

ДВИЖЕНИЕ ОБЛАКА НАГРЕТЫХ ЧАСТИЦ НАД ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ В ПОЛЕ ВНЕШНЕЙ СИЛЫ

Г. М. Махвиладзе, О. И. Мелихов

(Москва)

Движение совокупности (облака) частиц под действием внешней силы (силы тяжести) экспериментально и теоретически исследовалось ранее в изотермическом случае при одинаковых температурах частиц и несущей среды (обзор работ и библиография даны в [1, 2], см. также [3, 4]). Основным результатом этих исследований явилось выделение двух различных режимов движения облака в зависимости от степени гидро- или газодинамического взаимодействия между частицами, осуществляющегося через несущую фазу. В режиме «фильтрации» это взаимодействие мало, и каждая частица в облаке движется как одиночная. В режиме «увлечения» из-за трения между фазами возникает крупномасштабное (порядка размера облака) движение дисперсной среды с подъемным течением на периферии, при этом оседающее облако трансформируется в вихревое кольцо с непрерывно увеличивающимся диаметром.

Ряд явлений, наблюдающихся в природе и в практической деятельности человека, сопровождается образованием облаков аэрозолей, в которых температура частиц превышает температуру окружающей среды (дым заводских труб, продукты горения при пожарах, эмиссия аэрозолей при извержении вулканов). Начальный перепад температур приводит к новым особенностям в эволюции облака частиц. Вследствие межфазного теплообмена газ в облаке нагревается и расширяется, увлекая за собой частицы. В результате при достаточно большой концентрации частиц происходит увеличение размеров облака на начальной стадии развития процесса (разлет облака) и соответственно уменьшение объемного содержания частиц. Другое важное обстоятельство заключается в том, что наряду с оседанием частиц под действием внешней силы возникает движение частиц в противоположном направлении вследствие тепловой конвекции нагретого газа. При достаточно большом начальном перепаде температур увлечение частиц восходящим потоком газа может быть настолько значительным, что происходит разрыв (деление) облака на два облака меньших размеров, движущихся в противоположных направлениях.

В данной работе на основе системы уравнений механики двухфазных сред [5], описывающих дисперсную среду как совокупность двух взаимодействующих и взаимопроницающих континуумов — газа и частиц, методом численного интегрирования исследуется движение облака нагретых частиц одинакового размера в поле внешней силы над горизонтальной поверхностью (поверхностью осаждения). Прослежена эволюция облака частиц, приведены оценки ряда величин, характеризующих разлет облака, определены условия его деления. Отмечена возможность применения полученных результатов к описанию аэродинамики облака медленногорящих частиц.

1. Пусть в начальный момент в холодном газе, находящемся при температуре T_0 в статическом равновесии в поле внешней силы, над плоской горизонтальной поверхностью задана совокупность твердых или жидких сферических частиц одинакового размера (монодисперсный аэрозоль), причем протяженность облака в одном из горизонтальных направлений намного больше, чем в другом. Будем решать задачу в плоской постановке, вводя систему координат (x, y) в плоскости, перпендикулярной к этому направлению, с центром, лежащим на плоскости осаждения под центром тяжести облака.

Начальное условие имеет вид

$$(1.1) \quad t = 0, \quad T_1 = T_0, \quad U_i = 0, \quad \rho_1 = \rho_{10} \exp(-gy/R_0T_0), \quad p = \rho_1 R_0 T_0, \\ T_2 = T_0 + T_s, \quad n = n_0 \exp[-(x^2 + (y - H)^2)/R^2], \quad \rho_2 = \rho_2^0 n \pi d^3 / 6,$$

где индексы 1 и 2 относятся к газу и частицам; t — время; $\rho_i, \vec{U}_i(u_i, v_i), T_i (i = 1, 2)$ — средние плотности, скорости и температуры фаз; n — число частиц в единице объема; $T_0 + T_s$ — начальная температура частиц; g — ускорение внешней силы, направленной по нормали к плоскости в сторону отрицательных y ; R_0 — газовая постоянная; ρ_2^0 — истинная плотность частиц; d — диаметр частиц; H — начальная высота облака; p — давление газа.

