МЕХАНИКА ЖИДКОСТИ И ГАЗА
№ 4 • 1980

УДК 532.584 : 537.24

ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ ЧАСТИЦ СУСПЕНЗИИ ПРИ СОУДАРЕНИЯХ С ГРАНИЧНЫМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ. ПРЕДЕЛЬНЫЕ СЛУЧАИ: ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩИЕ И НЕПРОВОДЯЩИЕ ЧАСТИЦЫ

Л. Т. ЧЕРНЫЙ

(Москва)

Найдено изменение электрического заряда идеально проводящих и непроводящих частиц суспензии в результате их соударения со стенками при течении суспензии. Указаны критерии применимости полученных формул к реальным частицам. Для плотности электрического тока в разреженных суспензиях, состоящих из непроводящего газа и заряженных частиц, получено условие, выполняющееся при течении суспензии на непроницаемых граничных поверхностях.

1. Граничное условие для плотности электрического тока. Применение методов механики сплошной среды [1, 2] к изучению движения суспензий предполагает формулировку наряду с дифференциальными уравнениями соответствующих краевых условий. Рассмотрим краевые условия для плотности электрического тока в разреженных суспензиях, состоящих из непроводящего газа и твердых частиц дисперсной фазы.

Как известно [3–6], при каждом соударении частицы с твердой стенкой между ними, вообще говоря, происходит обмен электрическими зарядами. Это явление называется электризацией частиц. Зная величину изменения электрического заряда одной частицы в результате соударения со стенкой Δe_p, можно выписать краевое условие для плотности электрического тока j

$$(\mathbf{j}\mathbf{v}) = -\int \Delta e_p f(v)\,(\mathbf{v}\mathbf{v})\,dv\,d\chi \tag{1.1}$$

Здесь $\mathbf{v}$ — внешняя нормаль к стенке, являющейся граничной поверхностью; χ — внутренние определяющие параметры частиц суспензии (масса, размер и т. п.); $\mathbf{v}$ — скорость частицы; $f(\mathbf{v}, \chi)$ — функция распределения по скоростям частиц суспензии, падающих на стенку. При отсутствии хаотического движения частиц имеем $f(\mathbf{v}) = n\delta(\mathbf{v}-\mathbf{v}^-)$, где n, $\mathbf{v}^-$ — концентрация и скорость частиц в потоке, падающем на стенку. Если влиянием электрического поля на движение частиц суспензии можно пренебречь, то функция f находится из решения чисто механической задачи, причем в отсутствие хаотического движения частиц достаточно знать величины n и $\mathbf{v}^-$.

Рассмотрим, как определяется величина Δe_p при ударе частицы о металлическую стенку. В этом случае справедливы неравенства

$$\sigma_w \geqslant 10^{16}\ \textit{сек}^{-1},\quad \tau_w = 1/4\pi\sigma_w \ll \tau$$

где σ_w — проводимость стенки (используется гауссова система единиц), τ_w — время релаксации электрического потенциала стенки, τ — время контакта частицы со стенкой при соударении. Поэтому при вычислении величины Δe_p потенциал стенки можно считать постоянным (в дальнейшем положим его равным нулю).

2. Вычисление Δe_p для идеально проводящих частиц. Для таких частиц проводимость бесконечна, а электрический потенциал φ_p постоянен вдоль частицы. Это позволяет следующим образом сформулировать основные уравнения, описывающие процесс электризации частицы при соударении с твердой металлической стенкой

$$\frac{de_p}{dt}=\int\limits_{S_c} i(\varphi_p)\,ds,\qquad e_p=C_\varphi\varphi_p+C_E E \tag{2.1}$$

Здесь e_p — электрический заряд частицы; i — плотность электрического тока, текущего в частицу через контактную площадку S_c (ее площадь также будем обозначать S_c), по которой частица соприкасается со стенкой; E — проекция на нормаль $\mathbf{v}$ напряженности электрического поля у стенки в отсутствие рассматриваемой частицы (обычно в разреженных суспензиях величина E совпадает с проекцией на $\mathbf{v}$ средней напряженности электрического поля, вводимой путем осреднения по физически бесконечно малому объему, содержащему достаточно большое число частиц суспензии); C_φ и C_E — коэффициенты емкости, зависящие от формы частицы и от эффективного расстояния d частицы от стенки.

