

УДК 532.529+536.25

© 1994 г. Г. М. МАХВИЛАДЗЕ, О. И. МЕЛИХОВ, Е. Б. СОБОЛЕВА

ЕСТЕСТВЕННАЯ КОНВЕКЦИЯ ГАЗОВЗВЕСИ В ЗАМКНУТОЙ ОБЛАСТИ КВАДРАТНОГО СЕЧЕНИЯ

Выполнено исследование естественной конвекции газовзвеси внутри двумерной квадратной области в рамках двухскоростной двухтемпературной модели среды, учитывая релаксацию фаз и осаждение частиц.

Естественная конвекция чистого газа в замкнутых объемах изучена достаточно полно (см., например, [1–3]). Однако во многих реальных ситуациях в газе содержатся частицы примеси, что дает основания к исследованию конвекции запыленных газов. Если частицы настолько мелкие, что их температурная и скоростная релаксация происходит намного быстрее, чем развивается процесс, то систему можно описать односкоростной однотемпературной моделью (гомогенная газовзвесь). Закономерности конвекции такой среды исследованы в [4]. На размеры включений в этой модели накладываются ограничения. Так, для пыли, взвешенной в воздухе при обычных условиях внутри квадратной ячейки со стороной $L = 10^{-2}$ м, должно выполняться $d \ll 10^{-4}$ м (d – диаметр частиц) [4], что соответствует частицам, не превосходящим в диаметре нескольких микрон.

1. Рассматривается двухфазная среда, состоящая из вязкого теплопроводного сжимаемого газа (фаза 1) и монодисперсных сферических частиц (фаза 2), внутри двумерной квадратной области. Объемная доля взвеси мала, что позволяет пренебречь столкновениями частиц. Значения температуры на боковых границах области поддерживаются постоянными, но различными. Под действием силы тяжести система приходит в движение: развивается естественноконвективное течение газа, которое увлекает частицы, одновременно происходит седиментация частиц, влияющая на динамику несущей фазы.

В рамках основных допущений механики гетерогенных сред [5] газовзвесь рассматривается как две взаимодействующие и взаимопроникающие сплошные среды. Ее движение в безразмерных переменных описывается уравнениями

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \nabla \rho_1 \cdot \mathbf{U}_1 = 0, \quad p = \rho_1 T_1$$

$$\rho_1 \frac{d_1 \mathbf{U}_1}{dt} = - \frac{1}{\gamma M^2} \nabla p + \frac{1}{Re} \left(\nabla \mathbf{U}_1 + \frac{1}{3} \nabla (\nabla \mathbf{U}_1) \right) + \rho_1 \mathbf{G} - \mathbf{f}$$

$$\rho_1 \frac{d_1 T_1}{dt} = - (\gamma - 1) p \nabla \mathbf{U}_1 + \frac{\gamma}{Re Pr} \Delta T_1 - q$$

$$\frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \nabla \rho_2 \cdot \mathbf{U}_2 = 0, \quad \rho_2 \frac{d_2 \mathbf{U}_2}{dt} = \rho_2 \mathbf{G} + \mathbf{f}, \quad \rho_2 \gamma_2 \frac{d_2 T_2}{dt} = q \quad (1.1)$$

$$\mathbf{f} = \frac{\rho_2 (\mathbf{U}_1 - \mathbf{U}_2)}{\tau_v}, \quad q = \frac{\rho_2 \gamma_2 (T_1 - T_2)}{\tau_T}, \quad \frac{d_i}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{U}_i \nabla)$$

$$\mathbf{G} = (0, -1), \quad M^2 = \frac{Lg}{\gamma R T_0}, \quad Pr = \frac{\eta c_p}{\lambda}, \quad Re = \frac{L (Lg)^{1/2} \rho_{10}}{\eta}$$

$$Re_p = \delta Re, \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v}, \quad \gamma_2 = \frac{c_2}{c_v}, \quad \tau_v = \frac{\delta Re_p}{18\epsilon}, \quad \tau_T = \frac{\delta Re_p}{12\epsilon\gamma}$$

$$\left(\delta = \frac{d}{L}, \quad \epsilon = \frac{\rho_{10}}{\rho_2} \right)$$

