

6. Турбулентность. Принципы и применения/Под ред. У. Фроста и Т. Моулдена.— М.: Мир, 1980.
7. Дорфман Л. А. Численные методы в гидродинамике турбомашин.— Л.: Энергия, 1974.
8. Bakke E., Kreider J. F., Kreith F. Turbulent source flow between parallel stationary and co-rotating disks // J. Fluid Mech.— 1973.— V. 58, pt 2.

г. Томск

Поступила 6/III 1990 г.,
в окончательном варианте — 18/II 1991 г.

УДК 532.529

Г. М. Махвиладзе, Д. В. Серов, С. Е. Якуш

ОБ ОСАЖДЕНИИ ОБЛАКА БИДИСПЕРСНОГО АЭРОЗОЛЯ НА ПЛОСКУЮ ГОРИЗОНТАЛЬНУЮ ПОВЕРХНОСТЬ

Характерная особенность движения облака монодисперсных частиц в открытом пространстве под действием силы тяжести — яркое проявление коллективных эффектов, обусловленных гидродинамическим взаимодействием падающих частиц через несущую газовую среду. По степени этого взаимодействия принято выделять два режима оседания [1, 2]. В режиме увлечения частицы полностью или частично увлекают находящуюся между ними среду, в результате чего скорость падения совокупности частиц превосходит скорость падения одиночной частицы, а облако приобретает форму чаши или тора. В режиме фильтрации частицы оседают практически независимо друг от друга, скорость движения центра тяжести облака равна скорости падения отдельной частицы, форма облака меняется весьма слабо. Режим увлечения осуществляется, если в облаке имеется достаточно большая концентрация мелких частиц [2]. При увеличении размера частиц или уменьшении их концентрации происходит переход к режиму фильтрации.

В теоретических работах [2—5] по изучению свободного осадения совокупности мелких частиц под действием силы тяжести рассматривались частицы одинакового размера (монодисперсный аэрозоль). Между тем реальные аэрозольные образования обычно состоят из частиц различных размеров. Распространенной является ситуация, когда можно выделить частицы двух характерных размеров (бидисперсный аэрозоль). Примером могут служить природные дождевые или градовые облака, состоящие из тумана и дождевых капель.

В данной работе предложенный в [2] подход к исследованию монодисперсного аэрозоля обобщается на случай бидисперсного облака. Показано, что облако бидисперсного аэрозоля в процессе седиментации либо разделяется на два независимо движущихся монодисперсных образования, либо оседает в виде единого образования. Найдены условия, при которых реализуется каждый из указанных режимов осадения. Изучены закономерности рассеяния частиц на поверхности осадения.

1. Пусть в начальный момент над плоской горизонтальной поверхностью в покоящемся газе образовалось облако твердых или жидких сферических частиц двух сортов. Частицы состоят из одного и того же материала и отличаются только диаметрами. Под действием силы тяжести они начинают двигаться вниз, увлекая за собой несущую среду — газ. Задача заключается в расчете нестационарного движения частиц и газа вплоть до полного осадения частиц на подстилающую поверхность. Считается, что размер облака в одном из горизонтальных направлений намного больше, чем в другом, что позволяет искать решение, не зависящее от одной из пространственных координат, — плоская задача (как показано в [6], все закономерности, характерные для плоского случая, с высокой точностью сохраняются и для осесимметричного облака). Предполагается справедливым основное допущение механики сплошных сред [7] о возможности описания исследуемой системы как совокупности трех

взаимодействующих и взаимопроникающих сплошных сред — газа, частиц с диаметром d_1 и d_2 . Рассматриваются облака с малым объемным содержанием дисперсной фазы, так что можно пренебречь столкновениями частиц друг с другом. Процессы испарения, слипания, дробления считаются несущественными. Взаимодействие между частицами осуществляется только через газ посредством межфазного обмена импульсом. Нагрев среды из-за вязкой диссипации мал, и процесс можно считать изотермическим.