Рассмотрим наряду с частицей ее зеркальное изображение относительно поверхности стенки, которую в силу малости частицы можно считать плоской. Если стенки нет, заряд и потенциал изображения равны $-e_p$ и $-\varphi_p$, а напряженность электрического поля вдали от системы частица — изображение равна $E\mathbf{v}$, то величины e_p, φ_p и E связаны между собой вторым соотношением (2.1). В случае сферической частицы радиуса R для указанной системы частица — изображение при $d\ll R$ имеют место простые асимптотические зависимости φ_p от e_p (при $E=0$) и φ_p от E (при $e_p=0$), приведенные в [7]. Используя их, легко показать, что коэффициенты C_φ и C_E для сферической частицы равны

$$C_\varphi=\varepsilon R\left(C+\frac{1}{2}\ln\frac{2R}{d}\right),\qquad C_E=\frac{\varepsilon\pi R^2}{3} \tag{2.2}$$

Здесь $C=0{,}577\ldots$ — постоянная Эйлера, ε — диэлектрическая проницаемость несущей фазы.

Система уравнений (2.1) замкнута, если известна зависимость $i(\varphi_p)$. Вид этой зависимости может быть установлен путем изучения конкретных физико-химических процессов, приводящих к обмену электрическими зарядами (электронами или ионами) между частицей и стенкой. Не обсуждая их здесь подробно, воспользуемся известными зависимостями плотности тока i, текущего через контакты между различными материалами, от разности электрических потенциалов φ_p на контакте [8, 9]. Эти зависимости применительно к рассматриваемому случаю можно сформулировать следующим образом:

$$i(\varphi_p)=\frac{\sigma_c}{d}(\varphi_c-\varphi_p) \tag{2.3}$$

$$i(\varphi_p)=\frac{\sigma_c kT}{e_0 d}\left(e^{-\alpha\varphi^*}-e^{(1-\alpha)\varphi^*}\right),\qquad \varphi^*=\frac{e_0(\varphi_p-\varphi_c)}{kT} \tag{2.4}$$

Здесь φ_c — равновесная контактная разность потенциалов для пары материалов частицы и стенки; σ_c — проводимость контакта при малых отклонениях φ_p от φ_c; e_0 — заряд основных носителей электрического заряда в частице, взаимодействие которых со стенкой приводит к электризации частицы; T — абсолютная температура; k — постоянная Больцмана; α — безразмерный постоянный коэффициент ($0 \leqslant \alpha \leqslant 1$).

В случае, когда процесс электризации частицы лимитируется диффузией основных носителей заряда в области контакта и последняя обогащена основными носителями заряда ($e_0\varphi_c > 0$), вольт-амперная характеристика контакта $i(\varphi_p)$ не сильно отличается от линейной [8, 9], и для нее можно использовать выражение (2.3). Если же приконтактная область частицы обеднена основными носителями заряда ($e_0\varphi_c < 0$) или процесс электризации лимитируется химическими реакциями носителей заряда на стенке, то вольт-амперная характеристика контакта может быть сильно нелинейной и для нее часто можно использовать выражение (2.4). При $\alpha=0$ из (2.4) получается известная [8] вольт-амперная характеристика для контакта металла и полупроводника, обладающего электронной ($e_0 < 0$) или дырочной ($e_0 > 0$) проводимостью. При $\alpha=1$ выражение (2.4) представляет собой вольт-амперную характеристику контакта металлического электрода и электролита (материала с ионной проводимостью) с учетом концентрационного перенапряжения у электрода [9]. При $\alpha=0.5$ из равенства (2.4) можно получить известную формулу для замедленного разряда ионов водорода H^+ на контакте металла с материалом, обладающим ионной (H^+) проводимостью. Легко видеть также, что при $|\varphi^*| \ll 1$ выражение (2.4) для $i(\varphi_p)$ сводится к равенству (2.3).

В общем случае формулы (2.3), (2.4) можно рассматривать как полуэмпирические выражения для вольт-амперной характеристики контакта между частицей и стенкой. Входящие в соотношения (2.3), (2.4) постоянные σ_c, d, φ_c, α, e_0 должны определяться на основе экспериментальных данных.