Введем безразмерные переменные, выбрав в качестве масштабов начальный радиус облака R , скорость $\sqrt{gR}$, время $\sqrt{R/g}$, температуру

T_0 , концентрацию частиц n_0 в центре облака при $t = 0$, давление $\rho_{10}R_0T_0$, плотность газа у поверхности осаждения ρ_{10} (для безразмерных значений величин, входящих в (1.1), ниже сохранены те же обозначения). Предположим малыми объемное содержание частиц $\alpha_2 \ll \alpha_1$ и отношение истинных плотностей газа и частиц $\varepsilon = \rho_{10}/\rho_2^0 \ll 1$, пренебрежем процессами дробления и испарения частиц и будем считать температуру по объему частицы постоянной. Тогда плоское нестационарное движение облака газозвеси в безразмерных переменных описывается уравнениями

$$(1.2) \quad \dot{\rho}_1 = -\rho_1 \operatorname{div} \mathbf{U}_1, \quad p = \rho_1 T_1, \quad \rho_1 \dot{T}_1 = \gamma(\operatorname{RePr})^{-1} \Delta T - (\gamma - 1)p \operatorname{div} \mathbf{U}_1 + q,$$

$$\rho_1 \dot{\mathbf{U}}_1 = -(\gamma M^2)^{-1} \operatorname{grad} p + \rho_1 \mathbf{g} - \mathbf{f} + \operatorname{Re}^{-1}(\Delta \mathbf{U}_1 + (1/3) \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{U}_1);$$

$$(1.3) \quad \dot{\rho}_2 = -\rho_2 \operatorname{div} \mathbf{U}_2, \quad \rho_2 \dot{T}_2 = -\gamma_1 q, \quad \rho_2 \dot{\mathbf{U}}_2 = \rho_2 \mathbf{g} + \mathbf{f}, \quad \rho_i = \rho_i^0 \alpha_i$$

$$(\dot{\varphi}_i = [\partial/\partial t + (\mathbf{U}_i \operatorname{grad})] \varphi_i, \quad \Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2, \quad \mathbf{g} = (0, -1));$$

$$(1.4) \quad M^2 = Rg/\gamma R_0 T_0, \quad \operatorname{Re} = R^{3/2} g^{1/2} \rho_{10}/\eta, \quad \operatorname{Pr} = c_p \eta/\lambda, \quad \gamma = c_p/c_v, \quad \gamma_1 = c_p/c_2,$$

где M , Re , Pr — числа Маха, Рейнольдса и Прандтля; η и λ — коэффициенты динамической вязкости и теплопроводности, предполагаемые постоянными; c_p и c_v — теплоемкости газа при постоянных давлении и объеме; c_2 — теплоемкость частиц. Силовое взаимодействие и теплообмен между фазами учитывается в (1.2), (1.3) путем введения обменных членов, описываемых соотношениями

$$(1.5) \quad \mathbf{f} = 3\varepsilon c_d \rho_1 \rho_2 |\mathbf{W}| \mathbf{W}/4\delta r, \quad c_d = 24(1 + 0,158 \operatorname{Re}_p^{2/3})/\operatorname{Re}_p, \quad \delta = d/R,$$

$$\operatorname{Re}_p = \operatorname{Re}_p^0 \rho_1 |\mathbf{W}| r^{-1}, \quad \operatorname{Re}_p^0 = d(Rg)^{1/2} \rho_{10}/\eta \quad (\mathbf{W} = \mathbf{U}_1 - \mathbf{U}_2, \quad r = 1 - \alpha_2^0 n);$$

$$(1.6) \quad q = 6\gamma\varepsilon \operatorname{Nu} \rho_2 (T_2 - T_1)/\delta \operatorname{Pr} \operatorname{Re}_p^0, \quad \operatorname{Nu} = 2 + 0,6 \operatorname{Pr}^{1/3} \operatorname{Re}_p^{1/2},$$

где c_d — коэффициент сопротивления; Re_p — мгновенное значение числа Рейнольдса частицы; Re_p^0 — число Рейнольдса частицы, построенное по характерной скорости конвекции; Nu — число Нуссельта, характеризующее интенсивность теплообмена частицы с газом; $\alpha_2^0 = n_0 \pi d^3/6$ — максимальная объемная доля частиц в начальный момент.