где t — время; $\rho_i, \mathbf{U}_i, T_i$ — средняя плотность, скорость, температура i -й фазы ($i = 1, 2$); p — давление газа, τ_v и τ_T — характерные времена скоростной и тепловой релаксации частиц, \mathbf{f} и q — члены межфазного взаимодействия. Безразмерные комплексы включают c_p и c_v — теплоемкости газа при постоянном давлении и объеме, c_2 и ρ_2 — теплоемкость и истинную плотность частиц.

При переходе к безразмерным переменным в качестве характерных масштабов выбраны длина L (сторона квадратной области), скорость $(Lg)^{1/2}$ (g — ускорение объемной силы), время $(L/g)^{1/2}$, начальные плотность, температура, давление газа около холодной боковой границы $\rho_{10}, T_0, R\rho_{10}T_0$ соответственно. Переменные определяются в декартовых координатах x, y .

На границах области скорость газа обращается в нуль, горизонтальные стенки теплоизолированы. Границные условия имеют вид

$$\mathbf{U}_1 = 0, \quad x = 0: \quad T_1 = 1 + T_a, \quad x = 1: \quad T_1 = 1$$

$$y = 0, \quad y = 1: \quad \partial T_1 / \partial y = 0 \quad (1.2)$$

где T_a — перепад температур на боковых границах. Частицы абсолютно упруго отражаются от всех стенок, кроме нижней, на которой они испытывают абсолютно неупругое взаимодействие.

В начальный момент в неподвижной среде задается линейное распределение температур, концентрация примеси постоянна

$$\mathbf{U}_1 = 0, \quad T_1 = 1 + T_a(1 - x), \quad p = 1, \quad \rho_1 = p/T_1, \quad \rho_2 = m/\rho_1 \quad (1.3)$$

где m — отношение средних плотностей.

Предположение о малой объемной доле частиц позволяет пренебречь столкновениями частиц и считать, что дисперсная фаза не имеет собственного давления. Однако из-за учета отражения частиц от боковых и верхней стенок возможные столкновения падающих и отраженных частиц даже при малой концентрации могут играть существенную роль [5]. Оценим этот эффект. Абсолютная величина силы взаимодействия падающих и отраженных частиц выражается следующим образом [5]:

$$|F_{32}| = \pi d^5 / 6 \rho_2 n_2 n_3 (V_3 - V_2)^2 \quad (1.4)$$

где n_2 и n_3 — концентрация падающих и отраженных частиц, V_2 и V_3 — их скорости. Обезразмеривая (1.4) и сопоставляя безразмерную силу, обусловленную столкновениями частиц f_{32} , и силу трения частиц о газ f , получим

$$\left| \frac{f_{32}}{f} \right| = \frac{\rho_3}{3\pi} (18\epsilon\tau_v Re)^{1/2} \frac{(U_3 - U_2)^2}{|U_1 - U_2|} \quad (1.5)$$

Для оценки примем, что средняя плотность отраженных частиц ρ_3 равна начальной средней плотности дисперсной фазы m и что комплекс в (1.5), включающий скорости фаз, равен единице. Тогда для исследованного диапазона

значений параметров $|f_{32}/f| \sim 10^{-2}$. Кроме того, следует учесть, что из-за существования вязкого погранслоя около стенки нормальная компонента скорости частиц при подлете к стенке мала и соответственно мала скорость отраженных частиц, что еще более уменьшает силу f_{32} . Поэтому этим эффектом можно пренебречь.

