МЕХАНИКА
ЖИДКОСТИ И ГАЗА
№ 1 · 1986

УДК 532.529:537.4

УРАВНЕНИЯ ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИКИ СЛАБОИОНИЗОВАННЫХ АЭРОЗОЛЕЙ С ДИФФУЗИОННОЙ ЗАРЯДКОЙ ЧАСТИЦ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ

СЕДОВА Г. Л., ЧЕРНЫЙ Л. Т.

В рамках механики сплошной среды [1] построена замкнутая модель, описывающая движение слабоионизованных аэрозолей с учетом процессов зарядки частиц дисперсной фазы в результате осаждения на них ионов.

Рассматривается часто встречающийся как в различных приложениях, так и в природных процессах случай диффузионной зарядки аэрозольных частиц, исследовавшийся для простейших граничных условий на поверхности частиц в [2–5]. Так же как в этих работах, ниже пренебрегается влиянием внешнего электрического поля на зарядку, но в отличие от них учитывается конечная скорость неравновесных реакций, протекающих на поверхности частиц с участием ионов и приводящих к осаждению последних на частицах. Такие режимы зарядки частиц обычно реализуются, когда электрическое поле не создается внешними источниками, а само возникает в результате зарядки аэрозольных частиц и нарушения квазинейтральности аэрозоля вследствие различного движения его противоположно заряженных фаз. Подобные процессы играют важную роль, например, пр образовании облаков, осадков и атмосферных электрических полей [2–4].

Исследованы как общий процесс зарядки частицы в слабоионизованном газе, так и его предельные случаи, когда лимитирующей стадией зарядки является диффузия ионов к частице или реакции, приводящие к их осаждению на частице. Получены выражения для потоков положительных и отрицательных ионов на частицу в слабоионизованном газе. Сформулированы основные уравнения электрогидродинамики слабоионизованных аэрозолей, в которых рассматриваемый механизм зарядки частиц дисперсной фазы приводит к обмену электрическим зарядом между фазами. Исследованы случаи, когда полученная система уравнений электрогидродинамики может быть упрощена путем замены дифференциальных уравнений движения и зарядки дисперсной фазы, а также уравнений баланса положительных и отрицательных ионов алгебраическими соотношениями типа законов Ома и Саха.

1. Рассмотрим аэрозольную частицу, находящуюся в слабоинизованном газе. Дифференциальные уравнения, описывающие распределение концентраций ионов и напряженности электрического поля в газе имеют вид

$$\frac{\partial n_\pm}{\partial t}+\operatorname{div}\mathbf{I}_\pm=\beta-\alpha n_+n_-;\qquad \operatorname{div}\mathbf{E}=4\pi e(n_+-n_-);\qquad \operatorname{rot}\mathbf{E}=0 \tag{1.1}$$

$$\mathbf{I}_\pm=-D_\pm\nabla n_\pm+n_\pm b_\pm\mathbf{E};\qquad b_\pm=\frac{\pm eD_\pm}{kT_\pm} \tag{1.2}$$

Здесь $\mathbf{I}_\pm$ — вектор плотности потока ионов, $\mathbf{E}$ — вектор напряженности электрического поля, $D_\pm$, $b_\pm$ — коэффициенты диффузии и подвижности ионов, которые предполагаются однозарядными, e — заряд протона, k — постоянная Больцмана, $T_\pm$ — температуры ионов, β — локальная скорость ионизации газа за счет внешних источников, например под действием излучения, α — коэффициент рекомбинации ионов.

Ограничимся случаем, когда распределение электрического поля и концентрации ионов около частицы в основном определяются электрическим зарядом частицы, значениями концентраций ионов вдали от частицы и процессами диффузии ионов и их осаждения на частицу. Влиянием же внешнего электрического поля, объемным электрическим зарядом ионов, а также процессами ионизации и рекомбинации будем пренебрегать. Это возможно, когда выполняются условия

$$\frac{eaE^\circ}{kT} \ll 1; \quad \varkappa^2 = \frac{\varepsilon kT}{4\pi e^2 (n_+^\circ + n_-^\circ)} \gg a^2; \quad \frac{Dn_\pm^\circ}{a^2} \gg \beta; \quad \frac{D}{a^2} \gg \alpha n_\pm^\circ \tag{1.3}$$

