

03

© 1991 г.

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ЗАРЯДКА АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ЭЛЕКТРОНЕЙТРАЛЬНОЙ АТМОСФЕРЕ

В. А. Кащеев, П. П. Полуэктов

Исследуется влияние внешнего электрического поля на зарядку аэрозолей, взвешенных в электронейтральной ионной атмосфере. Показано, что в этом случае накопление заряда на аэрозольных частицах обусловлено различием диффузионных подвижностей ионов разного знака. На основе численного решения уравнения диффузии ионов с учетом электрического поля рассчитано распределение плотности заряда в окрестности аэрозольной частицы при различных значениях напряженности внешнего электрического поля E_0 и различных зарядах аэрозольной частицы q . По данным расчетов проанализирована динамика зарядки аэрозолей, а также определена зависимость стационарного заряда аэрозольной частицы q_S от величин E_0 и R_0 (R_0 — радиус частицы).

Проведенные вычисления позволили сделать вывод о том, что даже при наличии сильных внешних электрических полей стационарный заряд аэрозольных частиц в электронейтральной атмосфере при нормальных условиях ($T=300$ К) достаточно мал (при $R_0=1$ мкм, $E_0=1$ кВ/см $q_S = -(13-14)e$, где e — элементарный электрический заряд) по сравнению с зарядами частиц в униполярной атмосфере.

Вопросам накопления электрического заряда на аэрозольных частицах в научной литературе уделено довольно большое внимание [1-4], изучены различные механизмы зарядки аэрозолей: диффузионный [1-3], механизм ударной зарядки (зарядка ионами, движущимися под действием электрического поля) [3, 4] и др. В перечисленных выше работах исследовались закономерности зарядки аэрозолей под воздействием электрического поля в униполярной ионной атмосфере. Однако с практической точки зрения большой интерес представляет электризация аэрозольных частиц в электронейтральной атмосфере. Накопление заряда аэрозольными частицами, взвешенными в электронейтральной атмосфере, объясняется различием скоростей диффузионного дрейфа положительных и отрицательных ионов. Анализ этой проблемы и посвящена настоящая работа.

Рассмотрим аэрозольную частицу сферической формы, находящуюся во внешнем электрическом поле $E_0(t)$. Для определенности частицу будем считать электропроводной или имеющей хорошую поляризуемость, что для данной задачи эквивалентно (согласно данным работы [3], многие природные и промышленные аэрозоли показывают высокую поляризуемость).

Концентрация ионов в окрестности частицы описывается уравнением

$$\frac{\partial n_{\pm}}{\partial t} = \text{div} [D_{\pm} \text{grad} n_{\pm} - \mu_{\pm} n_{\pm} E(\mathbf{r}; t)], \quad (1)$$

где $n_{\pm} = n_{\pm}(\mathbf{r}; t)$ — локальная концентрация ионов; D_{\pm} — коэффициент диффузии ионов; $\mu_{\pm} = \pm e D_{\pm} / kT$ — подвижность ионов в электрическом поле; e — элементарный электрический заряд (в рассматриваемой модели предполагается, что в атмосфере присутствуют только однозарядные ионы); k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура; индекс « \pm » означает принадлежность к ионам того или иного знака.

Электрическое поле $E(r; t)$ (1) представляет собой суперпозицию внешнего поля $E_0(t)$, поля заряженной частицы $E_q(r; t)$ и электрического поля, обусловленного поляризацией частицы $E_{pol}(r; t)$ [3, 5]

$$E(r; t) = E_0(t) + E_q(r; t) + E_{pol}(r; t) = E_0(t) (\cos \theta e_r - \sin \theta e_\theta) + \frac{q(t)}{r^2} e_r + E_0(t) \left(\frac{R_0}{r}\right)^3 (2 \cos \theta e_r + \sin \theta e_\theta), \quad r \geq R_0, \quad 0 < \theta < \pi. \quad (2)$$

В выражении (2) использованы следующие обозначения: $q(t)$ — заряд аэрозольной частицы; R_0 — ее радиус; r и θ — координаты в полярной системе, связанной с центром частицы, угол θ отсчитывается от направления E_0 ; e_r и e_θ — единичные векторы в радиальном и азимутальном направлениях соответственно.