Были проведены контрольные расчеты, в которых использовалось условие прилипания частиц на всех границах области. Полученные при этом результаты практически не отличались от результатов расчетов по основной модели, что свидетельствует об отсутствии столкновений частиц с боковыми и верхней границами.

2. Решение получено следующим численным методом. Система уравнений газовзвеси (1.1) расщепляется и интегрируется в три этапа: на первом этапе рассматривается движение газа, на втором — движение примеси и межфазный обмен, на третьем — вычисляется плотность примеси. Уравнения газа интегрируются с помощью неявной конечно-разностной схемы покоординатного расщепления [3]. На втором этапе уравнения решаются аналитически. Интегрирование выполняется вдоль траекторий, после чего найденные решения экстраполируются в узлы эйлеровой сетки.

На третьем этапе дисперсная фаза моделируется набором макрочастиц [6]. Каждая макрочастица является некоторой течечной фиктивной частицей, с помощью которой описывается динамика определенной компактной совокупности реальных физических частиц. По перемещению макрочастиц определяется эволюция поля средней плотности взвеси $\rho_2(x, y, t)$. По существу это является лагранжевым подходом при описании дисперсной фазы с соответствующей заменой уравнения неразрывности для ρ_2 кинематическими уравнениями макрочастиц. В результате качество моделирования границы взвеси с чистым газом повышается. Более подробно описание метода приведено в [6].

При численном моделировании использовалась равномерная пространственная сетка 21×21 , а в случае возникающих сложных структур течения — более мелкая сетка 41×41 . В первом случае вводилось 3600 макрочастиц, во втором — 14400, эти значения были определены после проведения методологических исследований.

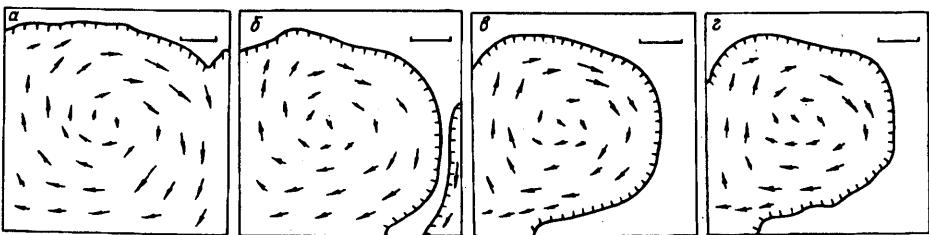
3. Примесь характеризуется двумя основными величинами: размером частиц, который определяет время релаксации τ_v (τ_v связано с τ_w), и суммарной массой частиц, заданной отношением средних плотностей m . Параметры τ_v и m варьировались и их значение определяли различные режимы конвекции газовзвеси.

По степени воздействия примеси на газ, которая зависит от массового содержания m , выделяются режимы конвекции с пассивной (слабое воздействие) и с активной (сильное воздействие) примесями.

Режим конвекции газовзвеси с пассивной примесью реализуется при достаточно малых m ($m < 0,1$), когда взвесь практически не вносит возмущений в несущую среду. В этом случае задача интересна с точки зрения движения и осаждения частиц в вихревом поле скорости газа. Поскольку в рассмотренном случае каждая частица движется независимо от других, картина процесса не зависит от их общей массы (параметра m).

В расчетах использовались следующие параметры: $M^2 = 0,01$, $Re = 250$, $Pr = 0,7$, $\gamma = 1,4$, $\gamma_2 = 2$, $T_a = 0,5$.

Закономерности режима конвекции с пассивной примесью ярко проявляются при $\tau_v = 3,1 \cdot 10^{-2}$. На фиг. 1 показано поле скоростей и область дисперсной фазы (с тенью). Граница этой области определялась как изолиния плотности со значением, равным 3% начальной величины. Нанесенный сверху масштаб соответствует величине вектора скорости 0,1. Даны моменты $t/t^* = 0,2$; $0,4$; 1 ; 3 ; (фиг. 1, a — z), где t^* — характерное время осаждения, т. е. время прохождения частицей расстояния от верхней до нижней границы области в неподвижном газе. При использованном обезразмеривании $t^* = \tau_v^{-1}$, что дает $t^* = 32$.