где $n_\pm^\circ$, E° — значения концентраций ионов и напряженности электрического поля вдали от частицы, $\varkappa$ — радиус Дебая, a — радиус частицы, ε — диэлектрическая проницаемость газа. Неравенства (1.3) всегда выполняются для частиц достаточно малого радиуса. Пусть также характерные времена изменения концентрации ионов $n_\pm^\circ$ и заряда частицы e_p велики по сравнению с a^2/D. Эти предположения обычно справедливы для атмосферных аэрозолей [2, 3]. Тогда первые два уравнения (1.1) можно заменить следующими более простыми соотношениями:

$$\operatorname{div} \mathbf{I}_\pm = 0; \quad \operatorname{div} \mathbf{E} = 0 \tag{1.4}$$

Вследствие диффузии ионов в газе и действия поверхностных сил на частице может происходить осаждение ионов, сопровождающееся их разрядкой [2, 3]. Изменение заряда частицы e_p в результате осаждения ионов описывается уравнением

$$\frac{de_p}{dt} = -4\pi a^2 e (\mathbf{I}_+ - \mathbf{I}_-) \mathbf{v} \tag{1.5}$$

где $\mathbf{v}$ — единичный вектор внешней нормали к поверхности частицы.

Граничные условия вдали от частицы и на ее поверхности имеют вид

$$n_\pm = n_\pm^\circ; \quad E = 0 \quad (r = \infty), \quad -(\mathbf{I}\mathbf{v}) = K_\pm n_\pm \quad (r = a) \tag{1.6}$$

Здесь $K_\pm$ — константы скоростей реакций, протекающих на поверхности частицы с участием ионов и приводящих к осаждению последних на частице. Предполагается, что разрядка осевших ионов протекает достаточно быстро, так что их влиянием на значения $K_\pm$, а также процессами, обратными осаждению ионов, можно пренебречь.

Система уравнений (1.2), (1.4), (1.5) с граничными условиями (1.6) описывает задачу о диффузионной зарядке частицы в слабоионизованном газе. Для сферической частицы все величины будут зависеть только от радиуса r — расстояния до центра частицы. Поэтому будем использовать сферическую систему координат.

Уравнения (1.4) имеют решения

$$I_{r\pm} = I_{a\pm} \frac{a^2}{r^2}; \quad E_r = E_a \frac{a^2}{r^2}; \quad E_a = \frac{e_p}{a^2} \tag{1.7}$$

Здесь E_a и $I_{a\pm}$ — значения напряженности электрического поля и плотности потоков ионов при $r=a$.

Из уравнений (1.2), (1.7) с учетом граничных условий (1.6) найдем распределение концентраций ионов и плотности их потоков на частицу

$$n_\pm(r) = \frac{aI_{a\pm}}{e_{p\pm}^* D_\pm} + \left(n_\pm^\circ - \frac{aI_{a\pm}}{e_{p\pm}^* D_\pm}\right) \exp\left(-\frac{a}{r} e_{p\pm}^*\right); \quad e_{p\pm}^* = \frac{b_\pm e_p}{aD_\pm} \tag{1.8}$$

$$I_{a\pm} = \frac{-\exp(-e_{p\pm}^*)\, e_{p\pm}^* D_\pm n_\pm^\circ}{a[1 - \exp(-e_{p\pm}^*) + D_\pm e_{p\pm}^*/aK_\pm]} \tag{1.9}$$

Подставляя выражения для плотностей потоков ионов (1.9) в уравнение (1.5), получаем дифференциальное уравнение изменения заряда частицы. Стационарный заряд частицы определяется из условия

$$I_{a+}(e_p) - I_{a-}(e_p) = 0 \tag{1.10}$$

2. В рассматриваемой постановке зарядка частицы в слабоионизованном газе определяется двумя процессами: диффузией ионов к частице и осаждением ионов на частицу. Каждый из них характеризуется своей скоростью: $D_\pm/a$ и $k_\pm$. Обычно один из этих процессов является лимитирующей стадией электризации частицы. При этом параметр $ak_\pm/D_\pm$ принимает либо [2] малое, либо большое значение.