Нетрудно убедиться, что для определения концентрации ионов в окрестности заряженной аэрозольной частицы при определенных ограничениях на скорость изменения внешнего электрического поля ($d \ln E_0(t)/dt$) можно использовать уравнение (1) в квазистационарной форме. Для этого необходимо, чтобы характерная частота изменения поля $E_0(t)$ удовлетворяла соотношению $\nu \ll \nu^* = D_{\pm}/R_0^2$ (при $R_0 = 1$ мкм, $T = 300$ К для нормальной атмосферы $\nu^* \sim \sim 1$ МГц). При выполнении указанного соотношения на частоту ν уравнение (1) преобразуется к виду

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial n_{\pm}}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \cos \theta} (1 - \cos^2 \theta) \frac{\partial}{\partial \cos \theta} n_{\pm} \mp \left[\frac{q(t)e}{kTr^2} + \frac{E_0(t)e}{kT} \cos \theta \right] \times \times \left[1 + 2 \left(\frac{R_0}{r} \right)^3 \right] \frac{\partial n_{\pm}}{\partial r} \pm \frac{E_0(t)e}{kT} \frac{1 - \cos^2 \theta}{r} \left[1 - \left(\frac{R_0}{r} \right)^3 \frac{\partial n_{\pm}}{\partial \cos \theta} \right] = 0. \quad (3)$$

Граничные условия для функций $n_{\pm}(r; t)$ установим, исходя из следующих соображений: будем считать, что ионы, поступающие к поверхности заряженной аэрозольной частицы, поглощаются этой поверхностью

$$n_{\pm}(r = R_0; \theta) = 0; \quad (4)$$

на значительном удалении от частицы концентрации ионов противоположного знака равны (условие электронейтральности атмосферы)

$$n_+(r \rightarrow \infty; \theta) = n_-(r \rightarrow \infty; \theta) = n_0 = \text{const}. \quad (5)$$

Заряд аэрозольной частицы изменяется со временем в результате поглощения частицей ионов. Из условия электрического баланса получим уравнение зарядки аэрозольной частицы

$$\frac{dq(t)}{dt} = 2\pi R_0 e \int_{-1}^1 \left(D_+ \frac{\partial n_+}{\partial r} - D_- \frac{\partial n_-}{\partial r} \right) \Big|_{r=R_0} d \cos \theta; \quad q(t=0) = q_0. \quad (6)$$

Совокупность соотношений (3)–(6) полностью определяет задачу о зарядке проводящих аэрозолей под действием внешнего электрического поля в электронейтральной ионной атмосфере.

Для анализа задачи (3)–(6) введем безразмерные переменные и параметры $x = r/R_0$, $y = \cos \theta$, $\tilde{n}(x; y) = n_{\pm}(r; \theta)/n_0$, $\tilde{q} = q(t)/e$, $\tau = 2\pi te^2 n_0 D_+ / kT$, $\alpha(\tau) = e q(t) / R_0 kT$, $\beta = |E_0| e R_0 / kT$ и перепишем соотношения (3)–(6) в безразмерном виде

$$x^2 \frac{\partial}{\partial x} \left(x^2 \frac{\partial \tilde{n}}{\partial x} \right) + x^2 \frac{\partial}{\partial y} (1 - y^2) \frac{\partial \tilde{n}}{\partial y} - [ax^2 + \beta yx(2 + x^3)] \frac{\partial \tilde{n}}{\partial x} - - \beta (1 - y^2)(x^3 - 1) \frac{\partial \tilde{n}}{\partial y} = 0, \quad x \geq 1, \quad -1 \leq y \leq 1; \quad \tilde{n}(x = 1; y) = 0, \quad \tilde{n}(x \rightarrow \infty; y) = 1, \quad -1 \leq y \leq 1; \quad (7)$$

$$\frac{d\alpha(\tau)}{d\tau} = \Phi(\alpha; \beta) - \frac{D_-}{D_+} \Phi(-\alpha; \beta), \quad \alpha(\tau = 0) = \alpha_0. \quad (8)$$