С учетом сделанных предположений двумерные нестационарные движения гетерогенной смеси описываются следующими уравнениями [7], записанными в безразмерном виде: для несущей фазы

$$(1.1) \quad \frac{d_1 \rho_1}{dt} = -\rho_1 \operatorname{div} \mathbf{V}_1 \left(\frac{d_1}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_1 \frac{\partial}{\partial x} + v_1 \frac{\partial}{\partial y} \right);$$

$$(1.2) \quad \rho_1 \frac{d_1 \mathbf{V}_1}{dt} = -\frac{1}{\gamma M^2} \nabla \bar{P} + \frac{1}{\operatorname{Re}_e} (\Delta \mathbf{V}_1 + \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{V}_1) - \mathbf{f}_1 - \mathbf{f}_2 - \rho_1 \mathbf{j};$$

$$(1.3) \quad P = \rho_1 (\gamma = c_p/c_v \quad M^2 = Rg/(\gamma R_0 T_0), \quad \operatorname{Re}_e = R \sqrt{Rg} \rho_{10}/\eta_e);$$

для двух сортов частиц

$$(1.4) \quad \frac{d_{2i} \rho_{2i}}{dt} = -\rho_{2i} \operatorname{div} \mathbf{V}_{2i} \left(\frac{d_{2i}}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_{2i} \frac{\partial}{\partial x} + v_{2i} \frac{\partial}{\partial y} \right);$$

$$(1.5) \quad \rho_{2i} \frac{d_{2i} \mathbf{V}_{2i}}{dt} = \mathbf{f}_i - \rho_{2i} \mathbf{j} \quad (i = 1, 2).$$

Здесь t — время; x, y — декартовы координаты (ось x направлена вдоль подстилающей поверхности, y — вертикально вверх, начало системы координат находится на поверхности под центром тяжести облака); индекс 1 относится к газу, 2 — к частицам, второй нижний индекс указывает сорт частиц; ρ — средняя плотность; $\mathbf{V} = (u, v)$ — скорость; P — давление газа; \mathbf{j} — единичный вектор в вертикальном направлении; γ — показатель адиабаты; M — число Маха; Re_e — эффективное число Рейнольдса; η_e — эффективная вязкость. В качестве характерных масштабов при введении безразмерных величин использовались радиус облака R , скорость \sqrt{Rg} (g — ускорение свободного падения), время $\sqrt{R/g}$, плотность газа ρ_{10} у поверхности $y = 0$, давление $\rho_{10} R_0 T_0$ (R_0 — газовая постоянная, T_0 — температура среды, полагаемая постоянной). Концентрация частиц i -го сорта n_i , которая максимальна в центре облака и равна в начальный момент n_{i0} , и диаметр частиц того же сорта d_i определяют объемную долю частиц α_{2i} i -го сорта в облаке; в размерных величинах

$$\alpha_{2i} = n_i \pi d_i^3 / 6 \quad (\alpha_{2i}^0 = n_{i0} \pi d_i^3 / 6).$$

Через объемную долю можно связать между собой безразмерные среднюю плотность частиц ρ_{2i} и их концентрацию (равную отношению размерной концентрации частиц к n_{i0}):

$$\rho_{2i} = \alpha_{2i}^0 / \varepsilon n_i \quad (\varepsilon = \rho_{10} / \rho_2^0)$$

(ρ_2^0 — истинная плотность вещества дисперсной фазы).

Объемная сила межфазного взаимодействия между газом и частицами i -го сорта выбиралась в виде [7]

$$\mathbf{f}_i = \frac{3}{4} \frac{\varepsilon}{\delta_i} C_{di} (\operatorname{Re}_{pi}) \rho_1 \rho_{2i} |\mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_{2i}| (\mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_{2i}),$$

$$\operatorname{Re}_{pi} = \operatorname{Re}_{pi}^0 \rho_{10} |\mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_{2i}|, \quad C_{di} = 24 / \operatorname{Re}_{pi} (1 + 0,158 \operatorname{Re}_{pi}^{2/3}), \quad \delta_i = d_i / R,$$

где $\operatorname{Re}_{pi}^0 = d_i \rho_{10} \sqrt{Rg} / \eta$ — число Рейнольдса частицы i -го сорта; C_{di} — коэффициент сопротивления. Для дальнейшего изложения удобно ввести также число Рейнольдса $\operatorname{Re}^0 = R \sqrt{Rg} \rho_{10} / \eta$, построенное по характерному размеру облака и молекулярной вязкости газа η ; тогда $\operatorname{Re}_{pi}^0 = \operatorname{Re}^0 \delta_i$.

