

претировать как дополнительный «линейный» нагрев среды на величину $bA^2/4$, связанный с тем, что нелинейность уравнения (4.1) приводит к появлению усредненного потока тепла от приграничного слоя $0 \leq x \leq (2\omega)^{-1/2}$. Нагрев среды происходит во всем интервале $(2\omega)^{-1/2} \leq x < \infty$, хотя колебания температуры затухают вблизи границы полупространства на расстоянии $d \sim (2/\omega)^{1/2}$. Характерное время установления колебаний в области $x \leq d$ (которая и служит «источником» нагрева) по порядку величины совпадает с периодом изменения граничных условий $T = 2\pi/\omega$. Характерное время «прогрева» среды на глубину l

$$\tau_h(l) \sim \max(0, 2l^2; T).$$

Нестационарность φ_{21} связана с бесконечными размерами системы. Если же рассматривать распространение температурных волн в слое большой, но конечной толщины ($L \gg d$) (или в шаре большого радиуса), то при $T < t \ll \tau_h(L)$ решение (4.3) представляет собой промежуточную асимптотику. Время установления стационарного режима колебаний $\tau_s(L) \sim \max(T, \tau_h(L)) \sim \tau_h(L)$. Если $T < \tau_h$, то при $T < t < \tau_h$ поток тепла, связанный с φ_{21} , уменьшается с течением времени как $t^{-1/2}$ (при $T \geq \tau_h$ уменьшение его происходит по более сложному закону). По-видимому, именно с этим обстоятельством связан рост среднего коэффициента массообмена при увеличении частоты в расчетах [1], где, напомним, решение прослеживалось на временном отрезке, обратно пропорциональном частоте. Поведение функции φ_{21} объясняет и другую отмеченную в [1] особенность решения — перемещение с увеличением ω максимума среднего давления от центра частицы ближе к поверхности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ажищев Н. А., Быков В. И. Уравнение нелинейной фильтрации при нестационарных внешних условиях // Динамика химических и биологических систем. — Новосибирск: Наука, 1989.
2. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. — М.: Наука, 1977.

г. Ростов-на-Дону

Поступила в редакцию 8/VI 1992 г.,
в окончательном варианте — 8/XI 1992 г.

УДК 532.529

И. В. Деревич

ТУРБУЛЕНТНЫЙ МАССОПЕРЕНОС ПРИ ТЕЧЕНИИ ГАЗОВЗВЕСИ В ПОТЕНЦИАЛЬНОМ СИЛОВОМ ПОЛЕ И ПРИ ВДУВЕ / ОТСОСЕ ГАЗА ЧЕРЕЗ ПОРИСТЫЕ СТЕНКИ КАНАЛА

Широкое использование дисперсных турбулентных потоков в энергетике, авиации, химической технологии требует разработки методов воздействия на характеристики дисперсных течений. В частности, снижение или интенсификация процесса осаждения частиц при транспортировке газозвеси в каналах могут быть достигнуты двумя способами. Во-первых, непосредственным действием на частицы дисперсной фазы, например, путем изменения траектории заряженных частиц в электромагнитном поле [1]. В этой ситуации увеличение интенсивности внешнего поля вызывает рост либо снижение концентрации частиц около ограничивающей поверхности (в зависимости от направления вектора напряженности поля). Во-вторых, изменением характеристик самого несущего потока. Это может быть закручивание основного потока с применением специальных завихрителей, установленных на входе в канал [2], турбулизация течения с использованием искусственных вставок

© И. В. Деревич, 1993

[3], привлечение вдува либо отсоса газа через пористые стенки канала. С практической точки зрения вдув/отсос газа может быть сравнительно легко реализован на развитом участке течения с целью управления интенсивностью массопереноса. В связи с этим разработка методов расчета характеристик дисперсной фазы на участке канала с проницаемыми стенками является актуальной задачей. Отметим, что методы расчета однофазного турбулентного течения в каналах с проницаемыми стенками достаточно хорошо изучены [4].

В настоящей работе численным моделированием проводится сравнение двух способов воздействия на турбулентный массоперенос частиц: влияние внешнего поля на динамику частиц и применение вдува/отсоса газа через стенки канала.