Величина $\Phi(\alpha; \beta)$ (8) характеризует поток положительных ионов на частицу

$$\Phi(\alpha; \beta) = \int_{-1}^1 \frac{\partial \bar{n}}{\partial x}(x; y) \Big|_{x=1} dy. \quad (9)$$

Аналитическое решение задачи (7)—(9) имеется лишь в случае чисто диффузионной зарядки аэрозольной частицы в отсутствие внешнего электрического поля, т. е. при $\beta = 0$ (7). В этом случае [2]

$$\bar{n}(x) = \frac{\exp(-\alpha/x) - \exp(-\alpha)}{1 - \exp(-\alpha)}, \quad x \geq 1;$$

$$\Phi(\alpha) = \frac{2\alpha}{\exp(\alpha) - 1}.$$

Стационарный заряд α_s в случае чисто диффузионной зарядки определится соотношением

$$\alpha_s = -\ln \frac{D_-}{D_+},$$

что составляет для частицы с радиусом $R_0 = 1$ мкм при $T = 300$ К в атмосфере с плотностью ионов $n_0 = 10^3$ 1/см³ ($D_- = 0.036$ см²/с, $D_+ = 0.029$ см²/с [6]) величину $q_s \approx -4e$.

При наличии внешнего электрического поля ($\beta = 0$) попытки аналитического решения задачи (7)—(9) не увенчались успехом. Заметим, что в условиях электронеutralной ионной атмосферы в отличие от униполярной [3] даже в случае сильного внешнего поля ($\beta \gg 1$) пренебрежение в уравнении (7) членами, описывающими диффузионный дрейф ионов, некорректно, поскольку даже в сильных полях зарядка аэрозолей контролируется диффузионным притоком ионов к частице.

В условиях отличного от нуля внешнего электрического поля ($\beta = 0$) задача (7)—(9) решалась численными методами на ЭВМ. Численный анализ осуществлялся в три этапа. На первом этапе определялась плотность распределения ионов в окрестности заряженной аэрозольной частицы $\bar{n}(x; y)$. Выражение для $\bar{n}(x; y)$ (7) представляет собой линейное дифференциальное уравнение в частных производных эллиптического типа. Оно решалось методом установлений по пятиточечной явной разностной схеме. Вычисление функции $\bar{n}(x; y)$ проведено при следующих значениях параметров α и β : $|\alpha| \leq 5.5$, $0 \leq \beta \leq 5.0$ (что для размерных параметров соответствует $|q| \leq 100e$; $E_0 \leq 1$ кВ/см для частиц с $R_0 = 1$ мкм). В результате расчетов первого этапа получена зави-

Т а б л и ц а 1

Поток положительных ионов на аэрозольную частицу $\Phi(\alpha; \beta)$ (9)

α	β							
	0.0	0.6	1.2	1.8	2.4	3.2	4.0	5.0
-2.8	5.86	6.02	6.48	7.12	7.74	8.56	9.36	10.3
-2.4	5.21	5.38	5.89	6.58	7.25	8.11	8.96	9.96
-2.0	4.58	4.76	5.31	6.06	6.77	7.67	8.55	9.59
-1.6	3.98	4.17	4.76	5.55	6.30	7.24	8.19	9.26
-1.2	3.42	3.61	4.22	5.06	5.83	6.81	7.76	8.86
-0.8	2.90	3.09	3.72	4.58	5.39	6.40	7.37	8.50
-0.4	2.43	2.62	3.24	4.12	4.95	5.99	6.98	8.15
0.0	2.00	2.19	2.80	3.69	4.53	5.59	6.61	7.80
0.4	1.63	1.80	2.40	3.28	4.12	5.20	6.24	7.45
0.8	1.31	1.47	2.03	2.89	3.74	4.82	5.88	7.11
1.2	1.03	1.18	1.70	2.54	3.37	4.46	5.52	6.78
1.6	0.80	0.93	1.41	2.21	3.02	4.11	5.18	6.45
2.0	0.61	0.73	1.16	1.91	2.70	3.77	4.85	6.13
2.4	0.47	0.56	0.95	1.64	2.40	3.45	4.53	5.81
2.8	0.35	0.43	0.76	1.40	2.12	3.15	4.22	5.51