Граничные условия учитывают условия симметрии относительно плоскости $x = 0$

$$(1.6) \quad \begin{aligned} u_1 = 0, \quad \partial v_1 / \partial x = 0, \quad \partial \rho_1 / \partial x = 0, \\ u_{2i} = 0, \quad \partial v_{2i} / \partial x = 0, \quad \partial \rho_{2i} / \partial x = 0 \quad (i = 1, 2), \end{aligned}$$

невозмущенное состояние газа на бесконечности ($x^2 + y^2 \rightarrow \infty$)

$$(1.7) \quad u_1 = v_1 = 0, \quad \partial P / \partial y = -\gamma M^2 \rho_1$$

и условия прилипания $u_1 = v_1 = 0$ на плоскости $y = 0$. Столкновения частиц с поверхностью предполагаются абсолютно неупругими — все достигшие поверхности частицы остаются на ней.

В начальный момент ($t = 0$) в неподвижном газе, находящемся в состоянии равновесия (во всей области выполнены условия (1.7)), задается следующее распределение безразмерной концентрации частиц:

$$(1.8) \quad n_i(x, y) = \exp [-(x^2 + (y - H)^2)] \quad (i = 1, 2)$$

($H = H_0/R$, H_0 — высота центра облака над поверхностью).

Решение задачи в безразмерных переменных зависит от определяющих параметров

$$(1.9) \quad \gamma M^2, \text{Re}_e, \alpha_{2i}^0, \varepsilon, \delta_i, \text{Re}^0, H \quad (i = 1, 2).$$

Для облаков с $R \geq 1$ м эффективное число Рейнольдса оказывается достаточно большим ($\text{Re}_e \geq 10^5$). Значит, движение газа носит турбулентный характер, что учитывается ниже выбором соответствующего Re_e , которое строится по η_e , существенно превышающей ее значения в ламинарном потоке. Вместе с тем, поскольку диаметр частиц намного меньше характерного пространственного масштаба турбулентности, Re^0 определяется по молекулярной вязкости. Таким образом, Re_e и Re^0 можно считать независимыми параметрами [2].

Система уравнений (1.1)–(1.5) с граничными и начальными условиями (1.6)–(1.8) решалась численно с помощью методики, изложенной в [8, 9]. В расчетах использовались постоянные значения $\gamma M^2 = 10^{-3}$, $\varepsilon = 10^{-3}$ и $\text{Re}_e = 29$. Остальные параметры выбирались в следующих диапазонах: $\alpha_{2i}^0 = 10^{-4} \div 2 \cdot 10^{-3}$, $\delta_i = 2 \cdot 10^{-6} \div 8 \cdot 10^{-4}$, $\text{Re}^0 = (1 \div 26) \times 10^6$, $H = 5 \div 15$.

2. Расчеты показали, что в зависимости от значений определяющих параметров бидисперсное облако либо движется как целое (режим совместного осаждения, см. п. 3), либо из-за слабого гидродинамического взаимодействия между частицами различных размеров более крупные частицы, оседающие с большей скоростью, высеиваются из бидисперсного облака и движутся независимо от мелких. В последнем случае происходит распад первоначально заданного бидисперсного образования на два независимых монодисперсных облака, характеристики эволюции и осаждения каждого из которых можно найти, пользуясь результатами [2]. Новым и требующим дополнительно изучения является вопрос об условиях реализации указанных выше режимов осаждения.

Граница между режимами в пространстве определяющих параметров была установлена в расчетах путем вычисления максимального за время осаждения облака расстояния между центрами тяжести двух сортов частиц, значения которых находились по формуле

$$y_{c_i}(t) = \int_0^\infty \int_0^\infty \rho_{2i}(x, y, t) y dx dy / \int_0^\infty \int_0^\infty \rho_{2i}(x, y, t) dx dy \quad (i = 1, 2).$$

Если в ходе процесса максимальное расстояние между центрами масс $\Delta = \max_t |y_{c_1}(t) - y_{c_2}(t)|$ превышало начальный диаметр облака $2R$, то облако считалось распавшимся.