Решение первого уравнения (2.1) с учетом выражений для e_p и $i(\varphi_p)$, задаваемых вторым равенством (2.1) и соотношением (2.4), дает для нахождения величины Δe_p неявную формулу в квадратурах

$$\int_0^{\Delta e_p^*} e^{\alpha(\psi+\Phi)}(1-e^{\psi+\Phi})^{-1}\,d\psi = A \tag{2.5}$$

$$\Delta e_p^* = \frac{e_0 \Delta e_p}{kTC_\varphi}, \quad \Phi = \frac{e_0}{kTC_\varphi}(\overset{\circ}{e_p} - C_\varphi\varphi_c - C_E E) \tag{2.6}$$

$$A = \frac{\sigma_c \tau \langle S_c\rangle}{C_\varphi d}, \quad \langle S_c\rangle = \frac{1}{\tau}\int_0^\tau S_c\,dt \tag{2.7}$$

Здес: e_p° — электрический заряд частицы до соударения со стенкой, τ — время соударения, $\langle S_c\rangle$ — средняя площадь контакта частицы со стенкой.

При выводе формул для Δe_p здесь и ниже предполагается, что механический контакт частицы со стенкой сопровождается электрическим и наоборот. Тем самым пренебрегается частичной нейтрализацией электрического заряда частицы в результате газового разряда, который может иметь место при отскоке частицы от стенки. Это справедливо для частиц достаточно малых размеров, когда зажигание газового разряда затруднено [5, 6].

Разрешив соотношение (2.5) относительно величины Δe_p^*, получим для определения изменения электрического заряда частицы зависимость вида

$$\Delta e_p = \frac{kTC_\varphi}{e_0} f(\Phi, A, \alpha) \tag{2.8}$$

При $\alpha=0$, 0.5, 1 интеграл в равенстве (2.5) выражается через элементарные функции и для $f(\Phi, A, \alpha)$ имеют место формулы:

$$f=-\ln[e^{\Phi}(1-e^{-A})+e^{-A}], \quad \alpha=0 \tag{2.9}$$

$$f=2\ln\left[\left(1+e^{-\Phi/2}\operatorname{th}\frac{A}{2}\right)\left(1+e^{\Phi/2}\operatorname{th}\frac{A}{2}\right)^{-1}\right], \quad \alpha=\frac{1}{2} \tag{2.10}$$

$$f=\ln[e^{-\Phi}(1-e^{-A})+e^{-A}], \quad \alpha=1 \tag{2.11}$$

При $|\Phi|\ll 1$ и любых α $(0\leqslant\alpha\leqslant 1)$ выражение (2.8) для Δe_p с точностью до членов порядка Φ^2 имеет вид

$$\Delta e_p=-Q^\circ(1-e^{-A}), \quad Q^\circ=e_p{}^\circ-C_\varphi\varphi_c-C_E E \tag{2.12}$$

Это равенство легко также получить непосредственно из уравнений (2.1), если использовать для $i(\varphi_p)$ выражение (2.3).

Выше при выводе формул для Δe_p предполагалось, что электрический потенциал остается постоянным вдоль частицы при изменении ее заряда. Это утверждение справедливо строго только для идеально проводящих частиц с бесконечной проводимостью σ. Однако если полное электрическое сопротивление частицы много меньше полного сопротивления контакта

$$(\sigma R)^{-1}\ll(\sigma_c S_c)^{-1}d \tag{2.13}$$

то можно считать, что указанное предположение выполняется также и для частиц, имеющих конечную проводимость σ. Поэтому развитая выше теория применима и к неидеально проводящим частицам, если выполняется неравенство (2.13) и, кроме того, неравенства

$$\frac{\varepsilon_p}{4\pi\sigma}\ll\tau, \qquad \rho_d\ll R$$

в которых ε_p и ρ_d — диэлектрическая проницаемость и дебаевский радиус материала частиц. Эти неравенства означают, что время релаксации электрического заряда в объеме частицы много меньше времени соударения, а сам заряд распределен в тонком слое у поверхности частицы.

3. Вычисление Δe_p для абсолютно непроводящих частиц. Электризация при ударе о металлическую стенку таких частиц может осуществляться путем обмена электронами между стенкой и теми акцепторными и донорными центрами, которые расположены на части поверхности частицы Σ_c, непосредственно контактирующей со стенкой [10]. При этом электрический заряд, приобретаемый частицей, сосредоточен на Σ_c и не может перетекать по объему или по поверхности частицы.