Начальное условие (1.1) и граничные условия, учитывающие симметрию задачи относительно плоскости $x = 0$, статическое равновесие газа на бесконечности, «условия прилипания» для скорости газа на поверхности осаждения, которая предполагается адиабатической, имеют вид

$$t = 0, \quad T_1 = 1, \quad \mathbf{U}_i = 0, \quad \rho_1 = \exp(-\gamma M^2 y), \quad p = \rho_1, \quad T_2 = 1 + \theta$$

$$(\theta = T_s/T_0 > 0), \quad n = \exp[-x^2 - (y - H)^2], \quad \rho_2 = \alpha_2^0 n/\varepsilon;$$

$$(1.7) \quad x^2 + y^2 \rightarrow \infty, \quad \mathbf{U}_1 = 0, \quad T_1 = 1, \quad \partial p/\partial y = -\gamma M^2 \rho_1; \quad x = 0, \quad u_i = 0,$$

$$\partial v_i/\partial x = \partial \rho_i/\partial x = \partial T_i/\partial x = 0; \quad y = 0, \quad \mathbf{U}_1 = 0, \quad \partial T_1/\partial y = 0.$$

Считается, что частицы, достигающие поверхности осаждения, остаются на ней.

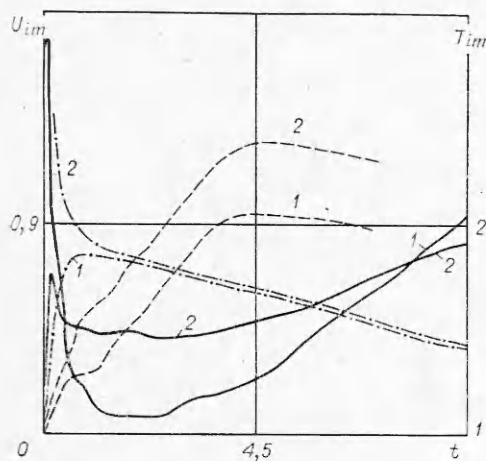
Приведем оценку. Для облака аэрозвеси радиусом ~ 1 м, в котором взвешены частицы диаметром $\sim 10^{-4}$ м, при $g = 9,8$ м/с², $\eta/\rho_{10} = 10^{-5}$ м²/с имеем $\operatorname{Re}_p^0 \sim 10$, $\operatorname{Re} \sim 10^5$. Большое значение «внешнего» числа Рейнольдса указывает на турбулентный характер движения облака, что учитывается в данной работе заданием соответствующих значений «внешних» чисел Рейнольдса и Прандтля, построенных по эффективным турбулентным коэффициентам переноса. Вместе с тем можно считать, что диаметр частиц мал по сравнению с характерным пространственным масштабом турбулентности, обтекание частиц имеет вязкий характер, и при задании значений «внутренних» чисел Рейнольдса и Прандтля в (1.6), (1.7) использовать молекулярные коэффициенты переноса. Таким образом, Re и Re_p^0 являются независимыми параметрами.

В расчетах использовались постоянные значения параметров: $M^2 = 0,75 \cdot 10^{-3}$, $Re = 29,05$, $Pr = 1$, $\varepsilon = 10^{-3}$, $\gamma = 1,4$, $\gamma_1 = 1$, остальные параметры менялись в следующих пределах: $\delta = 3,3 \cdot 10^{-5} - 1,4 \cdot 10^{-4}$, $\alpha_2^0 = 10^{-5} - 10^{-2}$, $\theta = 0 - 5$, $Re_p^0 = 6,5 \cdot 10^6 \delta$, $H = 1,5 - 10$.