Фиг. 1

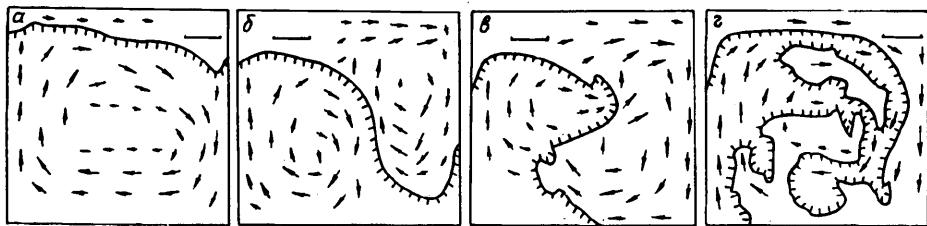
Под действием силы тяжести в области развивается вихревое конвективное течение газа. Движение частиц складывается из их осаждения и перемещения вместе с газовым вихрем. Газ, опускающийся у правой стенки области, увеличивает скорость седиментации примеси, а поднимающийся у противоположной стенки — замедляет. В результате граница области осаждающихся частиц выгибаются вниз у правой стенки (фиг. 1, а). После того как эта граница достигнет нижней стенки (фиг. 1, б), газ, движущийся в нижней части области к левой стенке, формирует свободную от примеси зону (фиг. 1, в). Образуется пылевое облако, смещенное влево. Такое дисперсное образование сохраняется довольно долго и еще наблюдается в момент времени, который превосходит характерное время осаждения t^* в 3 раза (фиг. 1, г). При этом средняя плотность частиц внутри облака ρ_2 за счет из седиментации постепенно уменьшается.

Осаждение в условиях естественной конвекции происходит медленнее, чем в неподвижной среде. К моменту $t = t^*$ осело только 64% начальной массы взвеси, а к моменту $t = 3t^* - 84\%$. Распределение выпавших частиц вдоль нижней границы области в начале процесса равномерное. После образования смещенного влево облака газовзвесь находится лишь над левой частью нижней границы. В результате происходит концентрация выпавшей примеси около горячей стенки. После осаждения всех частиц их поверхностная концентрация в этой области превосходит величину, отвечающую равномерному осаждению, более чем в 2 раза.

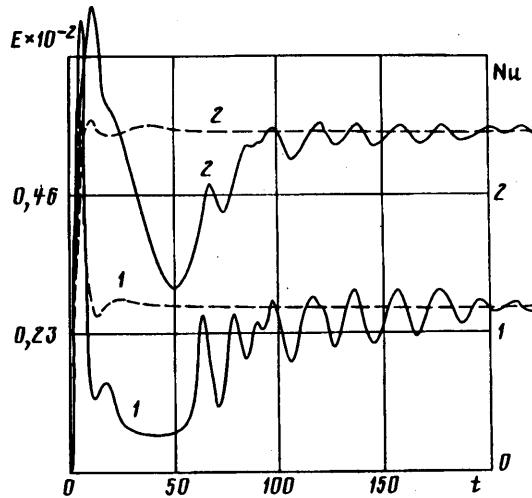
Чем крупнее частицы (больше τ_v), тем меньше размер образовавшегося долгоживущего облака. Получено, что при $\tau_v = 1,4 \cdot 10^{-2}$ его граница имеет максимальные значения координат $x_m = 0,95$, $y_m = 0,95$, при $\tau_v = 3,1 \cdot 10^{-2}$ $x_m = 0,83$, $y_m = 0,90$ (см. фиг. 1, в), при $\tau_v = 5,6 \cdot 10^{-2}$ $x_m = 0,57$, $y_m = 0,78$. В долгоживущем облаке взвесь с примерно одинаковой скоростью поднимается около левой стенки и опускается около правой границы области. Поэтому в случае более крупных частиц, которые быстрее оседают относительно газа, горизонтальный размер облака сокращается. Вертикальный размер облака, приближенно определяемый условием равенства скорости подъемного течения несущей фазы и относительной скорости оседания частиц, также уменьшается с ростом τ_v .