Пусть $n_a(x, t)$, $n_d(x, t)$ — поверхностные плотности (в точке $x\in\Sigma_c$) акцепторных и донорных центров, прореагировавших (получивших или отдавших электрон) к моменту времени t, отсчитываемому от начала соударения. Тогда уравнения, описывающие электризацию абсолютно непроводящей частицы, можно сформулировать следующим образом:

$$\Delta e_p=e_0\int\limits_{\Sigma_c}(\Delta n_a-\Delta n_d)\,ds, \quad \Delta n_A=n_A(\tau_x{}^+)-n_A(\tau_x{}^-), \quad A=a, d \tag{3.1}$$

$$\frac{dn_a}{dt}=I_a(n_a, \varphi(x)), \quad \frac{dn_d}{dt}=-I_d(n_d, \varphi(x)) \tag{3.2}$$

Здесь e_0 — заряд электрона $(e_0<0)$; $\tau_x{}^+(\tau_x{}^-)$ — момент времени, отсчитываемый от начала соударения, в который прерывается (устанавливается) механический контакт со стенкой в точке $x\in\Sigma_c$ (предполагается, что электрический контакт совпадает с механическим); ds — элемент поверхности Σ_c; $\varphi(x)$ — электрический потенциал точки x относительно стенки; $I_a(I_d)$ — плотность потока электронов со стенки на частицу в результате реакций акцепторных (донорных) центров со стенкой. Выражения для I_a и I_d можно записать в виде

$$I_a=K_{a1}(N_a-n_a)\exp(-W_{a1}/kT)-K_{a2}n_a\exp(-W_{a2}/kT) \tag{3.3}$$

$$I_d=K_{d1}n_d\exp(-W_{d1}/kT)-K_{d2}(N_d-n_d)\exp(-W_{d2}/kT)$$

Здесь $N_a(N_d)$ — плотность акцепторных (донорных) центров на поверхности частицы; W_{a1}, $W_{a2}(W_{d1}, W_{d2})$ — энергии активации для прямой и обратной реакций обмена электроном между стенкой и акцепторным (донорным) центром; K_{a1}, K_{a2}, K_{d1}, K_{d2} — постоянные, не зависящие от n_a, n_d, T, φ.

Первые члены в правых частях равенств (3.3) представляют собой плотности потоков электронов со стенки на акцепторные или соответственно на донорные центры. Эти потоки пропорциональны плотностям непрореагировавших акцепторов или прореагировавших доноров. Аналогично вторые члены (без знака минус) в правых частях равенств (3.3) представляют собой плотности потоков электронов с акцепторных или соответственно с донорных центров на стенку. Эти потоки пропорциональны плотностям прореагировавших акцепторов или непрореагировавших доноров.

Наличие разности потенциалов между точками $x\in\Sigma_c$ и стенкой приводит к искажению потенциального барьера, преодолеваемого электронами при переходах стенка — акцепторный (донорный) центр. Это проявляется в следующей зависимости энергий активации от φ

$$W_{A1}=W_{A1}^{\circ}+e_0\alpha_A\varphi,\qquad W_{A2}=W_{A2}^{\circ}-e_0(1-\alpha_A)\varphi,\qquad A=a,\ d \tag{3.4}$$

так что наличие разности потенциалов φ приводит к дополнительному изменению энергии электрона при переходах стенка — частица на величину $e_0\varphi$ [10]

$$W_{A1}-W_{A2}=W_{A1}^{\circ}-W_{A2}^{\circ}+e_0\varphi$$

а постоянные W_{A1}°, W_{A2}°, α_A не зависят от φ.

Уравнения (3.1)—(3.4) будут замкнутыми, если известна связь между φ и n_a, n_d. Когда характерная длина изменения величин n_a, n_d вдоль Σ_c много больше эффективного расстояния l между стенкой и донорными или акцепторными центрами частицы при контакте, эта связь будет такой же, как в плоском конденсаторе

$$\varphi=l\left[\frac{4\pi}{\varepsilon}e_0(n_a-n_d)-E\right] \tag{3.5}$$

В дальнейшем ограничимся изучением одного из следующих трех случаев: 1) на поверхности частицы присутствуют только акцепторные центры ($N_d=n_d=0$); 2) присутствуют только донорные центры ($N_a=n_a=0$); 3) присутствуют и акцепторные и донорные центры, но выполняются соотношения: $K_{ai}=K_{di}$, $W_{ai}=W_{di}$ $(i=1, 2)$.