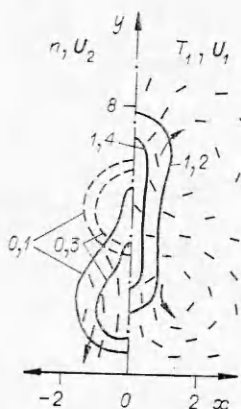
Решение задачи (1.2)–(1.7) получено методом численного интегрирования с применением схемы [6, 7] к уравнениям движения газа и схемы продольно-поперечной прогонки [8] к уравнениям движения частиц. Расчеты проводились на неравномерной по обеим осям сетке с временным шагом $\tau = KMh_m$, где $K = 4$ — число Куранта, h_m — минимальный пространственный шаг сетки. Подробное изложение методической работы дано в [2].

2. В изотермическом случае ($\theta = 0$) движение несущей среды обусловлено оседанием частиц: под действием внешней силы частицы начинают двигаться вниз и увлекают за собой окружающий газ. Это движение несущей среды возникает при достаточно большой концентрации частиц, когда общая поверхность межфазного трения достаточно велика. Решение плоской задачи в этом случае отвечает двум увеличивающимся в размерах цилиндрическим вихрям, симметричным относительно плоскости $x = 0$ [2]. В плоскости симметрии газ в облаке движется вниз, а на периферии поднимается вверх. При малой концентрации частиц несущая среда практически неподвижна, частицы движутся как одиночные, «фильтруясь» через неподвижную среду.

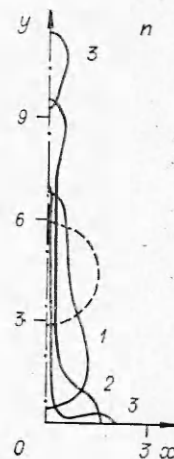
Особенность неизотермического случая ($\theta > 0$) состоит в том, что в начальный момент существует перепад температуры между частицами и газом. В результате выравнивания температур обеих фаз происходит нагрев газа. Поэтому в неизотермическом случае, помимо движения несущей среды, вызванного оседанием частиц, могут наблюдаться и другие типы движений, связанные с расширением нагревающегося газа и развитием естественной тепловой конвекции. Из-за вовлечения частиц в эти движения облако претерпевает существенные изменения по сравнению с изотермическим случаем. Сказанное относится к режиму увлечения, рассматриваемому ниже. При достаточно малой концентрации частиц (режим фильтрации) нагрев газа незначителен, оседание облака происходит как в изотермическом случае [2]. Для иллюстрации особенностей движения облака в неизотермическом случае на фиг. 1 приведены временные зависимости максимальных по пространству скоростей $U_{im} = \max |U_i|$ (сплошные кривые) и температур $T_{im} = \max T_i$ (штрихпунктирные кривые) обеих фаз, полученные для $\theta = 2$, $\alpha_2^0 = 10^{-3}$, $\delta = 6,67 \cdot 10^{-5}$, $H = 5$. Нумерация кривых отвечает нумерации фаз, штриховыми линиями на



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

несены зависимости $U_{im}(t)$ при $\theta = 0$. Максимальные значения скоростей и температур достигаются в плоскости симметрии.

В изотермическом случае при падении облака скорость частиц U_{2m} больше скорости газа U_{1m} . Разница в скоростях объясняется тем, что в плоскости симметрии, где скорости максимальны, а $u_i = 0$, скорость частицы относительно несущей среды по истечении периода скорости релаксации τ_r примерно равна скорости движения одиночной частицы w . Для параметров фиг. 1 интегрирование уравнения движения одиночной частицы [2] дает $\tau_r = 0,54$, $w = 0,31$. Крупномасштабное вихревое движение формируется за время, соответствующее перемещению облака на расстояние порядка его начального размера, т. е. $t \sim 1/w \approx 3,2$.

