3, 6, 7]. Формулы (3.2) выводятся как для стоксова ($\mathrm{Re} \ll 1$), так и для безотрывного потенциального ($\mathrm{Re} \gg 1$) обтекания сферической частицы [3, 6, 7] и обычно используются при изучении электризации аэрозольных частиц в широком диапазоне Re [1—3, 6].

Из выражений (3.2) видно, что первоначально не заряженная частица в рассматриваемом потоке может приобрести только положительный заряд, удовлетворяющий условию $0 < e_p \leqslant 3a^2E$.

Далее используются безразмерные величины:

$$e_p^{**} = \frac{|b_-|e_p}{3a^2E}, \quad v^{**} = \frac{v}{u}. \tag{3.3}$$

Ниже звездочки для упрощения опускаются.

Уравнение (3.1) в безразмерных переменных (2.1), (3.3) с учетом выражений (3.2) для токов и неравенства $0 < e_p \leqslant 3a^2E$ имеет вид

$$v\frac{de_p}{dz} = -\frac{1}{8}\chi n_+ E\left(1 - \frac{e_p}{E}\right)^2 + \frac{1}{2}n_- e_p, \quad e_p(\infty) = 0, \tag{3.4}$$

где $n_\pm$ и E — заданные функции координаты z, определяемые по форму-

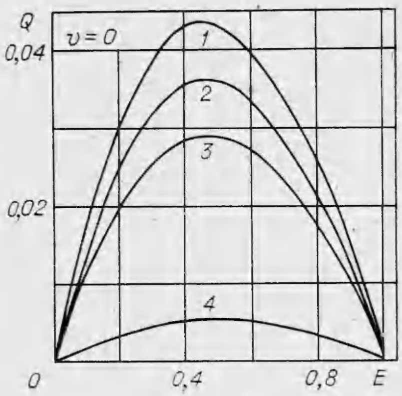

Рис. 3

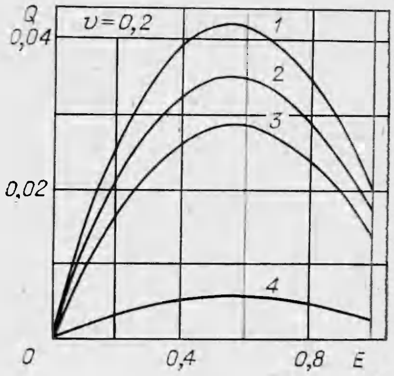

Рис. 4

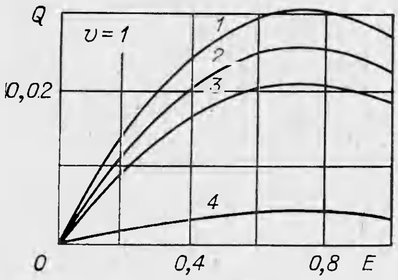

Рис. 5

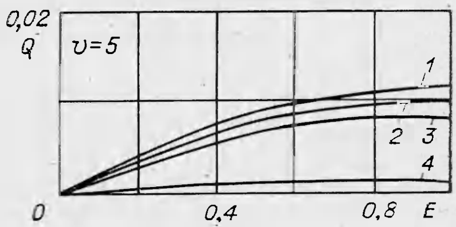

Рис. 6

лам (2.4) на основании решения задачи (2.3) с фиксированными начальными значениями I_0 и E_0. Из интеграла $I_+ - I_- = 0$ вытекает соотношение

$$n_+ = \frac{1 + \chi E}{1 - E} n_-.$$

Используя его, из (3.4) и второго равенства (2.3) можно получить

$$(3.5)\quad \frac{de_p}{dE} = \frac{1}{4(1+\chi)v}\left[\chi(1-E)\left(1 - \frac{e_p}{E}\right)^2 - 4(1+\chi E)\frac{e_p}{E}\right],\quad e_p|_{E=0} = 0.$$

Решение уравнения (3.5) определяет универсальную зависимость $e_p(E, v, \chi)$ — одну и ту же для всех решений задачи (2.3) с различными начальными значениями I_0 и E_0.

Результаты численного интегрирования уравнения (3.5) для различных значений констант χ, v представлены на рис. 3—6, точка $E = 0$, $e_p = 0$ соответствует пределу $z \to \infty$, линии *1*—*4* — $\chi = 1{,}4$; 1; 0,71; 0,1.

Функция $e_p(E)$ немонотонна, имеется максимум, отвечающий максимальному заряду на частице при ее движении. Для фиксированного значения параметра $\chi = b_+/|b_-|$ величина максимального заряда убывает с ростом безразмерной скорости v (частица «не успевает» достаточно зарядиться) и максимальна при равновесной зарядке, $v \to 0$ (рис. 3). При фиксированном параметре v величина безразмерного заряда e_p для данного значения E убывает с ростом отношения $b_+/|b_-| = \chi$. Все предыдущие рассуждения проведены в предположении $1 \geqslant E_0 > 0$. Если $-1 \leqslant E_0 < 0$, то частица будет заряжаться отрицательно. В этом случае, выписывая соответствующие выражения для токов $J_\pm$ в (3.1) и совершая затем преобразование переменных (2.1), можно прийти к уравнению (3.5) со значением константы $\chi = |b_-|/b_+$, которое будет определять зависимость безразмерного заряда $e_p^{(1)} = -b_+e_p/(3a^2u)$ от безразмерной напряженности электрического поля $E^{(1)} = -b_+E/u$. Например, на рис. 3—6 кривые, соответствующие константе $\chi = 1{,}4$, определяют как зависимость $e_p^{**}(E^{**})$

при $E_0 > 0$, $b_+/|b_-|$, так и зависимость $e_r^{(1)}(E^{(1)})$ при $E_0 < 0$, $b_+/|b_-| = 1/1{,}4 = 0{,}714$.