При этом уравнения (3.1)—(3.5) можно представить в более простом виде

$$\Delta e_p=\int\limits_{\Sigma_c}\Delta q(\tau_x)\,ds,\qquad \frac{dq}{dt}=e_0(I_a+I_d)\equiv i \tag{3.6}$$

$$i=K_1(e_0N_a-q)\exp\left(\frac{-W_1}{kT}\right)-K_2(e_0N_d+q)\exp\left(\frac{-W_2}{kT}\right) \tag{3.7}$$

$$(3.8)\qquad W_1=W_1^\circ+e_0\alpha\varphi,\quad W_2=W_2^\circ-e_0(1-\alpha)\varphi,\quad \varphi=l\left(\frac{4\pi}{\varepsilon}q-E\right).$$

Здесь $\Delta q=q(\tau_x^+)-q(\tau_x^-)$, $q=e_0(n_a-n_d)$ — поверхностная плотность электрического заряда на Σ_c; $\tau_x=\tau_x^+-\tau_x^-$.

Обозначим через φ_c, q_c равновесные значения φ, q (соответствующие $E=0$), т. е. такие значения φ, q, для которых $i=0$ (при $E=0$). Пусть также σ_c равновесная проводимость потенциального барьера при $E=0$.

$$\sigma_c=di/dE\,|_{E=0,\ \varphi=\varphi_c,\ q=q_c}$$

Используя соотношения (3.7), (3.8), легко показать, что

$$(3.9)\qquad \frac{K_1}{K_2}=\frac{e_0N_d+q_c}{e_0N_a-q_c}\exp\left(\frac{W_1^\circ-W_2^\circ+e_0\varphi_c}{kT}\right)$$

$$(3.10)\qquad \sigma_c=\frac{e_0l}{kT}K_1(e_0N_a-q_c)\exp\left(\frac{-W_1^\circ-e_0\alpha\varphi_c}{kT}\right)$$

а выражение (3.7) для $i(\varphi, q)$ можно представить в виде

$$(3.11)\qquad i=\frac{\sigma_ckT}{e_0l}\left[\frac{e_0N_a-q}{e_0N_a-q_c}e^{-\alpha\varphi^*}-\frac{e_0N_d+q}{e_0N_d+q_c}e^{(1-\alpha)\varphi^*}\right]$$

$$\varphi^*=\frac{e_0(\varphi-\varphi_c)}{kT},\quad \varphi=l\left(\frac{4\pi}{\varepsilon}q-E\right),\quad \varphi_c=\frac{4\pi l}{\varepsilon}q_c$$

Очевидно, если известны величины q_c (или φ_c), и σ_c, то постоянные K_1, K_2 определяются из равенств (3.9), (3.10). Поэтому в дальнейшем в качестве основных феноменологических параметров, определяющих электризацию, будем использовать наряду с постоянными N_a, N_d, l, α также величины q_c и σ_c.

Решение второго уравнения (3.6) с учетом выражения (3.11) для тока i дает для вычисления фигурирующей в первом равенстве (3.6) величины Δq неявную формулу в квадратурах

$$(3.12)\qquad \int_0^{\Delta q^*}\frac{e^{\alpha(\Phi'+\psi)}\,d\psi}{g(\Phi',\psi,\alpha)}=A',\quad g\equiv\frac{N_a^*-\psi}{N_a^*-Q}-\frac{N_d^*-\psi}{N_d^*+Q}e^{\Phi'+\psi}$$

Введенные здесь безразмерные параметры определены следующим образом:

$$A'=\frac{4\pi}{\varepsilon}\sigma_c\tau_x,\quad \Delta q^*=\frac{4\pi e_0l}{\varepsilon kT}\Delta q,\quad \Phi'=-Q-\frac{e_0lE}{kT}$$

$$Q=\frac{4\pi e_0l}{\varepsilon kT}(q_c-q_0),\quad N_a^*=\frac{4\pi e_0l}{\varepsilon kT}(e_0N_a-q_0)$$

$$N_d^*=\frac{4\pi e_0l}{\varepsilon kT}(e_0N_d+q_0),\quad q_0\equiv q(\tau_x^-)$$

После того как найдена величина Δq, приращение электрического заряда частицы вычисляется по первой формуле (3.6), причем надо учитывать зависимость параметра A' от точки $x\in\Sigma_c$. Рассмотрим подробнее три предельных случая:

а) если время соударения частицы со стенкой много больше времени установления равновесной плотности электрического заряда, то можно считать $A'=\infty$. В этом случае величины Δq и Δe_p находятся из соотношений

$$g(\Phi', \psi=\Delta q^*, \alpha)=0, \quad \Delta e_p=\Delta q\Sigma_c$$

б) если при $B=a$, d выполняются неравенства $|\Delta q^*|\ll N_B^*$, $|Q|\ll N_B^*$ (тем самым исключается возможность $N_a^*=0$ или $N_d^*=0$), то выражение (3.12) для $g(\Phi', \psi, \alpha)$ имеет более простую форму: $g=1-\exp(\Phi'+\psi)$. В этом случае первое соотношение (3.12) сводится к зависимости вида

$$\Delta q=\frac{\varepsilon kT}{4\pi e_0 l}f(\Phi', A', \alpha)$$

причем при $\alpha=0$, 0.5, 1 для функции f справедливы формулы (2.9)–(2.11);

в) если выполняются неравенства $|\Delta q^*|\ll 1$, $|\Phi'|\ll 1$, то экспоненциальный множитель в равенствах (3.12) можно положить равным единице. В этом случае первое соотношение (3.12) сводится к следующей зависимости, в которую напряженность электрического поля E вообще не входит

$$\Delta q=(q_c-q_0)\left(1-\exp\frac{A'(N_a^*+N_d^*)}{(N_a^*-Q)(N_d^*+Q)}\right)$$

Отметим, что рассуждения настоящего пункта справедливы и для частиц, обладающих проводимостью, если выполнены неравенства $\tau\ll\tau_S$, $\sigma_S\tau\ll 1$, где σ_S – поверхностная проводимость частицы, τ – время соударения, τ_S – время установления равновесия между поверхностным и объемным электрическим зарядом. Кроме того, полученные в настоящем пункте формулы будут справедливы с учетом сделанных ниже замечаний также в следующих двух случаях, когда между частицей и стенкой происходит обмен не электронами, а ионами.

1) На поверхности частицы расположены ионные акцепторные центры, способные связывать ионы стенки. В этом случае N_a – плотность таких центров на поверхности частицы, $N_d=n_d=0$, e_0 – заряд ионов стенки.

2) На поверхности стенки расположены ионные акцепторные центры, способные связывать ионы частицы. В этом случае N_d – плотность акцепторных центров на поверхности стенки, n_d – плотность прореагировавших акцепторных центров, $N_a=n_a=0$, e_0 – заряд ионов частицы.

4. Влияние газового разряда и течения суспензии на величину Δe_p. Как известно [5, 10], электризация частицы при ударе о стенку может привести к зажиганию газового разряда между ней и стенкой. Простейшим способом учесть это обстоятельство при вычислении Δe_p можно, предположив, что действие разряда ограничивает разность потенциалов между частицей и стенкой некоторой предельной величиной $\varphi_+>0$. Тогда при $|\varphi|\leqslant\varphi_+$ применимы полученные выше формулы для Δe_p. Если же они приводят к неравенству $|\varphi|>\varphi_+$, то надо заменить φ на $(\operatorname{sign}\varphi)\varphi_+$, после чего величина Δe_p элементарно находится на основании второго соотношения (2.1) или первого равенства (3.6) и последнего равенства (3.8).

Входящие в выражения для Δe_p параметры соударения τ, $\langle S_c\rangle$ τ_x, Σ_c зависят от скорости подлета частицы к стенке – $\mathbf{v}$. В случае нормального упругого удара сферической частицы их можно определить по формулам [11]

$$\tau=\frac{3h}{v}, \quad \langle S_c\rangle=2Rh, \quad h=R\left[\frac{5\pi\rho v^2}{4}\left(\frac{1-\nu_p^2}{E_p}+\frac{1-\nu_w^2}{E_w}\right)\right]^{2/5}$$

$$\tau_x=\tau\left(1-\frac{2}{\pi}\arcsin\frac{r^2(x)}{Rh}\right), \quad \Sigma_c=\pi Rh \tag{4.1}$$

Здесь ρ — плотность массы частицы; ν_p, $E_p(\nu_w, E_w)$ — коэффициент Пуассона и модуль Юнга для частицы (стенки); $r(x)$ — расстояние от центра контактной площадки до точки $x \in \Sigma_c$.