В неизотермическом случае на ранней стадии эволюции облака наблюдается всплеск максимальной скорости газа ($v_{1m} \approx 1,64$ при $t \approx 0,09$), обусловленный его расширением в результате нагрева. Расширяющийся газ движется от центра облака во всех направлениях, увлекая за собой частицы. Это движение частиц накладывается на их движение вниз под действием внешней силы. Максимум скорости $v_{2m}(t \approx 0,2)$, отсутствующий в изотермическом случае, объясняется разлетом облака вследствие расширения газа.

Приведем оценки некоторых величин, характеризующих разлет облака.

Время разлета облака, отсчитываемое от начального момента, определяется характерным временем наиболее медленной стадии — кондуктивного прогрева газа. Поэтому оно может быть оценено как время выравнивания температур между фазами $t_1 \approx l^2/4\kappa$, где $l = \langle n \rangle^{-1/3}$ — среднее расстояние между частицами, $\langle n \rangle = kn_0$ — средняя по облаку концентрация частиц, определяемая путем интегрирования начального распределения $n(x, y)$ по объему облака (для облака с однородным распределением частиц $k = 1$), $\kappa = \lambda/\rho_{10}c_p$ — температуропроводность газа. Выразив n_0 через объемную долю частиц α_2^0 и их диаметр, получим

$$(2.1) \quad \tau_1 = t_1 (g/R)^{1/2} \approx (1/4) (\pi/6\alpha_2^0)^{2/3} \text{Re}_f^0 \delta \text{Pr}.$$

Среднюю температуру газа и частиц после разлета облака можно оценить, используя баланс тепловой энергии, отданной частицами и полученной газом:

$$c_2 M_2 (T_s - \langle T \rangle) = c_p M_1 (\langle T \rangle - T_0), \quad M_1 \approx \rho_{10} \pi R^2, \quad M_2 = k \alpha_2^0 \rho_2^0 \pi R^2,$$

где M_i — полная масса i -й фазы в облаке. Отсюда

$$(2.2) \quad \langle \theta \rangle = \langle T \rangle / T_0 = 1 + [\theta / (1 + \sigma)], \quad \sigma = c_p M_1 / c_2 M_2 = \gamma_1 \varepsilon / k \alpha_2^0,$$

т. е. средняя температура определяется отношением полных масс газа и частиц, заключенных в облаке. Поэтому частицы могут нагреть газ, несмотря на их малое объемное содержание.

Расширение газа можно считать изобарическим процессом, в котором параметры газа удовлетворяют соотношению $V_0/T_0 = V_1/T_1$ (V_0 и V_1 — объем облака при $t = 0$ и $t = t_1$). Отсюда следует, что объем облака в результате разлета увеличивается в $\langle \theta \rangle$ раз, а радиус в $R_1/R = \langle \theta \rangle^{1/2}$ раз. Средняя скорость газа при расширении $\langle u \rangle = (\langle \theta \rangle^{1/2} - 1)/\tau_1$.

Приведенные оценки для параметров фиг. 1 дают $\tau_1 = 0,64$, $\langle \theta \rangle = 1,77$, $R_1/R = 1,33$, $\langle u \rangle = 0,51$, что согласуется с результатами численного решения: $\tau_1 = 0,6$, $\langle \theta \rangle = 2$, $R_1/R = 1,21$ (радиус облака определялся по линии постоянного значения концентрации $n = 0,1$). Сравнение величин τ_1 , $\langle \theta \rangle$ и R_1/R , полученных с помощью соотношений (2.1), (2.2) и в результате расчетов с различными значениями определяющих параметров, показывает, что приведенные оценки устанавливают правильную зависимость от основных параметров α_2^0 , δ и θ .