Таблица 2

Плотность электрического заряда в ионной атмосфере
в окрестности аэрозольной частицы $\rho(x; y)$ при $\alpha = 2.0$,
 $\beta = 3.0$ ($x = r/R_0$, $y = \cos \theta$)

x	y				
	-1.0	-0.5	0.0	0.5	1.0
1.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
1.111	0.418	0.187	-0.150	-0.449	-0.625
1.250	0.618	0.286	-0.223	-0.640	-0.828
1.429	0.688	0.316	-0.231	-0.680	-0.880
1.667	0.672	0.289	-0.191	-0.619	-0.867
2.000	0.595	0.224	-0.124	-0.489	-0.809
2.500	0.477	0.141	-0.057	-0.319	-0.706
3.333	0.338	0.067	-0.015	-0.153	-0.552
5.000	0.198	0.030	-0.002	-0.051	-0.343

симось $\Phi(\alpha; \beta)$ в указанном диапазоне параметров α и β (табл. 1), а также рассчитано распределение объемного заряда в ионной атмосфере в окрестности заряженной аэрозольной частицы

$$\rho(x; y) = \frac{n_+(x; y) - n_-(x; y)}{n_0} \Big|_{\alpha, \beta} = \tilde{n}(x; y) \Big|_{\alpha, \beta} - \tilde{n}(x; y) \Big|_{-\alpha, \beta}$$

В табл. 2 и на рис. 1 для примера приведены результаты расчетов $\rho(x; y)$ при $\alpha = 2.0$, $\beta = 3.0$.

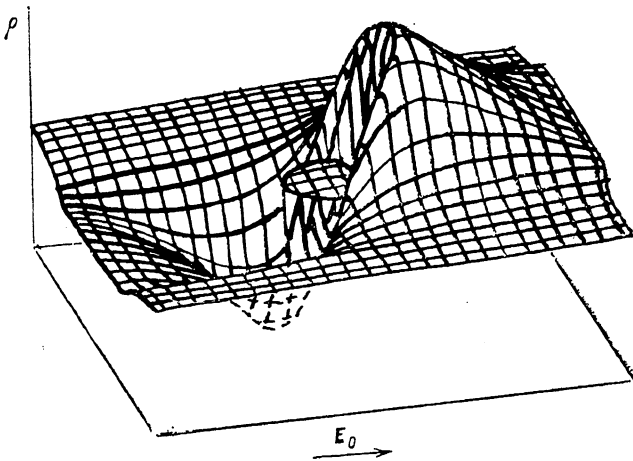


Рис. 1. Плотность электрического заряда в ионной атмосфере в окрестности аэрозольной частицы (в плоскости диаметрального сечения, параллельного E_0) при $\alpha = 2.0$, $\beta = 3.0$ (табл. 2).

Для наглядности нулевой уровень плотности заряда $\rho = 0$ изображен внутри частицы.