Интенсивность выпадения частиц на стенки каналов определяется несколькими факторами: турбулентной диффузией, неоднородностью поля турбулентных пульсаций, а также конвективным переносом дисперсной фазы к стенкам [5, 6]. Вдув газа, с одной стороны, оттесняет частицы от поверхности канала, с другой стороны, турбулизация потока при вдуве [4] вызывает увеличение пульсационной скорости частиц, направленной к стенкам, что должно приводить к росту скорости оседания примеси. Наличие двух противоположно влияющих на массоперенос факторов обуславливает необходимость тщательного исследования массопереноса частиц на участке канала с пористыми стенками.

Методы численного моделирования осаждения частиц из турбулентного газового потока можно разделить на два класса.

1. Интегрирование случайных лагранжевых траекторий частиц в заданном поле течения жидкой фазы, когда в уравнение движения частицы включается случайная компонента скорости газа, интенсивность которой определяется локальным уровнем турбулентной энергии газа и заданным вероятностным законом изменения флуктуаций компоненты [7, 8]. Реализация этого способа требует значительного объема вычислений для получения осредненной информации.

2. Одновременное решение уравнений гидродинамики жидкой и дисперсной фаз, записанных в эйлеровом представлении. Учет турбулентной диффузии в уравнениях динамики частиц требует постановки граничных условий, учитывающих характер взаимодействия частиц с поверхностью [9]. Реализация второго способа расчета проводится на основе однотипных алгоритмов интегрирования уравнений турбулентного течения как жидкой фазы, так и частиц. В результате решения получается осредненная информация, имеющая практическое значение.

Исследование интенсивности воздействия внешнего поля и проницаемости стенок канала на характеристики массопереноса частиц проведено с использованием результатов расчета динамики потока на развитом участке течения в рамках однопараметрической модели турбулентности [10]. Расчет турбулентных характеристик частиц реализован на основе системы уравнений и граничных условий, полученных в [6, 9].

1. Система уравнений для расчета гидродинамики и массопереноса частиц. Уравнения баланса импульса, интенсивности поперечных пульсаций скорости и концентрации частиц в круглой трубе имеют вид

$$(1.1) \quad V_r \frac{dV_x}{dr} + \frac{1}{rc} \frac{d}{dr} (rcv_x \bar{v}_r) = \frac{U_x - V_x}{\tau};$$

$$(1.2) \quad V_r \frac{d\bar{v}_r^2}{dr} + \frac{1}{rc} \frac{d}{dr} (rcv_r^3) = \frac{2}{\tau} (\bar{f}u_r^2 - \bar{v}_r^2);$$

$$(1.3) \quad cV_r = cU_{rs} - c\tau \frac{d\bar{v}_r^2}{dr} - D_p \frac{dc}{dr} = \frac{r}{R} Jc_m,$$

$$\bar{v}_x \bar{v}_r = \bar{f}u_x u_r - \frac{1}{2} D_p \frac{dV_x}{dr}, \quad \bar{v}_r^3 = -D_p \frac{d\bar{v}_r^2}{dr},$$

$$D_p = \tau (\bar{v}_r^2 + \bar{g}u_r^2), \quad c_m = \frac{2}{R^2} \int_0^R dr rc(r), \quad U_{rs} = U_r + W_r.$$

Здесь V_i, v_i — осредненная и пульсационная компоненты скорости дисперсной фазы; U_i, u_i — осредненная и пульсационная компоненты скорости жидкой фазы; c, c_m — концентрация частиц и ее среднемассовое значение; D_p — коэффициент турбулентной диффузии частиц; τ — коэффициент динамической релаксации частиц, зависящий от относительной скорости обтекания частиц несущим газом (коэффициент сопротивления частиц рассчитывается по среднемассовой скорости скольжения фаз); J — поток частиц на стенку канала; f, g — функции, описывающие степень вовлечения частиц в пульсационное движение несущей фазы, величина которых зависит не только от инерционности частиц, но и от осредненного скоростного скольжения фаз [11]; R — радиус канала; W_r — скорость перемещения частиц в поле массовых сил.