По мере выравнивания температур обеих фаз (разность температур составляет 10% от начального перепада температур при $\tau_1 \approx 0,6$ — штрихпунктирные кривые на фиг. 1), скорость газа уменьшается, частицы перемещаются только вниз.

В дальнейшем до момента $t \approx 2$ происходит оседание облака в поле внешней силы. При этом скорости газа и частиц существенно меньше их значений в изотермическом случае. Это объясняется уменьшением объемной доли частиц на начальной стадии процесса из-за увеличения размеров облака при его разлете, что приводит к уменьшению газодинамического взаимодействия между частицами. Относительная скорость движения фаз $v_{2m} - v_{1m} \approx w$.

Начиная с момента $t \approx 2$, существенное влияние на движение облака оказывают тепловые процессы. Характерное время развития тепловой конвекции можно оценить по формуле $\tau_c = t_c(g/R)^{1/2} [2R_1/R(\langle \theta \rangle - 1)]^{1/2} = 1,55$, что для момента возникновения конвекции дает значение $t = \tau_1 + \tau_c = 2,15$, согласующееся с расчетным. Скорость газа U_{1m} вновь начинает увеличиваться из-за развития тепловой конвекции в газе. Подъем нагретого газа сопровождается формированием в верхней части облака вихревого конвективного движения, представляющего собой два симметричных цилиндрических вихря. Эти вихри можно назвать тепловыми, поскольку они возникают только в неизоатермическом случае. Такого рода движение наблюдается при подъеме горячих объемов газа — термиков под действием архимедовой силы [9]. Нарастание интенсивности всплывающих вихрей приводит к росту скорости газа, которая начинает превышать скорость частиц U_{2m} (пересечение сплошных кривых на фиг. 1).

Почти одновременно с образованием тепловых вихрей в нижней части облака возникает крупномасштабное вихревое движение обеих фаз, вызванное оседанием частиц под действием внешней силы. Особенности этого движения в изотермическом случае исследовались ранее [2, 3]. Для него характерно непрерывное увеличение скорости падения облака частиц, поэтому на фиг. 1 величина U_{2m} увеличивается, пока большая часть частиц не достигнет поверхности.

Развитое вихревое движение, образованное верхними тепловыми вихрями и нижними «седиментационными» вихрями, показано на фиг. 2 ($t = 7,4$). Картина полностью симметрична относительно оси $x = 0$. Справа от оси представлены поле скорости и изотермы газа, слева — поле скорости частиц и линии их равных концентраций; около линий уровня T_1 и n проставлены их значения, начальное распределение концентрации показано штриховыми линиями.

Из-за подъема нагретого газа изотермы вытягиваются по вертикали и впоследствии ($t \approx 11$) «разрываются», верхняя часть изотермы приобретает характерную для всплывающих термиков «грибообразную» форму. Интенсивность тепловой конвекции в данном случае недостаточна для того, чтобы увлечь заметное количество частиц вверх. Однако восходящий поток газа на оси симметрии тормозит движение частиц в верхней части облака, поэтому линии равных концентраций также вытягиваются по вертикали. Счет прекращался, когда тепловые вихри покидали расчетную область, а частицы полностью осаждались на горизонтальной поверхности.

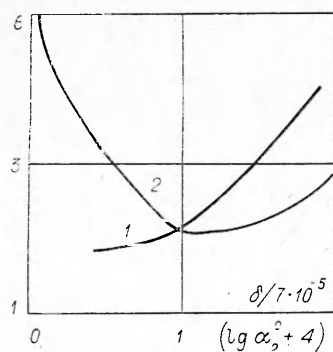
3. При достаточно большой интенсивности конвективного движения газа, вызванного его нагревом, значительное количество частиц захватывается поднимающимися тепловыми вихрями и уносится вверх. В то же время остальные частицы продолжают свое движение вниз под действием внешней силы. В результате изолинии концентрации сильно растягиваются по вертикали и разрываются — происходит деление облака на две части. Этот процесс показан на фиг. 3 для $\theta = 3$, $\alpha_2^0 = 10^{-3}$, $\delta = 6,67 \cdot 10^{-5}$, $H = 4,4$. Линии равных концентраций, отвечающие $n = 0,1$, нанесены в моменты времени $t = 0$ (штриховая линия); 7,4; 11,1; 13,8 (кривые 1 — 3 соответственно). По мере охлаждения облака его подъем

замедляется. В дальнейшем оно должно остановиться, после чего начнется оседание частиц.