Второй этап вычислений был связан с изучением динамики зарядки аэрозольных частиц. Из формы уравнения (8), описывающего изменение заряда на аэрозольных частицах со временем, следует, что характерное время установления стационарного заряда на частице $t_s = kT/2\pi n_0 D_+ e^2$ не зависит от размера частицы, а определяется только физическими параметрами ионной атмосферы (при $T = 300$ К, $n_0 = 10^3$ 1/см³, $D_+ = 0.029$ см²/с время установления заряда $t_s \sim 5$ мин). На рис. 2 представлены графики $\alpha(\tau)$ при различных значениях внешнего поля β и различных начальных зарядах аэрозольных частиц $\alpha_0 = \alpha(\tau=0)$. При расчетах $\alpha(\tau)$ предполагалось, что в начальный момент времени аэрозольная частица с зарядом α_0 влетает в постоянное электрическое поле $\beta = \text{const}$ (заметим, что полученный результат справедлив и в условиях переменного по направлению внешнего электрического поля, если частота

изменения направления поля много меньше ν^*). Как следует из полученных зависимостей α (τ) (рис. 2), за время $t \sim (1-3)t_S$ электрический заряд на аэрозольных частицах, взвешенных в электронейтральной ионной атмосфере, приобретает стационарное значение α_S . Исследованию зависимости α_S от напряженности поля β был посвящен заключительный этап расчетов. Величина стационарного заряда на аэрозольных частицах определялась из соотношения

$$\Phi(\alpha_S; \beta) - \frac{D_-}{D_+} \Phi(-\alpha_S; \beta) = 0.$$

Результат расчета α_S (β) при указанных выше значениях D_- и D_+ представ-

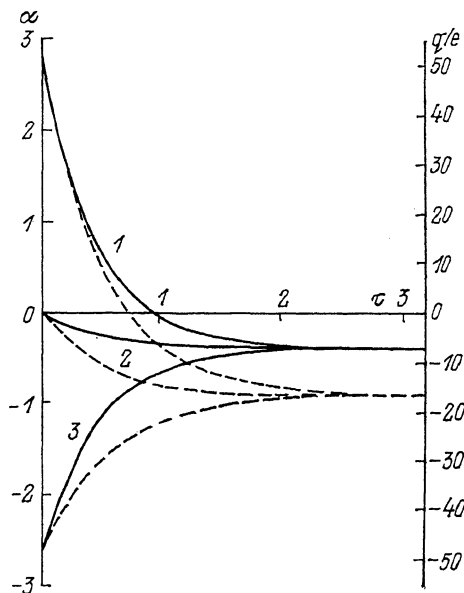


Рис. 2. Изменение заряда на аэрозольной частице со временем α (τ).

1 — $\alpha_0 = 2.78$, 2 — 0, 3 — -2.78 , где $\alpha_0 = \alpha(0)$. Сплошные линии — $\beta = 1.95$, штриховые — $\beta = 4.88$. Шкала зарядов q/e приведена для частиц размера $R_0 = 1$ мкм ($\beta = 1.95$ и 4.88 при указанном R_0 соответствуют $E_0 = 0.5$ и 1.25 кВ/см).

лен на рис. 3. В случае сильного поля для определения α_S можно использовать следующее соотношение, полученное по данным машинных расчетов:

$$\alpha_S = \left(\frac{D_-}{D_+} - 1 \right) (0.3 - 0.84\beta). \quad (10)$$

Приведенное выражение (10) позволяет вычислять α_S при $3 \leq \beta \leq 10$, $0.5 \leq D_-/D_+ \leq 1.5$ с погрешностью, не превышающей 5%. На основе про-