Граничные условия для уравнений динамики частиц (1.1) — (1.3) учитывают потерю импульса отраженной частицы после столкновения с поверхностью и имеют вид ($r = R$)

$$(1.4) \quad \left[\frac{1 - \kappa_1 \kappa_2}{1 + \kappa_1 \kappa_2} \left(\frac{2}{\pi} \overline{v_r^2} \right)^{1/2} - V_r \right] \overline{v_x} = - \frac{\overline{w_r^2}}{2} \frac{dV_x}{dr};$$

$$(1.5) \quad \left[\frac{1 - \kappa_2^3}{1 + \kappa_2^3} 2 \left(\frac{2}{\pi} \overline{v_r^2} \right)^{1/2} - V_r \right] \overline{v_r^3} = - \overline{w_r^2} \frac{d\overline{v_r^2}}{dr};$$

$$(1.6) \quad \left[\frac{1 - \kappa_2}{1 + \kappa_2} \left(\frac{2}{\pi} \overline{v_r^2} \right)^{1/2} - V_r \right] c = 0,$$

где κ_1 и κ_2 — коэффициенты восстановления импульса частиц после столкновения со стенкой в продольном и поперечном направлениях. Случаю абсолютно поглощающей поверхности (выпадение капель) соответствует $\kappa_2 = 0$. Абсолютно упругая поверхность моделируется при $\kappa_2 = 1$.

В центре канала ставятся условия симметрии течения ($r = 0$):

$$(1.7) \quad \partial V_x / \partial r = \partial \overline{v_r^2} / \partial r = 0.$$

Профиль концентрации частиц, как видно из уравнения (1.3), формируется под влиянием турбулентной диффузии, стремящейся снизить градиент концентрации в потоке, конвективного переноса с суммарной осредненной поперечной скоростью и турбулентной миграции, пропорциональной градиенту интенсивности флуктуаций скорости частиц в поперечном направлении и перемещающей частицы в сторону снижения интенсивности пульсационного движения. С увеличением времени динамической релаксации частиц по сравнению с характерным временным масштабом флуктуаций скорости газа реализуется однородный профиль флуктуационной энергии дисперсной фазы [5, 6]. В этом случае влияние турбулентной миграции на динамику частиц уменьшается, профиль концентрации дисперсной фазы формируется под действием конвективного слагаемого и турбулентной диффузии частиц. Для инерционных частиц ($\tau > T_E$, T_E — характерный временной масштаб корреляций энергоемких флуктуаций скорости жидкой фазы) $g \sim (T_E/\tau)^2 \ll 1$ [5, 6] и коэффициент турбулентной диффузии частиц также однороден по сечению канала. Аппроксимируя поперечную скорость $U_{rs} = r/RU_{rs}^0$ (U_{rs}^0 — суммарная скорость на стенке канала), записываем решение уравнения (1.3), представляющее распределение концентрации, и выражение для скорости выпадения инерционных частиц:

$$(1.8) \quad \frac{c}{c^0} = \frac{J^0}{U_{rs}^0} + \left(1 - \frac{J^0}{U_{rs}^0} \right) \exp \left(- \frac{R\xi U_{rs}^0}{D_p} \right),$$

$$(1.9) \quad \frac{c_m}{c^0} = \frac{J^0}{U_{rs}^0} - \frac{2D_p}{U_{rs}^0 R} \left(1 - \frac{J^0}{U_{rs}^0} \right) \left[\exp \left(- \frac{RU_{rs}^0}{2D_p} \right) - 1 \right], \quad \xi = (1 - r/R)^2/2;$$

$$(1.10) \quad J = \frac{J^0}{c_m}, \quad J^0 = \frac{1 - \kappa_2}{1 + \kappa_2} \left(\frac{2}{\pi} \overline{v_r^2} \right)^{1/2}.$$

Здесь c^0 — концентрация на стенке канала; J^0 — поперечная скорость частиц на стенке канала. Коэффициент турбулентной диффузии частиц D_p и интенсивность поперечных флуктуаций скорости частиц рассчитываются в (1.8) — (1.10) в ядре течения в локально-равновесном приближении из уравнения (1.2), которое превращается в алгебраическое при опускании членов, связанных с градиентом интенсивности поперечных пульсаций скорости дисперсной фазы. Из (1.8) — (1.10) видно, что радиальная скорость, направленная к стенкам канала ($U_{rs}^0 > 0$), уменьшает концентрацию частиц в ядре течения по сравнению с ее значением на стенке, а скорость, направленная к центру трубы ($U_{rs}^0 < 0$), повышает концентрацию частиц в ядре потока и снижает скорость выпадения примеси на внутреннюю поверхность.