Расчеты показали, что при изменении относительной объемной доли частиц на два порядка ($0,1 \leq \alpha_{21}^0 / \alpha_{22}^0 \leq 10$) значение Δ при фиксирован-

ном объемном содержании всей дисперсной фазы меняется слабо (не более чем на 10 %). Поэтому во всех расчетах этого пункта объемные доли частиц разных размеров выбирались одинаковыми: $\alpha_{21}^0 = \alpha_{22}^0 = \alpha_2^0/2$. Вне указанного диапазона изменения отношения $\alpha_{21}^0/\alpha_{22}^0$ плотность частиц одного сорта в облаке намного больше плотности частиц другого сорта. Поэтому характеристики падения и осаднения облака можно оценивать по известным результатам для соответствующего монодисперсного образования [2, 9].

С учетом изложенного положение границы в пространстве параметров (1.9) зависит от переменных δ_1 , δ_2 , α_2^0 , Re^0 , H . Первые четыре из них определяют физические характеристики дисперсной фазы и несущей среды, а последняя — начальное положение облака над подстилающей поверхностью, которое может существенно влиять на поведение границы. Ниже исследуется положение граничной кривой в зависимости от указанных пяти параметров.

Влияние δ_1 и δ_2 иллюстрируется на рис. 1. Для фиксированных значений $\alpha_2^0 = 10^{-3}$ и $Re^0 = 6,5 \cdot 10^6$ в координатах $(\delta_1/\delta_2, \lg \delta^0)$ ($\delta^0 = \delta_1 + \delta_2$) по критерию $\Delta = 2R$ построены границы, отделяющие два режима осаднения облака (кривые 1—3 для $H = 5; 10,3; 15,3$). Слева от границы находится область параметров, для которой наблюдается распад облака ($\Delta > 2R$), справа — совместное оседание ($\Delta < 2R$).

Поведение кривых 2 и 3, отвечающих достаточно большим начальным высотам, объясняется следующим образом. Ясно, что бидисперсное облако, состоящее из частиц с $\delta_1/\delta_2 \simeq 1$, не будет распадаться (в пределе $\delta_1/\delta_2 \rightarrow 1$ оно превращается в монодисперсное). Напротив, облако, составленное из частиц, диаметры которых отличаются очень сильно ($\delta_1/\delta_2 \rightarrow 0$), наверняка распадется. Следовательно, для каждого фиксированного значения δ^0 найдется отношение диаметров δ_1/δ_2 , соответствующее границе распада $\Delta = 2R$. Если зафиксировать отношение δ_1/δ_2 и уменьшать размеры частиц обоих сортов, то гидродинамическое взаимодействие между частицами аэрозоля будет возрастать [2, 9], а значит, уменьшится значение Δ — произойдет переход к режиму совместного осаднения.

Чем меньше начальная высота облака, тем меньше достигаемое за время падения значение Δ , поэтому кривая 2 проходит выше кривой 3. Все три граничные кривые, отвечающие различным начальным высотам, в области малых размеров частиц ($\delta^0 \simeq 10^{-4}$) асимптотически приближаются к оси ординат. Это объясняется сильным гидродинамическим взаимодействием твердых частиц с несущим газом, в результате чего распад облака может произойти только при большом различии размеров частиц ($\delta_1/\delta_2 \rightarrow 0$) и характерных скоростей их осаднения. В области достаточно больших размеров частиц ($\delta^0 \simeq 5 \cdot 10^{-4}$) аэрозольное образование в целом оседает гораздо быстрее и поведение граничных кривых сильнее зависит от начальной высоты облака. Если H невелико (кривая 1), частицы обоих сортов даже при значительном различии в их размерах не успевают разойтись за время их падения на расстояние $\Delta > 2R$, требуемое для фиксации распада. Поэтому при малых H граничные кривые смещаются к оси ординат.

Из рис. 1 видно, что различие в положении граничных кривых 2 и 3 существенно меньше, чем между 1 и 2, и проявляется при больших значениях δ^0 . Поэтому можно ожидать (хотя расчетов с $H > 15,3$ не проводилось), что при больших H существует огибающая граничных кривых, построенных для разных высот.