В случае $ak_\pm/D_\pm \gg 1$ из граничных условий (1.7) следует, что концентрации ионов вблизи частицы $n_\pm$ можно считать равными нулю. Выражения для величин потоков ионов на поверхности частицы принимают вид

$$I_{a\pm}=\frac{e_{p\pm}{}^* n_\pm{}^\circ D_\pm}{a[1-\exp(e_{p\pm}{}^*)]} \tag{2.1}$$

В результате из уравнения (1.10) для определения стационарного заряда частицы получим соотношение

$$\frac{-D_- n_-{}^\circ}{1-\exp(-e_p{}^*)}=\frac{D_+ n_+{}^\circ}{1-\exp e_p{}^*}; \qquad e_p{}^*=\frac{ee_p}{akT} \tag{2.2}$$

Здесь предполагается, что $T_+=T_-=T$ и, следовательно, $e_{p\pm}{}^*=\pm e_p{}^*$.

Уравнение (2.2) дает следующие выражения для параметра $e_p{}^*$, определяющего стационарный заряд частицы, и плотности потоков ионов $I_{a\pm}$, соответствующих стационарному заряду:

$$e_p{}^*=\ln\frac{D_+ n_+{}^\circ}{D_- n_-{}^\circ}, \qquad I_{a\pm}=\frac{\ln(D_+ n_+{}^\circ/D_- n_-{}^\circ)}{a[(D_+ n_+{}^\circ)^{-1}-(D_- n_-{}^\circ)^{-1}]} \tag{2.3}$$

Формулы (2.3) полностью согласуются с полученными ранее в [2, 4].

В случае малых значений параметров $ak_\pm/D_\pm$ плотности потоков ионов и стационарный заряд определяются равенствами

$$I_{a\pm}=-k_\pm \exp(\mp e_p{}^*) n_\pm{}^\circ, \qquad e_p{}^*=\frac{1}{2}\ln\frac{n_+ k_+{}^\circ}{n_- k_-{}^\circ} \tag{2.4}$$

Для ионов с примерно одинаковой массой отношение k_+/k_- определяется формулой [6]

$$\frac{k_+}{k_-}=\exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right); \qquad \Delta E=E_+-E_- \tag{2.5}$$

где $E_\pm$ — энергии активации реакций захвата положительных и отрицательных ионов частицей. На поверхности частиц обычно образуется двойной электрический слой со скачком электрического потенциала $\Delta\varphi=\varphi_{a-}{}^\circ-\varphi_{a+}{}^\circ$, в результате чего значения для положительных и отрицательных ионов оказываются существенно различными и $|\Delta E|\leqslant e|\Delta\varphi|$. Например, для аэрозольных капель воды $\Delta\varphi\cong 0{,}25$ В [2—4]. Однако, вообще говоря, $|\Delta E|\neq e|\Delta\varphi|$. В частности, может быть $E_\pm \sim e|\Delta\varphi|$, но $|\Delta E|\ll e|\Delta\varphi|$. По-видимому, именно такой случай реализуется для заряженных облаков и туманов [2—4]. В квазинейтральном газе ($n_+{}^\circ=n_-{}^\circ$) для стационарного заряда частицы e_p на основании соотношений (2.4) и (2.5) справедливо выражение

$$e_p=-\frac{\Delta E}{2e}a, \qquad |e_p|\leqslant a|\Delta\varphi| \tag{2.6}$$

Если стационарный заряд на частице мал ($e_p{}^*\ll 1$), то, раскладывая в формуле (1.9) члены, содержащие $\exp(\pm e_p{}^*)$, в ряд по известным формулам, можно получить следующие выражения для плотностей потоков ионов и стационарного заряда частицы с учетом только линейных членов по $e_p{}^*$:

$$I_{a\pm}=\frac{-D_\pm n_\pm}{a}\left[A_\pm \mp e_p{}^* B_\pm\right] \qquad (2.7)$$

$$e_p{}^*=\frac{A_+D_+n_+{}^\circ-A_-D_-n_-{}^\circ}{B_+D_+n_+{}^\circ+B_-D_-n_-{}^\circ} \qquad (2.8)$$

$$A_\pm=\left(1-\frac{D_\pm}{ak_\pm}\right)^{-1};\quad B_\pm=\left(\frac{1}{2}+\frac{D_\pm}{ak_\pm}\right)\left(1+\frac{D_\pm}{ak_\pm}\right)^{-2}$$