На основе результатов расчета характеристик турбулентного потока на стабилизированном участке течения со вдувом / отсосом газа через пористые стенки [10] определяются осредненные аксиальная и нормальная компоненты скорости газа, турбулентные касательные напряжения и турбулентная энергия газа E . Интенсивность поперечных флуктуаций скорости $\overline{u_r^2}$ и характерный временной масштаб энергоемких пульсаций скорости жидкой фазы рассчитываются по формулам

$$\overline{u_r^2} = k_r E [1 - \exp(-\alpha_r Re_r)]^2, \quad Re_r = LE^{1/2}/\nu, \quad T_E = \gamma L/E^{1/2},$$

где Re_r — число Рейнольдса турбулентности; L — длина турбулентного перемешивания, соответствующая формуле Никурадзе; $k_r = 0,25$; $\alpha_r = 0,03$; $\gamma = 1,16$ [7, 8]. Характеристики несущего потока аппроксимируются кубическими сплайнами.

Система уравнений (1.1) — (1.3) с граничными условиями (1.4) — (1.6) решается численно методом прогонки. Уравнение для концентрации частиц интегрируется при помощи алгоритма предиктор — корректор по трехшаговой схеме [12]. Для мелких частиц ($\tau_+ \ll 10$, $\tau_+ = \tau_+^0 \nu / u_+$, u_+ — динамическая скорость потока, ν — кинематическая вязкость) сетка вблизи границы сгущается таким образом, чтобы на расстоянии от стенки $y_+ \sim \tau_+$ ($y_+ = \tau_+ u_+ / \nu$) лежало бы не менее шести узлов сетки. При этом значения динамических характеристик частиц в глубине потока выбираются равными их локально-равновесным значениям. Предложенная схема вычислений позволяет проводить расчеты течения несущей фазы и динамики дисперсной фазы на сетках с независимым расположением узлов по радиусу канала.

2. Влияние внешнего поля на массоперенос дисперсной примеси. С целью проверки прогнозирующих свойств описанной математической модели было проведено сравнение результатов расчета пульсационных характеристик и скорости осаждения частиц с имеющимися экспериментальными данными в каналах с непроницаемыми стенками.

На рис. 1 представлено распределение величины

$$A_r = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} [\bar{r} (\overline{v_r^2})_+], \quad \bar{r} = \frac{r}{R}, \quad (\overline{v_r^2})_+ = \frac{\overline{v_r^2}}{u_+^2}.$$

Кривые 1—4 построены для значений безразмерного времени динамической релаксации $\tau_+ = 1,2; 30,1; 17,6; 7,1$. Экспериментальные данные [13] отмечены кружками. Из рис. 1 видно, что градиент флуктуационной энергии частиц немонотонным образом зависит от их инерционности. Для крупных частиц распределение пульсационной энергии по сечению однородно, для очень мелких частиц распределение интенсивности флуктуационного движения совпадает с профилем пульсационной энергии жидкой фазы. Отметим, что градиент интенсивности поперечных пульсаций скорости частиц не равен нулю на стенке канала в отличие от градиента интенсивности поперечных флуктуаций скорости жидкой фазы. Этот результат подчеркивает существенную роль турбулентной миграции частиц в процессе массопереноса.