Влияние параметров α_2^0 и Re^0 на положение границы показано на рис. 2 в тех же координатах, что и на рис. 1. Для фиксированной высоты $H = 5$ построены граничные кривые облаков с $\alpha_2^0 = 2 \cdot 10^{-3}, 10^{-3}, 10^{-4}$ и $Re^0 = 6,5 \cdot 10^6$ (линии 1—3 соответственно) и $Re^0 = 10^6, 2,6 \cdot 10^7, \alpha_2^0 = 10^{-3}$ (линии 4, 5). Поскольку увеличение объемного содержания

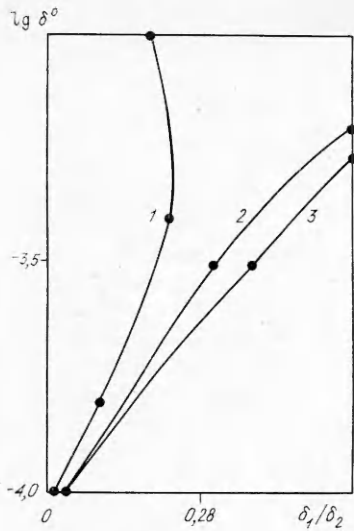


Рис. 1

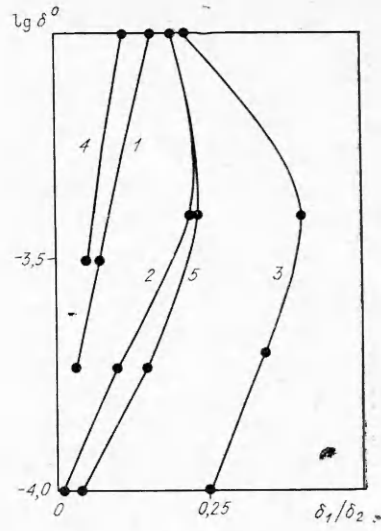


Рис. 2

дисперсной фазы приводит к усилению взаимодействия между частицами через несущую среду [2, 9], область, отвечающая совместному осаждению, расширяется, а граничные кривые приближаются к оси ординат. Влияние параметра Re^0 иллюстрируется кривыми 2, 4, 5. Рост Re^0 можно интерпретировать как увеличение радиуса облака, что при фиксированных δ_i приводит к росту диаметров частиц d_i и, как следствие, уменьшению их концентрации $n_i = 6\alpha_{2i}/(\pi d_i^3)$, т. е. к ослаблению гидродинамического взаимодействия частиц друг с другом [2, 9]. Поэтому при увеличении Re^0 граница распада смещается вправо. Если интерпретировать рост Re^0 как снижение молекулярной кинематической вязкости газа η/ρ_{10} , то поведение граничных кривых объясняется ослаблением взаимодействия между частицами в связи с уменьшением толщины пограничного слоя вокруг частицы [10].

3. Режим совместного осаждения реализуется, когда гидродинамическое взаимодействие между частицами разных размеров достаточно сильное.

Характерная картина распределения плотности частиц и поле скорости газа показаны на рис. 3 в два последовательных момента: $t = 2,10$; $5,24$ — а, б ($\delta_1 = 6,67 \cdot 10^{-5}$, $\delta_2 = 1,33 \cdot 10^{-4}$, $\alpha_{21}^0 = 7 \cdot 10^{-4}$, $\alpha_{12}^0 = 3 \cdot 10^{-4}$), здесь и далее в этом пункте $Re^0 = 6,5 \cdot 10^6$, $H = 5$. Справа от плоскости симметрии изображены линии равной плотности мелких частиц (на изо-