В результате величина Δe_p зависит от скорости подлета частицы к стенке. Как видно из полученных в пунктах 2, 3 зависимостей $\Delta e_p(A)$, выражений для A и соотношений (4.1), зависимость $\Delta e_p(v)$ может быть достаточно сложной. Скорость же подлета частиц к стенке (v) определяется течением суспензии в целом. Вычисление скорости v представляет собой задачу, которая во многих случаях может быть решена независимо от задачи об электризации частиц. Зная скорость подлета частиц и используя полученные выше формулы для Δe_p, а также соотношение (1.1), можно легко найти величину электрического тока на границе.

Рассмотрим два примера. Пусть стенка медная, а монодисперсная суспензия состоит из частиц железа. Тогда $\varphi_c \simeq 0.1$ *в*$=0.33 \cdot 10^{-3}$ CGSE, $d=10^{-8}$ *см*, $\sigma_c = 9 \cdot 10^{16}$ *сек*$^{-1}$. Для частиц микронного размера ($R=10^{-4}$ *см*) с концентрацией $n=10^3$ *см*$^{-3}$ и скоростью $v=10^2$ *см/сек*, расчеты по формулам (2.12), (1.1) приводят к следующим значениям Δe_p, j (при $e_p{}^\circ = E = 0$): $\Delta e_p = 0.18 \cdot 10^{-6}$ CGSE, $j = 1.8 \cdot 10^{-2}$ CGSE$=6 \cdot 10^{-8}$ *а/м*^{2}. При этом оказывается, что $A = \sigma_c \tau \langle S_c \rangle / dC_\varphi \gg 1$ и скорость частиц не влияет на величину Δe_p. Электризация частиц будет отсутствовать, если напряженность электрического поля у стенки будет равна $C_\varphi \varphi_c / C_E = 5.5 \cdot 10^5$ *в/м*$=18$ CGSE и направлена к стенке. В случае, когда суспензия представляет собой угольную пыль, для которой $\varphi_c \sim 1$ *в*$=3.3 \cdot 10^{-3}$ CGSE, $d=10^{-6}$ *см*, $\sigma_c = 2.25 \cdot 10^{11}$ *сек*$^{-1}$, $R=10^{-5}$ *см*, $n=10^5$ *см*$^{-3}$, $v=1$ *см/сек*, расчеты по формулам (2.12), (1.1) дают такие значения Δe_p, j (при $e_p{}^\circ = E = 0$): $\Delta e_p = 0.3 \cdot 10^{-7}$ CGSE, $j = 0.3 \cdot 10^{-2}$ CGSE$=10^{-8}$ *а/м*^{2}. В этом случае $A=0.75$ и скорость частиц влияет на величину Δe_p.

Автор благодарит Л. И. Седова и В. В. Гогосова за полезное обсуждение работы.

Поступила 15 II 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. *Седов Л. И.* Механика сплошной среды, т. 1. М., «Наука», 1973.
2. *Нигматулин Р. И.* Основы механики гетерогенных сред. М., «Наука», 1978.
3. *Soo S. L.* Dynamics of charged suspensions. Internat. reviews in aerosol physics and chemistry, vol. 2. Oxford — New York, Pergamon Press, 1971. (Рус. перев.: *Соу С.* Динамика заряженных суспензий. Сб. «Реология суспензий». М., «Мир», 1975).
4. *Cheng L., Soo S. L.* Charging of dust particles by impact. J. Appl. Phys., 1970, vol. 41, No. 2. (Рус. перев.: *Чень Л., Соу С. Л.* Электризация частиц пыли при соударениях. Сб. перев. «Механика», 1971, № 3).
5. *Попов Б. Г., Веревкин В. Н., Бондарь В. А., Горшков В. И.* Статическое электричество в химической промышленности. Л., «Химия», 1971.
6. *Попов Б. Г.* Электроперенос в двухфазных (газ — твердые частицы) потоках. Инж.-физ. ж., 1978, т. 34, № 1.
7. *Бухгольц Г.* Расчет электрических и магнитных полей. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
8. *Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г.* Физика полупроводников. М., «Наука», 1977.
9. *Левин В. Г.* Физико-химическая гидродинамика. М., Физматгиз, 1959.
10. *Дерягин Б. В., Кротова Н. А., Смилга В. П.* Адгезия твердых тел. М., «Наука», 1973.
11. *Гольдсмит В.* Удар. М., Стройиздат, 1965.