Рис. 2 представляет зависимость скорости осаждения частиц от их инерционности и величины коэффициента восстановления импульсов в попе-

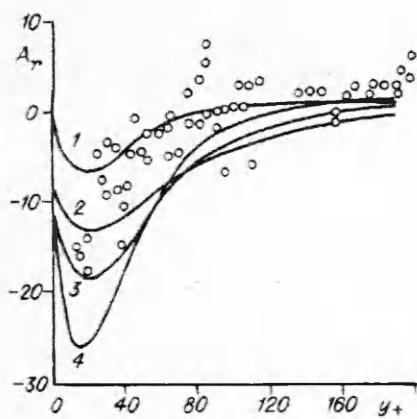


Рис. 1

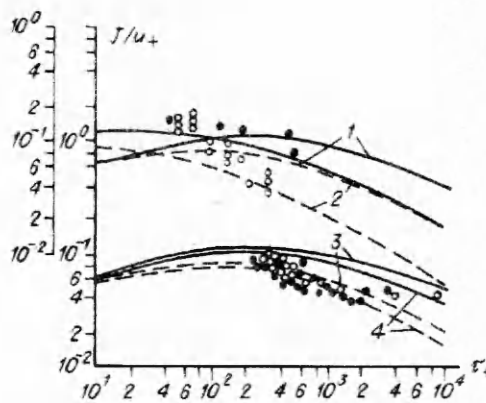


Рис. 2

речном направлении. Кривые 1, 2 рассчитаны для условий экспериментов [14]. Экспериментальные данные обозначены кружками (светлые — $Re = 6000$, темные — $Re = 50\,000$). Кривые 3, 4 соответствуют экспериментальным данным [15] (светлые кружки — $Re = 525\,000$, темные — $Re = 94\,600$). Штриховые линии — результаты расчетов скорости осаждения частиц при $\kappa_2 = 0,5$, сплошные — интенсивность выпадения частиц на полностью поглощающую поверхность ($\kappa_2 = 0$). Отметим, что влияние коэффициента восстановления импульса частиц в поперечном направлении заметно для сравнительно крупных частиц ($\tau_+ > 10^2$), что связано с ненулевой скоростью инерционных частиц на поверхности канала. Уменьшение осаждения частиц с ростом их величины объясняется общим снижением степени вовлечения примеси во флуктуационное движение несущего газа в ядре течения. Этот эффект иллюстрируется на рис. 3, где проведено сопоставление с экспериментальными данными [16] (экспериментальные значения скорости осаждения обозначены кружками).

Действие осесимметричного внешнего поля на частицы может существенным образом изменить распределение концентрации частиц по сечению трубы и скорость их выпадения на стенки. На рис. 4, а показано распределение концентрации примеси для различных значений радиальной скорости перемещения частиц во внешнем поле $W_r = \bar{r}W_r^0$. Сплошные линии — результаты расчетов при $W_r^0/u_+ = +0,3$, штриховые — при $W_r^0/u_+ = -0,1$. Кривые 1 рассчитаны при $\tau_+ = 10$, $\kappa_2 = 0$; 2 — $\tau_+ = 300$, $\kappa_2 = 0$; 3 — $\tau_+ = 300$, $\kappa_2 = 1$. Видно, что эффективное управление процессом массопереноса частиц осуществляется при сравнительно небольших значениях поперечной конвективной скорости, обусловленной внешним полем. Отметим значитель-