Из формулы (2.8) видно, что рассматриваемый случай $e_p{}^*\ll 1$ всегда имеет место, если коэффициенты диффузии $D_\pm$, константы скоростей осаждения на частице $k_\pm$ и концентрации $n_\pm$ для ионов разных сортов мало отличаются друг от друга.

3. Уравнения электрогидродинамики дисперсных сред с постоянным зарядом частиц дисперсной фазы рассматривались в [7, 8], а с переменным зарядом – в [9]. Причем в последней работе исследовался случай зарядки частиц под влиянием сильного внешнего электрического поля, противоположный случаю диффузионной зарядки частиц, рассматриваемому ниже. Для описания в рамках механики сплошной среды осредненного движения слабионизованного аэрозоля с твердыми или жидкими частицами дисперсной фазы сделаем ряд предположений о параметрах частиц, газа и поля и о характере взаимодействий между ними.

Определим все параметры, входящие в основные уравнения как средние по физически бесконечно малым объемам, содержащим достаточно большое число частиц. Пусть объемная концентрация частиц дисперсной фазы мала. Заряд частиц с течением времени может изменяться в результате осаждения на них ионов, причем механизм осаждения ионов на частицу аналогичен рассмотренному в п. 1 для случая одной частицы. Будем также считать, что величины потоков ионов на каждую частицу по-прежнему определяются формулами (1.9), в которых вместо $n_\pm{}^\circ$ следует подставить средние значения концентраций ионов в рассматриваемой точке сплошной среды. Это предположение справедливо, когда средние расстояния между частицами велики по сравнению с радиусом частицы, а диффузионное число Пекле частицы мало.

Предположим также, что температуры газа и ионов одинаковы, а их диффузия при изучении осредненных движений несущественна. Кроме того, в силу малой концентрации ионов и дисперсных частиц пренебрежем силой взаимодействия и обменом энергией между ними. Тогда уравнения неразрывности, баланса заряда, движения и притока тепла для дисперсных частиц, а также уравнения для ионных компонент и электрического поля будут иметь вид

$$\frac{\partial n_\pm}{\partial t}+\operatorname{div}\mathbf{i}_\pm=\beta-\alpha n_+n_-+4\pi a^2 I_{a\pm}n \qquad (3.1)$$

$$\mathbf{i}_\pm=n_\pm\mathbf{v}+n_\pm b_\pm\mathbf{E},\qquad \frac{\partial n}{\partial t}+\operatorname{div}n\mathbf{u}=0 \qquad (3.2)$$

$$\frac{\partial e_p}{\partial t}+(\mathbf{u}\nabla)e_p=-4\pi a^2 e(I_{a+}-I_{a-}) \qquad (3.3)$$

$$m\left[\frac{\partial\mathbf{u}}{\partial t}+(\mathbf{u}\nabla)\mathbf{u}\right]=\mathbf{f}+e_p\mathbf{E} \qquad (3.4)$$

$$m\left[\frac{\partial c_pT_p}{\partial t}+(\mathbf{u}\nabla)c_pT_p\right]=W \qquad (3.5)$$

$$\operatorname{div}\mathbf{E}=4\pi e(n_+-n_-)+4\pi e_p n,\qquad \operatorname{rot}\mathbf{E}=0 \qquad (3.6)$$

$$\mathbf{f}=6\pi\mu ac(\mathrm{Re}_p)(\mathbf{v}-\mathbf{u}),\quad \mathrm{Re}_p=2a\rho|\mathbf{v}-\mathbf{u}|/\mu \qquad (3.7)$$

$$W=2\pi a\chi\,\mathrm{Nu}_p(\mathrm{Re}_p,\ \mathrm{Pr})(T-T_p),\qquad \mathrm{Pr}=\mu c_V/\chi \qquad (3.8)$$