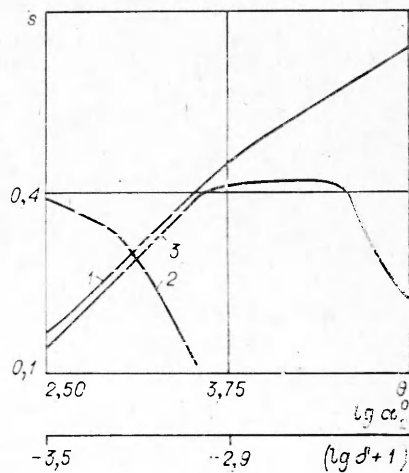
Условие деления облака в выбранном диапазоне изменений параметров зависит в основном от θ , δ , α_2^0 . В расчетах при фиксированной высоте H определялась граница, отделяющая различные режимы движения облака. На фиг. 4 для $H = 3,2$ показаны зависимости $\theta(\delta)$ при $\alpha_2^0 = 10^{-3}$ (кривая 1) и $\theta(\alpha_2^0)$ при $\delta = 10^{-5}$ (кривая 2). Выше этих кривых имеет место деление облака, ниже — облако движется как целое. При построении границ считалось, что деление облака происходит в случае увлечения тепловыми вихрями не менее 10% от общего количества частиц.

Увеличение размера частиц при фиксированной общей массе диспергированного вещества приводит к смещению границы деления в область более высоких начальных перепадов температур (кривая 1), что является следствием большей инерционности крупных частиц, для захвата которых требуется большая интенсивность теплового вихря. Кривая 2 показывает, как меняется граница деления при изменении концентрации частиц и при фиксированных остальных параметрах. Увеличение концентрации частиц приводит, с одной стороны, к большему нагреву газа в облаке, что способствует возрастанию интенсивности теплового вихря и захвату большего количества частиц восходящим потоком газа. С другой стороны, увеличивается (прямо пропорционально α_2^0) и абсолютное количество частиц, которое должно попасть в поднимающееся облако, чтобы было зафиксировано деление. Эти два обстоятельства определяют немонотонное поведение кривой 2: при малых α_2^0 большее значение имеет рост интенсивности тепловых вихрей, при $\alpha_2^0 > 10^{-3}$ преобладающую роль играет второй фактор. С ростом начальной высоты облака граница деления смещается в сторону больших θ , так как при малых высотах облака поверхность осаждения препятствует его падению, т. е. способствует делению облака.

Для получения количественной характеристики процесса деления был введен коэффициент деления облака, равный доле частиц, находящихся в поднимающемся облаке $s = N_b/N_0$, где N_b — число частиц в верхнем облаке, N_0 — общее число частиц. Расчеты, проведенные в области деления облака, позволили определить зависимость коэффициента деления от начального перепада температур, размера частиц и их объемной доли. На фиг. 5 ($H = 3,2$) представлены зависимости s от θ (кривая 1 — $\alpha_2^0 = 10^{-3}$, $\delta = 6,67 \cdot 10^{-5}$), δ (2 — $\alpha_2^0 = 10^{-3}$, $\theta = 3$), α_2^0 (3 — $\delta = 6,67 \cdot 10^{-5}$, $\theta = 3,5$). С ростом θ интенсивность тепловой конвекции увеличивается, поэтому функция $s(\theta)$ возрастает. Падение кривой 2 объясняется тем, что более крупные частицы труднее захватываются тепловыми вихрями. Немонотонное поведение кривой 3 объясняется теми же причинами, что и кривой $\theta(\alpha_2^0)$ на фиг. 4.