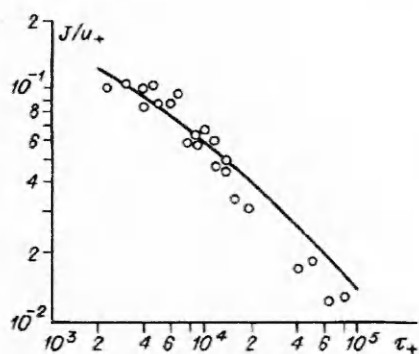


Рис. 3

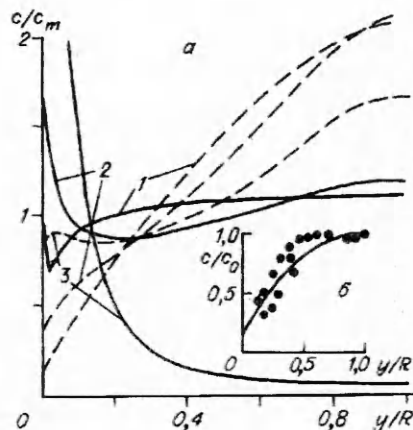


Рис. 4

ное увеличение концентрации частиц на абсолютно упругой поверхности ($\kappa_2 = 1$) в поле, направленном к стенкам канала. что объясняется совместным движением частиц во внешнем поле и под действием турбулентной миграции, смещающей частицы к стенкам канала. Сравнение рассчитанного профиля концентрации капель ($W_r^0 = 0, \kappa_2 = 0$) с экспериментальными данными [17] (точки) показано на рис. 4, б. Зависимости скорости выпадения капель на стенки от безразмерного времени динамической релаксации во внешних полях различной интенсивности и направления приведены на рис. 5, где штриховая линия — эмпирическая кривая, обобщающая экспериментальные данные [14, 15], сплошные линии 1—5 рассчитаны при $W_r^0/u_+ = 0; 0,1; -0,05; -0,1; -0,25$, штрихпунктирная соответствует $W_r^0 = 0, \kappa_2 = 0,5$. Видно, что внешнее воздействие на дисперсную примесь существенно изменяет интенсивность массопереноса во всем рассмотренном диапазоне размеров частиц. Однако максимальный эффект наблюдается для очень мелких и очень крупных частиц. Интенсивность проникновения мелких частиц к стенкам канала незначительна, и конвективная скорость заметно снижает их концентрацию на стенке. Для очень крупных частиц, соударяющихся со стенками канала, среднеквадратичная скорость их флуктуационного поперечного движения меньше конвективной скорости, вызванной внешним полем.

3. Влияние вдува/отсоса газа на массоперенос дисперсной примеси. Рассмотрено стабилизированное течение газовой смеси в круглой трубе с пористыми стенками, через которые осуществляется вдув/отсос газа. Интенсивность подачи газа через стенки трубы определяется параметром $P_v = U_r^0/U_m$ (U_m — среднемассовая скорость течения газа). Вследствие искажения параметров в канале с пористыми стенками инерционность частиц примеси характеризуется числом Стокса $St = \tau U_m/R$, а интенсивность осаждения — величиной J/U_m . Расчет несущего потока проведен для условий эксперимента [17]. На рис. 6 показано влияние величины поперечной скорости потока на интенсивность поперечных пульсаций скорости газа (штриховые линии) и частиц (сплошные, $St = 10$). Кривые 1—4 соответствуют $P_v = 0; 0,5 \cdot 10^{-2}; -0,5 \cdot 10^{-2}; -1 \cdot 10^{-2}$. Видно, что ламинаризация течения при отсосе газа вызывает снижение интенсивности турбулентных флуктуаций скорости частиц. Вдув газа, напротив, приводит к турбулизации потока и к более высоким значениям поперечной среднеквадратичной скорости частиц по сравнению с невозмущенным потоком. Отметим, что значение поперечной скорости частиц на стенке может превосходить уровень скорости вдуваемого газа. Этот эффект имеет решающее значение для динамики осаждения примеси частиц на внутреннюю поверхность трубы. Конвективная поперечная составляющая скорости потока изменяет концентрацию частиц в сечении. Рис. 7 иллюстрирует распределение концентрации примеси ($St = 100$) в трубе с