Здесь ρ, $\mathbf{v}$, T — плотность, скорость и температура газа, n, $\mathbf{u}$, c_p, T_p, m — концентрация, скорость, теплоемкость, температура, масса дисперсных частиц, $\mathbf{f}$ — сила сопротивления, действующая со стороны газа на частицу, W — приток тепла из газа к частице; Nu_p, Re_p, Pr — число Нуссельта, число Рейнольдса частицы и число Прандтля для газа; μ и χ — коэффициенты динамической вязкости и теплопроводности газа; диэлектрическая проницаемость среды считается равной единице.

Для функций $c(\mathrm{Re}_p)$, $\mathrm{Nu}(\mathrm{Re}_p, \mathrm{Pr})$ известны следующие выражения [8, 10]:

$$c=(1+{}^1/_6\,\mathrm{Re}_p^{2/3}),\quad \mathrm{Re}_p<400;\quad Nu_p=2+0{,}6\,\mathrm{Re}_p^{1/2}\mathrm{Pr}^{1/3},$$
$$1\leqslant\mathrm{Re}_p<7\cdot10^4,\quad 0{,}6<\mathrm{Pr}<400$$

Если ионные компоненты и дисперсная фаза оказывают существенное влияние на движение газа, то к уравнениям (3.1) — (3.8) следует добавить еще известные уравнения для газа [8, 10].

4. Система (3.1) — (3.8) достаточно сложна, но при определенных допущениях относительно характерных параметров для целого ряда конкретных задач некоторые уравнения системы можно значительно упростить.

Рассмотрим эти допущения. Уравнение (3.4) в случае, когда инерция дисперсных частиц несущественна, может быть заменено законом Ома. Если обозначить через $\tau_u=m/6\pi\mu a$ характерное время релаксации скорости частиц, а через τ характерное время задачи, то отношение $\tau_u/\tau\equiv\mathrm{St}$ представляет собой число Стокса, характеризующее влияние инерции дисперсных частиц на их движение. В случае, когда число Стокса мало, уравнение (3.4) с учетом соотношений (3.7) принимает вид

$$\begin{gathered} u=v+b_pE+B(v-u);\quad b_p=e_p/6\pi\mu a \\ B=0,\quad \mathrm{Re}_p\ll1,\quad B={}^1/_6\,\mathrm{Re}_p^{2/3},\quad 1\leqslant\mathrm{Re}_p<400 \end{gathered} \tag{4.1}$$

Здесь в отличие от электрогидродинамики дисперсных сред без зарядки частиц [7, 8] подвижность частиц может изменяться в результате изменения заряда e_p, которое описывается уравнением (3.3).

Из выражений (2.1), (2.4) для $I_{a\pm}$ и уравнений (3.1), (3.4) следуют оценки для характерного времени установления равновесного электрического заряда частиц в слабоионизованном газе τ_e и характерного времени установления равновесной концентрации ионов за счет их рекомбинации и осаждения на частицы $\tau_\pm$

$$\tau_l\sim\max\left(\frac{1}{4\pi e|b_\pm|n_\pm},\ \frac{1}{4\pi e|b_\pm|n_\pm}\frac{D_\pm}{ak_\pm}\right)$$

$$\tau_\pm\sim\min\left(\frac{1}{\sqrt{\alpha\beta}},\ \tau_{\pm p}\right),\qquad \tau_{\pm p}\equiv\max\left(\frac{1}{4\pi aD_\pm n},\ \frac{1}{4\pi a^2k_\pm n}\right)$$

В ряде случаев в зависимости от значений τ_e, $\tau_\pm$, $\tau_{\pm p}$ и характерного времени задачи τ уравнения (3.1), (3.3) могут быть заменены более простыми соотношениями.

Если $1/\sqrt{\alpha\beta}\ll\tau_{\pm p}$, то исчезновение ионов в газе в основном происходит за счет их парной рекомбинации и последним слагаемым в правой части уравнения (3.1), описывающим осаждение ионов на частицы, можно пренебречь.