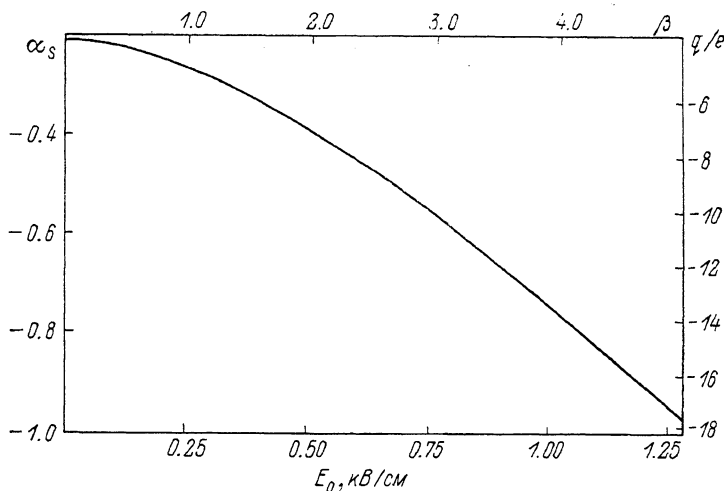


Рис. 3. Зависимость стационарного заряда аэрозольной частицы от напряженности внешнего электрического поля α_S (β).

Шкалы q/e и E_0 соответствуют случаю $R_0 = 1$ мкм.

веденных расчетов можно сделать вывод, что в электронейтральной ионной атмосфере равновесный заряд аэрозольных частиц даже при наличии сильного внешнего электрического поля оказывается небольшим (при $R_0 = 1$ мкм, $E_0 \sim 1$ кВ/см $q_S \approx -13-14e$) по сравнению с зарядом частиц в униполярной атмосфере. Этот факт можно объяснить следующим образом: зарядка аэрозольных частиц в электронейтральной атмосфере, как отмечалось выше, обеспечи-

вается исключительно разностью диффузионных подвижностей положительных и отрицательных ионов, составляющей 20 % от собственных значений коэффициентов диффузии ионов в воздухе при нормальных условиях. Если разность диффузионных подвижностей ионов противоположного знака будет составлять большую величину, то большими окажутся и значения стационарных зарядов на аэрозольных частицах. Увеличения эффективной подвижности отрицательных зарядов можно ожидать для высоких (предпробойных) значений полей, когда увеличивается число свободных электронов и соответственно уменьшается плотность ионов, с одной стороны, из-за увеличения времени жизни свободных электронов до захвата в отрицательные ионы, а с другой стороны, вследствие разрушения отрицательных ионов в электрических полях [7]. В настоящее время проводится работа по оценке влияния этих процессов на зарядку аэрозольных частиц.

Увеличение заряда на аэрозольных частицах может наблюдаться при нарушении электронейтральности атмосферы (в частности, эта возможность реализуется в электрофильтрах, где ионная атмосфера существенно униполярна [3]). В электронейтральных газах локальные нарушения нейтральности происходят за счет тепловых флуктуаций, однако время жизни таких флуктуаций мало по сравнению с характерным временем зарядки t_s , вследствие чего тепловые нарушения электронейтральности не могут вносить заметных изменений в значения стационарных зарядов аэрозольных частиц.

Авторы считают своим долгом выразить благодарность Г. Ю. Коломейцеву за полезные предложения по оптимизации расчетов на ЭВМ и Б. В. Яковенко за предоставление программы для наглядного графического представления результатов машинных расчетов.

Список литературы

- [1] Райст П. Аэрозоли. Введение в теорию. М.: Мир, 1987. 278 с.
- [2] Фукс Н. А. Механика аэрозолей. М.: Изд-во АН СССР, 1955. 352 с.
- [3] Верещагин И. П., Левитов В. И., Мирзабекян Г. З., Пашин М. М. Основы электродинамики дисперсных систем. М.: Энергия, 1974. 480 с.
- [4] Мирзабекян Г. З. Сильные электрические поля в технологических процессах (электронно-ионная технология). Вып. 1. М.: Энергия, 1969. С. 20—39.
- [5] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 624 с.
- [6] Hussin A., Schneibel H. G., Becker K. H., Porstendörfer J. // J. Aerosol. Sci. 1983. Vol. 14. N 5. P. 671—677.
- [7] Смирнов Б. М. Отрицательные ионы. М.: Атомиздат, 1978. 370 с.

Поступило в Редакцию
15 марта 1990 г.
В окончательной редакции
27 августа 1990 г.