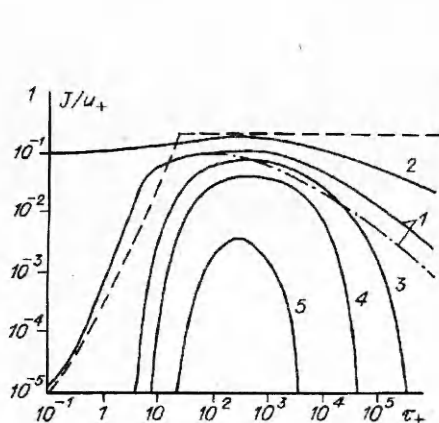


Рис. 5

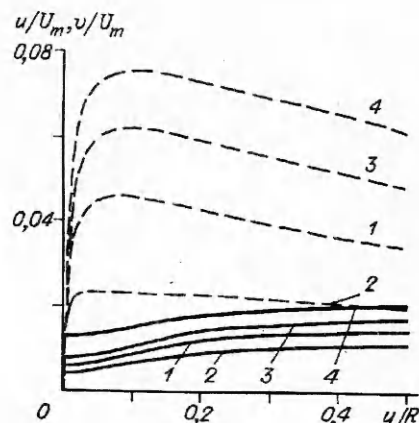


Рис. 6

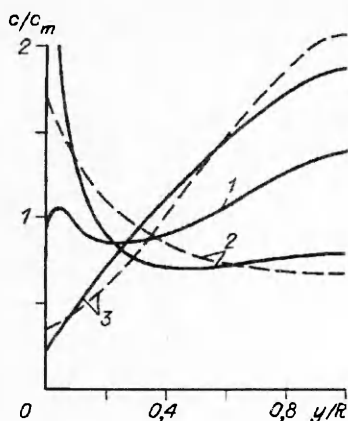


Рис. 7

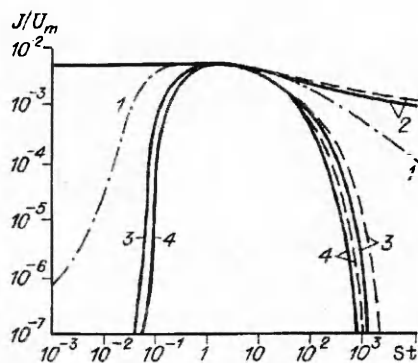


Рис. 8

поглощающими стенками ($\kappa_2 = 0$) при различных интенсивностях вдува/отсоса газа. Сплошными кривыми обозначены результаты расчета по полной системе уравнений (1.1)–(1.7), штриховыми — по алгебраическим формулам (1.8)–(1.10). Кривые 1–3 соответствуют $P_v = 0; 0,5 \cdot 10^{-2}; -0,5 \cdot 10^{-2}$. Из рис. 7 отчетливо видно увеличение концентрации на стенке при отсосе газа и снижение концентрации примеси при вдуве газа.

Интенсивность выпадения примеси определяется произведением поперечной характерной скорости хаотического движения и концентрации частиц на стенке (1.3), (1.6). На рис. 8 представлена зависимость скорости осаждения частиц в каналах ($\kappa_2 = 0$) с проницаемыми стенками в зависимости от числа Стокса. Линии 1 — результаты расчета в трубе с непроницаемыми для газа стенками, 2–4 отвечают $P_v = 0,5 \cdot 10^{-2}; -0,5 \cdot 10^{-2}; -1 \cdot 10^{-2}$, штриховые — результаты расчета по формулам (1.8)–(1.10). Видно, что отсос газа увеличивает интенсивность оседания как мелких, так и крупных частиц примеси. При помощи вдува газа можно эффективно управлять скоростью выпадения мелких ($St < 10^{-1}$) или очень крупных ($St > 10^3$) частиц примеси. Для мелких частиц поперечная скорость хаотического движения на стенке значительно ниже поперечной скорости потока. Для очень крупных частиц, слабо вовлекающихся в турбулентное движение несущего газа, флуктуационная скорость меньше поперечной скорости во всем сечении трубы. Для частиц среднего размера ($10^{-1} < St < 10^3$) существен эффект инерции, благодаря которому частицы указанного диапазона проникают в вязкий подслой со сравнительно высокой интенсивностью турбулентных пульсаций, приобретенной ими в ядре течения. Из сравнения рис. 5 и 8 видно принципиальное отличие в способах управления массопереносом примеси под воздействием внешнего поля, приложенного непосредственно к частицам примеси, и путем влияния на динамику частиц в результате искажения турбулентного течения самого потока.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shimada M., Okuyama K., Kousaka Y. et al. Enhancement of Brownian and turbulent diffusive deposition of charged aerosol particles in the presence of an electric field // *J. Colloid and Interface Sci.*— 1989.— V. 128, N 1.— P. 157–168.
2. Lin C. H., Nouri J. M., Whitelaw J. H. et al. Particle velocities in a swirling, confined flow // *Combust. Sci. and Tech.*— 1989.— V. 68.— P. 131–146.
3. Юрченко В. М. Об оптимизации условий улавливания аэрозоля на поверхности труб и каналов при турбулизации газового потока диафрагмами // *ТОХТ.*— 1992.— Т. 26, № 1.— С. 132–137.
4. Ерошенко В. М., Зайчик Л. И. Гидродинамика и теплообмен на проницаемых поверхностях.— М.: Наука, 1984.
5. Гусев И. И., Гусева Е. И., Зайчик Л. И. Модель осаждения частиц из турбулентного газодисперсного потока в каналах с поглощающими стенками // *Изв. АН СССР. МЖГ.*— 1992, № 1.— С. 172–174.