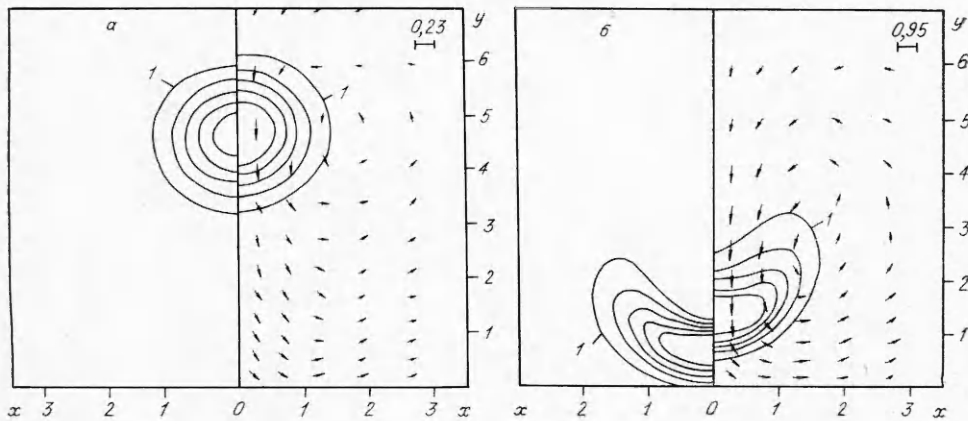


Рис. 3

линии 1 $\rho_{21}(1) = 0,1$, шаг изолиний $\Delta\rho = 0,1$) и поле скорости газа (в правом верхнем углу указан масштаб скорости), слева — изолинии плотности более крупных частиц ($\rho_{22}(1) = 0,05$, $\Delta\rho = 0,05$). Параметры дисперсной фазы выбраны так, что если бы частицы каждого сорта оседали по отдельности в режиме монодисперсного облака, то для мелких частиц реализовался бы режим увлечения, для более крупных — режим фильтрации [2, 9]. При совместном оседании в составе бидисперсного облака, когда к мелким частицам добавляется некоторое количество крупных ($\alpha_{22}^0/\alpha_{21}^0 = 0,43$), последние вовлекаются в вихревое движение газа, возникающее под воздействием мелких частиц (см. поле скорости газа рис. 3, б), и для них тоже реализуется режим увлечения: первоначально круговые концентрические изолинии плотности второго сорта (рис. 3, а) искривляются, и облако приобретает чашеобразную форму (рис. 3, б).

Для количественной характеристики степени гидродинамического взаимодействия дисперсной фазы с несущей средой и рассеяния частиц вдоль подстилающей поверхности, как и в [2, 9], удобно ввести коэффициент рассеяния частиц дисперсной фазы:

$$(4.1) \quad m = 1 - \int_0^1 \rho_2^s(x, \infty) dx \bigg/ \int_0^1 dx \int_0^\infty \rho_2(x, y, 0) dy,$$

$$\rho_2^s = \rho_{21}^s + \rho_{22}^s, \quad \rho_2(x, y, 0) = \rho_{21}(x, y, 0) + \rho_{22}(x, y, 0).$$

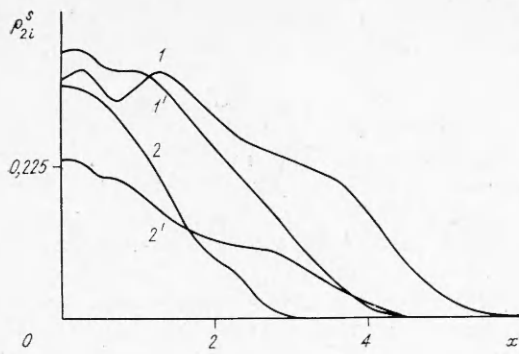
Здесь $\rho_2^s(x, \infty)$ — конечное распределение частиц обоих сортов, выпавших на подстилающую поверхность; $\rho_2(x, y, 0)$ — начальное распределение дисперсной фазы в области. Физический смысл коэффициента рассеяния заключается в том, что он равен массовой доле дисперсной фазы, выпавшей на подстилающую поверхность вне геометрической тени начального облака. Чем интенсивнее гидродинамическое взаимодействие мелкодисперсных частиц с несущей средой, тем более мощное вихревое движение газа возникает при оседании облака. Оно способствует переносу частиц в боковых направлениях, увеличивая коэффициент рассеяния частиц.

По аналогии с (4.1) можно ввести коэффициенты рассеяния каждого сорта частиц при их седиментации в составе бидисперсного облака:

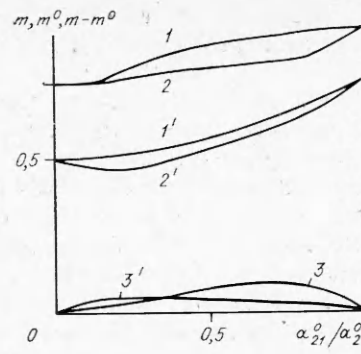
$$(4.2) \quad m_i = 1 - \int_0^1 \rho_{2i}^s dx \bigg/ \int_0^1 dx \int_0^\infty \rho_{2i}(0) dy \quad (i = 1, 2).$$

С другой стороны, из полученного в [2, 9] решения задачи об осаждении облака монодисперсных частиц можно определить коэффициенты рассеяния m_i^0 для каждого сорта частиц, оседающих в монодисперсном облаке (при отсутствии частиц второго сорта). Разность коэффициентов m_i и m_i^0 количественно характеризует отличия между осаждением частиц каждого сорта в составе бидисперсного облака и монодисперсного.