Более крупная взвесь, естественно, оседает быстрее. Так, в момент времени $t = t^*$ при $\tau_v = 1,4 \cdot 10^{-2}$ 57% начальной массы примеси достигает нижней поверхности, при $\tau_v = 3,1 \cdot 10^{-2} - 64\%$, при $\tau_v = 5,6 \cdot 10^{-2} - 74\%$. После осаждения всех частиц газ продолжает совершать конвективные движения, характеристики которых совпадают с рассчитанными в [3].

4. Режим конвекции газовзвеси с активной примесью характеризуется сильным взаимным влиянием фаз и наблюдается в достаточно запыленных средах с $m \geq 0,1$. Особенности этого режима показаны на примере расчета с $m = 0,5$ и $\tau_v = 1,4 \cdot 10^{-2}$ (в этом случае $t^* = 72$). На фиг. 2 представлено поле скоростей газа и область дисперской фазы (с тенью) в моменты времени



Фиг. 2



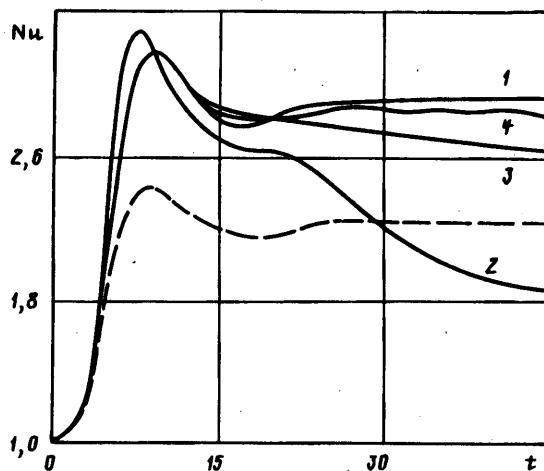
Фиг. 3

$t/t^* = 0,2; 0,6; 0,8; 1,3$ (фиг. 2, а— ε). Масштаб скорости — 0,1. На фиг. 3 приведены временные зависимости суммарной кинетической энергии газовой фазы E (сплошная кривая 1) и среднего числа Нуссельта $Nu(x)$ на горячей границе ($x = 0$) (сплошная кривая 2), а также те же характеристики для конвекции чистого газа (штриховые кривые 1 и 2 соответственно). Они определяются как

$$E = 0,5 \int_0^1 \int_0^1 \rho_i U_i^2 dx dy, \quad Nu(x) = - \frac{1}{T_a} \int_0^1 \frac{\partial T}{\partial x} dy$$

В этом режиме конвекции можно выделить несколько стадий. На первой стадии ярко выражено осаждение совокупности частиц, которые покидают верхнюю часть области (фиг. 2, а). Благодаря взаимодействию падающих частиц с конвективным газовым вихрем кромка взвеси искривляется, около правой боковой границы образуется зона чистого газа, центр тяжести частиц в области опускается и сдвигается к левой границе. Формируется неравномерное распределение примеси по объему.

Вторая стадия характеризуется увеличением роли вращательного движения дисперсной фазы. Однако при таком вращении частицы не доходят до холодной стенки, опускаясь под действием собственного веса. Поскольку частиц много, то их действие на газ приводит к его закручиванию и образованию вихря в запыленной зоне. Второй вихрь благодаря температурной неоднородности возникает в чистом газе (фиг. 2, б). Образование двух вихрей ведет к уменьшению интенсивности течения (уменьшению E), а следовательно, к уменьшению числа Nu — с момента $t = 15—20$ значения Nu резко падают (фиг. 3). По мере уменьшения количества взвеси вихревое движение около горячей стенки затухает,



Фиг. 4

а газовый вихрь из чистой зоны начинает проникать в запыленную (фиг. 2, *в*); к моменту $t = 56$ оседает около 57% примеси.