6. Деревич И. В. Расчет характеристик частиц в неоднородных турбулентных потоках // ИФЖ.— 1992.— Т. 62, № 4.— С. 539—545.
7. Kallio G. A., Reeks M. W. A numerical simulation of particle deposition in turbulent boundary layers // Int. J. Multiphase Flow.— 1989.— V. 15, N 3.— P. 143—146.
8. Abuzeid S., Busnaina A. A., Ahmadi G. Wall deposition of aerosol particles in a turbulent channel flow // J. Aerosol Sci.— 1991.— V. 22, N 1.— P. 43—62.
9. Деревич И. В., Ерошенко В. М. Граничные условия для уравнений тепло- и массопереноса грубодисперсных аэрозолей в турбулентном потоке // ИФЖ.— 1991.— Т. 61, № 4.— С. 546—553.
10. Ерошенко В. М., Ершов А. В., Зайчик Л. И. Расчет развитого турбулентного течения в трубе со вдувом и отсосом // ТВТ.— 1981.— Т. 19, № 1.— С. 102—108.
11. Деревич И. В., Ерошенко В. М. Моделирование нелокального массопереноса дисперсной примеси в турбулентных потоках газозвеси // ИФЖ.— 1990.— Т. 59, № 3.— С. 453—466.
12. Бабушка И., Витасек Э., Прагер М. Численные процессы решения дифференциальных уравнений.— М.: Мир, 1969.
13. Young J. B., Hanratty T. J. Optical studies on the turbulent motion of solid particles in a pipe flow // J. Fluid Mech.— 1991.— V. 231.— P. 665—688.
14. Liu B. J., Agarwal J. K. Experimental observation of aerosol deposition in turbulent flow // J. Aerosol Sci.— 1974.— V. 5.— P. 145—155.
15. Ganie E. N., Mastanaiah K. Investigation of droplet deposition from a turbulent gas stream // Int. J. Multiphase Flow.— 1981.— V. 7.— P. 401—422.
16. Andreussi P. Droplet transfer in two-phase annular flow // Int. J. Multiphase Flow.— 1983.— V. 9.— P. 697—713.
17. Hagiwara Y., Sato T. An experimental investigation on liquid droplets diffusion in annular-mist flow // Multiphase Transport/Ed. T. N. Verziroglu.— N. Y., 1979.— P. 27—34.

г. Москва

Поступила 12/X 1992 г.,
в окончательном варианте — 30/XI 1992 г.

УДК 624.131.22:533.9...15:625.7/8

А. Л. Бурка, В. Н. Ефименко

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНОГО НАГРЕВА ГРАНУЛ СВЯЗНОГО ГРУНТА В ПОТОКАХ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

Одним из путей сохранения темпов строительства автомобильных дорог в регионах, не имеющих месторождений каменных материалов, является применение термоукрепленных грунтов в слоях земляного полотна и дорожных одежд [1]. В условиях линейного строительства автомобильных дорог в районах, где недостаточно развиты транспортные коммуникации, характерны разбросанность и удаленность производственных баз, экономически оправдана технология, связанная с укреплением предварительно гранулированных и просушенных местных связных грунтов в реакторах, оборудованных электродуговыми плазмотронами [2].

На стадии проработки технологических аспектов производства искусственного материала в электроплазменных установках представлялось важным определить оптимальные размеры частиц грунта, подаваемых в реактор, а также температурный режим, обеспечивающий преобразование состава и свойств сырья в сжатые сроки термического укрепления. Расчеты конвективного теплопереноса в частицах связного грунта, учитывающие распределение температуры по радиусу сферы, выполнены численным методом, изложенным в [3]. Анализ результатов расчетов позволил установить оптимальные условия для технологии термоукрепления грунтов, выра-

© А. Л. Бурка, В. Н. Ефименко, 1993