Эти отличия иллюстрируются на рис. 4, где кривыми 1 и 2 представлены конечные распределения частиц каждого сорта, выпавших на подстилающую поверхность (все параметры облака те же, что и для рис. 3). Для сравнения приведены конечные распределения плотностей частиц каждого сорта при оседании в монодисперсном режиме (кривая 1' — мелкие частицы, 2' — крупные). Распределение ρ_{22}^s (линия 2) сильно вытягивается вдоль поверхности осаждения по сравнению с осаждением монодисперсного облака (линия 2'), соответственно возрастает коэффициент рассеяния в бидисперсном облаке — от $m_2^0 = 0,33$ в монодисперсном облаке до $m_2 = 0,50$ в бидисперсном, т. е. более чем на 50 % (заметим, что, согласно [2], границе между режимом фильтрации и увеличения для частиц второго сорта при фиксированной высоте $H = 5$ отвечает значение коэффициента рассеяния $m_* = 0,40$). Распределение ρ_{21}^s по сравнению с одиночным осаждением меняется гораздо меньше (ср. кривые 1, 1'), чем для крупных частиц; как следствие мало (на 13 %) изме-



Р и с. 4



Р и с. 5

нился и коэффициент рассеяния: $m_1^0 = 0,71$, $m_1 = 0,62$. Из рассмотренного примера видно, что в режиме совместного оседания бидисперсного облака в отличие от режима распада наблюдается интенсивное взаимодействие между двумя сортами частиц.

Из (4.1), (4.2) следует, что коэффициент рассеяния частиц в бидисперсном облаке равен сумме «парциальных» коэффициентов рассеяния m_1 и m_2 , умноженных на долю частиц каждого сорта в бидисперсном образовании, т. е.

$$(4.3) \quad m = \alpha_{21}^0/\alpha_2^0 m_1 + \alpha_{22}^0/\alpha_2^0 m_2.$$

Если бы каждая из двух дисперсных фаз оседала независимо от другой значения m_i в (4.3) были бы равны соответствующим значениям m_i^0 , полученным при решении задачи об осаждении монодисперсного облака. Поэтому разность между m и коэффициентом

$$(4.4) \quad m^0 = \alpha_{21}^0/\alpha_2^0 m_1^0 + \alpha_{22}^0/\alpha_2^0 m_2^0,$$

построенным по «монодисперсным» значениям m_i^0 , характеризует взаимодействие между частицами обоих сортов: чем больше разность $m - m^0$, тем сильнее взаимодействие.

На рис. 5 показано поведение коэффициентов рассеяния m , m^0 и их разности (линии 1—3) при фиксированной доле дисперсной фазы $\alpha_2^0 = 10^{-3}$ для частиц с диаметрами $\delta_1 = 1,33 \cdot 10^{-5}$ и $\delta_2 = 6,67 \cdot 10^{-5}$. Кривые, отмеченные штрихами, отвечают $\delta_1 = 6,67 \cdot 10^{-5}$ и $\delta_2 = 1,33 \cdot 10^{-4}$. По оси абсцисс отложено отношение α_{21}^0/α_2^0 объемного содержания мелких частиц к суммарному объемному содержанию дисперсной фазы. Изменение α_{21}^0/α_2^0 означает, что фиксированную массу твердого или жидкого вещества

$$M_0 = \int_0^\infty \int_0^\infty [(\alpha_{21}^0 + \alpha_{22}^0)/\epsilon \exp(-(x^2 + (y - H)^2))] dx dy$$

диспергируют в разных пропорциях на частицы двух размеров и рассеивают в области фиксированного радиуса R . Если α_{21}^0/α_2^0 мало, облако состоит в основном из крупных частиц с диаметром δ_2 , если $\alpha_{21}^0/\alpha_2^0 \rightarrow 1$, то состав бидисперсного аэрозоля приближается к составу монодисперсного облака мелких частиц с диаметром δ_1 .