Возьмем в качестве примера аэрозольную частицу радиуса $a = 1{,}5 \times 10^{-4}$ м, которая падает в восходящем потоке воздуха ($b_- = -1{,}9 \cdot 10^{-4}$ м^2/(В·с), $\chi = 0{,}71$, $u = 1{,}2$ м/с). Максимальный заряд частицы при ее медленном падении ($v \ll u$) равен $2 \cdot 10^{-15}$ Кл. Высота L_m, на которой частица приобретает максимальный заряд, зависит также от величин E_0, n_0, I_0, e. В частности, при $E_0 \simeq 6 \cdot 10^3$ В/м, $n_0 \simeq 5 \cdot 10^8$ м$^{-3}$, $I_0 = n_0 u = 6 \cdot 10^8$ м$^{-2}$с$^{-1}$, $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Кл получим $L_m \simeq 2 \cdot 10^2$ м, а при $n_0 \simeq 5 \cdot 10^{12}$ м$^{-3}$, $I_0 = 6 \cdot 10^{12}$ м$^{-2}$с$^{-1}$ и прежних значениях E_0, e имеем $L_m \simeq 2 \cdot 10^{-2}$ м. При дальнейшем падении частица теряет заряд из-за захвата ионов противоположного знака.

В рассмотренных выше одномерных течениях параметры α, β, b_+, $D_\pm$, u, v считались постоянными. Применительно к атмосферным явлениям это оправдано при $L_E \lesssim 10^2$ м. При существенно больших значениях $L_E = \varkappa \mathrm{Pe}$, вообще говоря, необходимо учитывать зависимость указанных параметров от высоты и наряду с этим неодномерность воздушных течений.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Френкель Я. И.** Теория явлений атмосферного электричества.— М.: ГИТТЛ, 1949.
2. **Чалмерс Дж.** Атмосферное электричество.— Л.: Гидрометеоиздат, 1974.
3. **Красногорская Н. В.** Электричество нижних слоев атмосферы и методы его измерения.— Л.: Гидрометеоиздат, 1972.
4. **Ватажин А. Б., Грабовский В. И., Лихтер В. А., Шульгин В. И.** Электрогазодинамические течения.— М.: Наука, 1983.
5. **Pismannik K. D., Brezhneva N. E. et al.** Radioisotopic neutralisation of electrostatic charges in industry.— In: Peaceful uses of atomic energy 4th International conference. Proceedings. New York — Vienna, 1972, v. 14.
6. **Whipple E. J., Chalmers J. A.** On Wilson's theory of the collection of charge by falling drops.— Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 1944, v. 70, N 304.
7. **Васильева Н. Л., Черный Л. Т.** Электрогидродинамика двухфазных сред при электризации частиц дисперсной фазы под влиянием электрического поля.— ПММ, 1982, т. 46, вып. 1.

Поступила 20/V 1985 г.

УДК 533.6.09 + 535.231.6

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ВОЗДУШНЫХ СТРУЙ ВЗРЫВНОГО ПЛАЗМЕННОГО ГЕНЕРАТОРА

Ю. Н. Киселев, В. Б. Рождественский, Г. С. Романов, К. Л. Самонин, В. В. Урбан

(*Москва, Минск*)

Среди различных устройств, преобразующих энергию взрыва в энергию плотной плазменной струи, определенными преимуществами обладает взрывной плазменный генератор (ВПГ) [1]. С помощью высокоэнергетических струй этого устройства созданы источники мощного излучения сплошного спектра [2—4], исследовались сильные ударные волны в газах [5], проводилась термообработка металлических поверхностей [6]. Сложность физических процессов, протекающих при работе ВПГ, требует для их изучения привлечения экспериментальных и теоретических методов. В настоящей работе представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований ВПГ с камерой сжатия в виде сферического сегмента радиусом 5 см и диаметром основания 9,6 см, заполненного 0,2 г воздуха при 0,1 МПа. Ударник в виде плоской пластины из алюминия толщиной 2 мм ускорялся зарядом ВВ плотностью 1,71 г/см^3, энергией 3,34 МДж.

Схема эксперимента аналогична применявшейся ранее (см. [7], рис. 1). Плазменная струя от ВПГ, прорвав лавсановую диафрагму, выходит в вакуумированные до 0,1 Па трубку диаметром 1 см, длиной 4 см и стеклянный цилиндрический баллон диаметром 9 см, длиной 15,6 см и тормозится на его дне. Разлет и торможение плазменной струи регистрирова-