Если τ, $\tau_\pm\gg\tau_e$, то заряд частиц зависит от местных значений концентраций ионов квазиравновесным образом и для его определения вместо уравнения (3.3) можно использовать соотношение $I_{a+}(e_p)=I_{a-}(e_p)$. В этом случае из условия $\tau_\pm\gg\tau_e$ следует, что $\|e_p|n\ll en_\pm$.

Если τ, $\tau_e \gg \tau_\pm$ или $\tau \gg \tau_\pm$, τ_e, то концентрации ионов и заряд частиц связаны между собой квазиравновесным образом и вместо уравнений (3.1) и (3.3) можно использовать соотношения (4.2) и уравнение неразрывности для электрического заряда, являющееся следствием уравнений (3.1)—(3.3)

$$\beta - \alpha n_+ n_- + 4\pi a^2 I_{a\pm} n = 0 \tag{4.2}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}[e(n_+ - n_-) + e_p n] + \mathrm{div}[e(\mathbf{i}_+ - \mathbf{i}_-) + e_p n \mathbf{u}] \tag{4.3}$$

Подставим в уравнения (4.2) выражения для плотностей потоков ионов из формулы (2.1) и обезразмерим их

$$1 - n_+^* n_-^* - c_\pm n_\pm \frac{\pm e_p^*}{\exp(\pm e_p^*) - 1} = 0 \tag{4.4}$$

$$c_\pm(n) = \frac{D_\pm n}{D_+ + D_-}, \quad n^* = 8\pi \varkappa n a, \quad e_p^* = \frac{e e_p}{akT}, \quad n_\pm^* = \frac{n_\pm}{n_0}, \quad \beta = \alpha n_0^2$$

Здесь n_0 — равновесное значение концентраций ионов в отсутствие частицы; для коэффициента рекомбинации используется формула Ланжевена

$$\alpha = 4\pi e(b_+ + |b_-|)$$

Легко видеть, что уравнения (4.4) дают следующую связь величин n_+^* и n_-^*:

$$n_-^* = n_+^* \frac{c_+}{c_-} \exp(-e_p^*) \tag{4.5}$$

Исключая из уравнений (4.4) последовательно n_+^* и n_-^* с помощью соотношения (4.5), получим систему двух квадратных уравнений для определения концентраций $n_\pm^*$ в зависимости от e_p^*

$$n_\pm^2 \pm \frac{c_\mp e_p^*}{1 - \exp(\mp e_p^*)} n_\pm^* - \frac{c_\pm}{c_\pm} \exp(\pm e_p^*) = 0 \tag{4.6}$$

В этих уравнениях величины $c_\pm$ рассматриваются как параметры.

В случае, когда нет внешнего электрического поля, а инерцией частиц можно пренебречь ($\mathrm{St} \ll 1$), уравнение (4.3) тождественно удовлетворяется для квазинейтральной среды. При этом вместо уравнения (4.3) следует использовать условие квазинейтральности, которое в безразмерной форме имеет вид

$$n_+^* - n_-^* + n^* e_p^* = 0 \tag{4.7}$$

Рассмотрим практически важный случай, когда отношение D_+/D_- мало отличается от единицы, т. е. $D_+/D_- = 1 + 2\varepsilon$ ($\varepsilon \ll 1$, двойка введена для удобства вычислений). Тогда

$$c_+ \simeq \frac{n^*}{2}(1+\varepsilon), \qquad c_- \simeq \frac{n^*}{2}(1-\varepsilon)$$

Учитывая малость ε, получим систему (4.8) и выпишем ее решения

$$n_+^{*2} + \frac{(1-\varepsilon) e_p^* n^*}{2[1 - \exp(-e_p^*)]} - (1-2\varepsilon)\exp e_p^* = 0$$

$$n_-^{*2} + \frac{(1+\varepsilon) e_p^* n^*}{2(\exp e_p^* - 1)} n_-^* - (1+2\varepsilon)\exp(-e_p^*) = 0$$

$$n_+^* - n_-^* + n^* e_p^* = 0 \tag{4.8}$$

$$\varepsilon = 0: \ n_\pm^* = n_0^* \equiv -\frac{n^*}{4} + \sqrt{\frac{n^{*2}}{16} + 1} \tag{4.9}$$

$$0<\varepsilon\ll 1: \; e_p^*=\varepsilon e_p^1, \quad n_\pm^*=n_0^*+\varepsilon n_\pm^1, \quad \varepsilon=\frac{D_+-D_-}{2D_-} \tag{4.10}$$