Из рис. 5 видно, что, когда значение α_{21}^0/α_2^0 близко к единице или нулю, разность $m - m^0$, как и следовало ожидать, стремится к нулю. Наибольшие различия между коэффициентами m и m^0 наблюдаются при некотором промежуточном значении α_{21}^0/α_2^0 . Для $\delta_1 = 6,67 \cdot 10^{-5}$, $\delta_2 = 1,33 \cdot 10^{-4}$ максимум разности $m - m^0$ (кривая 3') существенно, почти в 2 раза, меньше, чем для $\delta_1 = 1,33 \cdot 10^{-5}$, $\delta_2 = 6,67 \cdot 10^{-5}$ (кривая 3).

Это объясняется тем, что с уменьшением диаметра частиц усиливается их взаимодействие с несущей средой и поэтому увеличивается разность $m - m^0$.

Отметим, что, хотя значения m и m^0 отличаются, коэффициент m^0 качественно правильно описывает поведение коэффициента рассеяния бидисперсного облака и может применяться как оценка снизу для m . Таким образом, зная коэффициенты рассеяния монодисперсных облаков и рассчитав по (4.4) m^0 , можно прогнозировать поведение бидисперсного облака. В рассмотренном диапазоне параметров такая оценка дает погрешность не более 15 %.

Проведенное численное изучение осаждения облака бидисперсного аэрозоля позволяет сделать следующие выводы.

Существуют два качественно отличных режима осаждения бидисперсного облака: распада и совместного оседания двух сортов. В режиме распада бидисперсное облако разделяется на две независимо оседающие совокупности, поведение которых аналогично поведению соответствующих монодисперсных облаков, и поэтому для изучения этого режима не требуется проводить дополнительные исследования. В пространстве определяющих параметров для выбранного диапазона их изменения α_i^0 , δ_i , Re^0 , H изучено поведение границы между режимом распада и совместным оседанием.

В режиме совместного оседания существует сильное гидродинамическое взаимодействие между частицами различных размеров, и поэтому бидисперсное облако оседает как единое образование. При этом наблюдается взаимное влияние частиц различных размеров друг на друга. С одной стороны, более крупные частицы вовлекаются в вихревое движение газа, индуцированное более мелкими, что приводит к увеличению коэффициента рассеяния более крупных частиц по сравнению с осаждением соответствующего монодисперсного облака. С другой — крупные частицы «тормозят» газовый вихрь, и поэтому коэффициент рассеяния мелких частиц в бидисперсном облаке оказывается меньше, чем в соответствующем монодисперсном.

Таким образом, поведение бидисперсного облака в режиме совместного оседания существенно отличается от поведения монодисперсного, составленного из частиц какого-нибудь одного размера. Однако, зная коэффициенты рассеяния частиц каждого сорта на подстилающей поверхности при оседании в составе монодисперсного облака, по формуле (4.4) можно получить оценку снизу для коэффициента рассеяния бидисперсного облака и прогнозировать его поведение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фукс Н. А. Механика аэрозолей. — М.: Изд-во АН СССР, 1959.
2. Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И. О движении совокупности частиц под действием силы тяжести и ее осаждение на плоскую горизонтальную поверхность // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1982. — № 6.
3. Burgers J. M. On the influence of the concentration of a suspension upon the sedimentation velocity // Prok. Kon. Nederl. Akad. Wet. — 1941. — V. 44, N 9.
4. Струминский В. В., Гуськов О. Б., Кульбицкий Ю. Н. Гидродинамика дисперсных и газожидкостных потоков // ДАН СССР. — 1984. — Т. 278, № 1.
5. Дрофман А. Л. Численное исследование двухфазных течений с вязкой несущей средой // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1981. — № 3.
6. Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И. Осаждение облака газозвеси на горизонтальную поверхность // ПМТФ. — 1987. — № 2.
7. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. — М.: Наука, 1987. — Ч. 1.
8. Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И. Крупномасштабные вихревые движения при падении и осаждении совокупности монодисперсных частиц // ЧММС. — 1982. — Т. 13, № 4.
9. Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И. Численное исследование падения совокупности монодисперсных частиц на плоскую горизонтальную поверхность. — М., 1981. — (Препр./АН СССР, Ин-т проб. механики; № 191).
10. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. — М.: Наука, 1987.

г. Москва

Поступила 20/XI 1990 г.