Ф и г. 4



Ф и г. 5

В заключение отметим, что полученные результаты могут оказаться полезными при выработке представлений об аэродинамике облака горящих частиц, взвешенных в холодном газе над плоской горизонтальной поверхностью. Разлет и деление облака, характерная газодинамическая картина, образованная восходящими и нисходящими течениями, могут возникать, если время сгорания частиц больше характерных времен развития конвекции в газе и времени осаждения. Расчеты, проведенные при больших H , показали, что отмеченные выше особенности эволюции облака (см. фиг. 1—3) сохраняются и при его падении в безграничном пространстве; зависимости, представленные на фиг. 4, 5, качественно ведут себя примерно так же.

Поступила 21 V 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Фукс Н. А. Механика аэрозолей. М.: Изд-во АН СССР, 1955.
2. Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И. Численное исследование падения совокупности монодисперсных частиц на плоскую горизонтальную поверхность. Препринт № 191. М.: Ин-т проблем механики АН СССР, 1981.
3. Дорфман А. Л. Численное исследование двухфазных течений с вязкой несущей фазой. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 3.
4. Кульбицкий Ю. Н. Расчет движения многих частиц в однородном вязком потоке с учетом их гидродинамического взаимодействия. Препринт № 4. М.: Сектор механики неоднородных сред, 1980.
5. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
6. Махвиладзе Г. М., Щербак С. Б. Разностная схема для численного исследования нестационарных двумерных движений сжимаемого газа. Препринт № 113. М.: Ин-т проблем механики АН СССР, 1978.
7. Махвиладзе Г. М., Щербак С. Б. Численный метод исследования нестационарных пространственных движений сжимаемого газа. — ИФЖ, 1980, т. 38, № 3.
8. Яненко Н. Н. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. Новосибирск: Наука, 1967.
9. Скорер Р. Аэрогидродинамика окружающей среды. М.: Мир, 1980.

УДК 532.546

ДВУХФАЗНАЯ ТРЕХКОМПОНЕНТНАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ ПРИ ВЫТЕСНЕНИИ НЕФТИ РАСТВОРОМ АКТИВНОЙ ПРИМЕСИ

П. Г. Бедриковецкий
(Москва)

Среди новых методов повышения нефтеотдачи пластов важное место занимают процессы вытеснения нефти растворами активных примесей: углекислого газа, поверхностно-активных веществ. Ранее были получены автомоделные решения задач фронтального вытеснения нефти слабоконцентрированными растворами примесей [1, 2]. При высоких концентрациях закачиваемого раствора переход примеси из нагнетаемой фазы в нефтяную приводит к увеличению подвижности нефти и заметно влияет на процесс вытеснения. В [3] получены решения задач вытеснения растворами любых концентраций в предположении постоянства плотностей фаз. В [4] выведена система уравнений, описывающая процесс вытеснения нефти растворителем высокой концентрации для любых плотностей фаз в предположении сохранения суммарного объема фаз при растворении, а также получены некоторые решения задач фронтального вытеснения. В данной работе эта система уравнений рассмотрена применительно к активной примеси, которая может растворяться в воде и в нефти, но не вызывает межфазный массообмен водным и нефтяным компонентами. Исследована задача о распаде произвольного разрыва, и получены автомоделные решения задач фронтального вытеснения для произвольных значений заводненности пласта и любых видов функций распределения примеси по фазам. Из решения задачи о структуре разрыва получены условия устойчивости обобщенного решения. Исследованы типичные взаимодействия простых и ударных волн, и получены решения задач о вытеснении нефти оторочкой пласта активной примеси, продвигаемой по пласту водой.

1. Анализ исходной системы уравнений. В процессе вытеснения примесь распределена между водной и нефтяной фазами. Система уравнений двухфазной трехкомпонентной фильтрации состоит из уравнений нераз-