На третьей стадии газовый вихрь охватывает всю область и увлекает оставшуюся примесь, которая начинает вращаться вместе с ним (фиг. 2, *г*). При этом когда большая часть взвеси находится в области подъемного течения, то она тормозит движение газа. Когда она перемещается в зону нисходящего течения, то ускоряет его. Таким образом, образовавшееся на первых стадиях неравномерное распределение частиц приводит к колебательным движениям газа, что проявляется в осцилляциях кривых 1 и 2 на фиг. 3 при $t \geq 50$. По мере уменьшения количества взвеси из-за седиментации колебания затухают, а характеристики приближаются к чисто газовым.

Отдельные черты процесса, подчиняясь в целом изложенной общей схеме, зависят от определяющих параметров τ_v и m .

Если частицы достаточно крупные (большое τ_v), то к третьей стадии они распределяются по объему существенно неравномерно. В результате конвекция газовзвеси сопровождается интенсивными колебаниями газовой фазы, которые после осаждения частиц быстро затухают. Мелкая примесь долго находится в области и инициирует колебания небольшой амплитуды, которые при $\tau_v \rightarrow 0$ исчезают.

С увеличением m характерные черты процесса проявляются более ярко, колебания становятся интенсивней. С уменьшением m , напротив, воздействие частиц на газ уменьшается и конвекция приближается к режиму конвекции с пассивной примесью.

5. Для подтверждения корректности использованного численного метода получен предельный переход от двухскоростной двухтемпературной модели к равновесной модели гомогенной газовзвеси при уменьшении размеров частиц. На фиг. 4 представлена временная зависимость числа Нуссельта Nu на левой границе при $m = 0,5$ для гомогенной (*1*) и гетерогенной среды с $\tau_v = 1,4 \cdot 10^{-2}; 7,8 \cdot 10^{-3}; 2,5 \cdot 10^{-3}$ (*2—4*), а также для чистого газа (штриховая кривая). Кривая *1* получена численным методом [4]. При уменьшении τ_v кривые *2—4* стремятся к значению $Nu(t)$ в гомогенной смеси. Можно считать, что предельный переход происходит при значении $\tau_v = 2,5 \cdot 10^{-3}$ (кривая *4*), которое, как следует из определения (1.1), при использованных параметрах и $\varepsilon = 10^{-3}$ соответствует частицам с диаметром $d = 4 \cdot 10^{-6}$ м в области размером $L = 10^{-2}$ м.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гершунин Г. З., Жуховицкий Е. М., Непомнящий А. А. Устойчивость конвективных течений. М.: Наука, 1989. 319 с.
2. Полежаев В. И. Численное исследование естественной конвекции жидкостей и газов//Некоторые применения метода сеток в газовой динамике. Вып. 4. М.: Изд-во МГУ, 1971. С. 86—180.
3. Махвиладзе Г. М., Щербак С. Б. Численный метод исследования нестационарных пространственных движений сжимаемого газа//Инж.-физ. журн. 1980. Т. 38. № 3. С. 528—537.
4. Соболева Е. Б. Численное моделирование естественной конвекции запыленного газа. Автореф. дис. . . канд. физ.-мат. н. М., 1992. 20 с.
5. Нигматуллин Р. И. Динамика многофазных сред. Ч. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
6. Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И., Соболева Е. Б. Расчет течений газовзвеси в замкнутых объемах//Химическая физика процессов горения и взрыва. Кинетика и горение. Матер. 8-го Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. Ташкент, 1986. Черноголовка, 1986. С. 20—22.

Москва

Поступила в редакцию
19.XI.1992