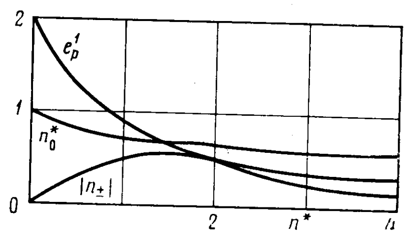
$$n_\pm^1=\pm\frac{n^*(n^*n_0^*-4)}{4+3n_0^*n^*+n^{*2}}, \quad e_p^1=\frac{8-2n^*n_0^*}{4+3n_0^*n^*+n^{*2}} \tag{4.11}$$

Подставляя сюда выражение (4.9), для n_0^* получим зависимость $n_\pm^1$, e_p^1 от безразмерной концентрации частиц n^*

$$e_p^1=\frac{2\sqrt{n^{*2}+16}-n^*}{\sqrt{n^{*2}+16}+3n^*}$$

$$n_\pm^1=\mp\frac{n^*}{2}e_p^1=\frac{\pm n^*(n^*-\sqrt{n^{*2}+16})}{\sqrt{n^{*2}+16}+3n^*} \tag{4.12}$$

Зависимости $n_0^*(n^*)$, $e_p^1(n^*)$, $n_\pm^1(n^*)$ изображены на фигуре. Видно, что с возрастанием n^* величины e_p^1 и $n_\pm^1$ стремятся к нулю, причем e_p^1



как $1/n^{*2}$, а $n_\pm^1$ как $1/n^*$. При $n^*=0$ получаем $e_p^1=2$ и $n_0^*=1$, что согласуется со значениями концентраций ионов в чистом газе и заряда на одной частице в слабоионизованном газе при $\varepsilon\ll 1$ [4].

Таким образом, для квазинейтральных аэрозолей в случае, когда выполняются уравнения (4.2), безразмерные значения концентраций ионов в газе и заряда частиц полностью определяются параметрами $n^*=8\pi\varkappa^2 na$ и D_+/D_-, причем при $D_+\simeq D_-$ имеют место выражения (4.10), (4.12).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Седов Л. И.* Механика сплошной среды. Т. 1. М.: Наука, 1983. 528 с.
2. *Френкель Я. И.* Теория явлений атмосферного электричества. Л.– М.: Гостехиздат, 1949. 155 с.
3. *Фукс Н. А.* Механика аэрозолей. М.: Изд-во АН СССР, 1955. 352 с.
4. *Соу С.* Динамика заряженных суспензий.– В сб.: Реология суспензий. М.: Мир, 1975, с. 140–284.
5. *Верещагин И. П., Левитов В. И., Мирзабекян Г. З., Пашина М. М.* Основы электрогазодинамики дисперсных систем. М.: Энергия, 1974, с. 480.
6. *Киреев В. А.* Курс физической химии. М.: Химия, 1975. 775 с.
7. *Гогосов В. В., Фарбер Н. Л.* Уравнения электрогидродинамики многофазных сред. Об одномерных течениях, разрывных решениях и затухании слабых волн.– Изв. АН СССР. МЖГ, 1972, № 5, с. 57–70.
8. *Ватажин А. Б., Грабовский В. И., Лихтер В. А., Шульгин В. И.* Электрогазодинамические течения. М.: Наука, 1983. 344 с.
9. *Васильева Н. Л., Черный Л. Т.* Электрогидродинамика двухфазных сред при электризации частиц дисперсной фазы под влиянием электрического поля.– ПММ, 1982, т. 46, вып. 1, с. 107–115.
10. *Нигматулин Р. И.* Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 336 с.

Москва

Поступила в редакцию 8.I.1985