

УДК 532.516.5

## ПРОЦЕСС СМЕШЕНИЯ ДВУХ ГАЗОВ ПРИ ВЫТЕСНЕНИИ ОДНОГО ГАЗА ДРУГИМ ИЗ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ОБЪЕМА

ФЕОНЫЧЕВ А. И., ФРОЛОВ А. М.

Из системы уравнений конвективного теплообмена в приближении Буссинеска получена структура течения и распределение примеси в осесимметричном цилиндрическом объеме с различными вариантами подачи и вывода газа. Проведено сравнение полученного в результате численных расчетов изменения средней концентрации примеси в исследуемом объеме с двумя предельными случаями вытеснения загрязненного газа: «газовым поршнем» и при полном перемешивании газа.

Численно исследованы зависимости полей скорости и концентрации примеси от режимных параметров (чисел Рейнольдса, Грасгофа, Шмидта, профилей скорости на входе и выходе газа), геометрических и конструктивных параметров (удлинения цилиндра, размеров подводящих и отводящих устройств).

1. В ряде технологических устройств, в производственных и жилых помещениях часто требуется обеспечить определенный состав газовой среды, который в процессе работы оборудования или жизнедеятельности человека нарушается за счет появления нежелательных газовых примесей. Очистка газовой среды от примесей может быть осуществлена наиболее простым способом — вытеснением загрязненного газа газом требуемого состава. Процессы, сопровождающие вытеснение одного газа другим, сложны и состоят в общем случае из вязкого взаимодействия газа со стенками сосуда, теплообмена между газовыми объемами различного состава, теплообмена газа со стенками.

Работ, посвященных течению и теплообмену газа в ограниченных объемах, выполнено не много. В [1] проведено численное исследование взаимодействия тепловой и вынужденной конвекции однокомпонентного газа в замкнутой прямоугольной области, имеющей подводящие и отводящие газ каналы. В [2] методом последовательных приближений решена одномерная задача распределения по длине круглой трубы примеси, осредненной по ее сечению. В работе [3] численно исследуется взаимодействие тепловой и концентрационной конвекции в проточной части химических реакторов.

В большинстве работ, посвященных численному исследованию течения и теплообмена однокомпонентных сред, а также массообмена смесей в ограниченных объемах, используется система уравнений Навье — Стокса в приближении Буссинеска. В [4, 5] показано, что для задачи смешения двух газовых объемов приближение Буссинеска справедливо, если отношение молекулярных весов газов  $M_2/M_1 \leq 1,1$ . Этот результат можно интерпретировать как условие применимости указанного приближения для уравнений Навье — Стокса при расчете течения и массообмена в газовых смесях с содержанием примесного газа, не превосходящим 10–15%.

В настоящей работе продолжено начатое в [6] численное исследование процесса смешения двух газовых сред в замкнутом цилиндрическом объеме при подводе чистого газа извне и выводе смеси.

2. **Постановка задачи.** Рассмотрим осесимметричное движение вязкого несжимаемого газа в цилиндре радиуса  $R_0$  и высотой  $H$ . В начальный момент времени цилиндр заполнен неподвижной двухкомпонентной газовой смесью с постоянной по объему концентрацией  $c_0$  одного из газов (который рассматривается как примесь к основному газу) и температурой  $T_0$ . Ускорение силы тяжести  $g$  действует вдоль оси  $z$ , ориентированной вертикально вниз. В некоторый момент времени, принятый за начало отсчета, через торец  $z=0$  начинает поступать газ с концентрацией примеси  $c_1$  и температурой  $T_0$ . Температура боковой стенки принимает значение  $T_1 > T_0$ . Данное условие позволяет определить влияние тепловой конвекции на вытеснение примеси в одном из неблагоприятных случаев проведения про-

цесса, когда тепловая конвекция приводит к образованию циркуляционных зон вблизи боковой стенки. Подвод газа производится одним из следующих способов: равномерно со средней скоростью  $v_1^*$  по всему сечению цилиндра или через осесимметричное отверстие радиуса  $R_1$ , через симметричную кольцевую щель с внутренним  $R_2$  и внешним  $R_3$  радиусами с профилем скорости, описываемым равнобочной параболой

$$v(r) = -4v_{1m}(r-R_2)(r-R_3)(R_3-R_2)^{-2} \quad (2.1)$$

где  $v_{1m}$  — максимальная скорость в щели в точке с координатой  $r = 0,5(R_3+R_2)$ .

Средняя скорость газа в щели в этом случае  $v_1^* = 2v_{1m}/3$ . Использование более точного выражения для профиля скорости в кольцевой щели, например из работы [7], нецелесообразно ввиду того, что само уточнение для рассматриваемых размеров щели невелико, а характер течения в исследуемом цилиндрическом объеме мало зависит от формы профиля скорости на входе. Это было проверено в расчетах для случая подвода газа через круглую трубу с заданием на входе параболического и равномерного профилей скорости.

Одновременно на другом конце цилиндра ( $z=H$ ) начинается течение газа через круглую выводную трубу радиуса  $R_4$  и длины  $H_1$ . На выходе из трубы ( $z=H+H_1$ ) задается профиль скорости Хагена — Пуазейля [8]

$$v(r) = 2v_2^*(1-r^2R_4^{-2}) \quad (2.2)$$

где  $v_2^*$  — средняя скорость газа в трубе, или ставится условие равенства нулю радиальной составляющей скорости и отсутствия диффузии вихря по оси  $z$ .

На всех твердых непроницаемых для газа границах расчетной области используется условие прилипания. На проницаемых участках границ для соблюдения условия постоянства расхода газа через исследуемый объем должны выполняться следующие соотношения для средних скоростей газа на входе  $v_1^*$  и выходе  $v_2^*$ :

$$v_2^* = v_1^* R_0^2 R_4^{-2} \quad (2.3)$$

для случая подвода газа по всему сечению цилиндра или

$$v_2^* = v_1^* (R_3^2 - R_2^2) R_4^{-2} \quad (2.4)$$

при подводе газа по кольцевой щели.

Система безразмерных уравнений движения и тепломассообмена для цилиндрического газового объема записывается в приближении Буссинеска в переменных функция тока  $\psi$ , вихрь  $\omega$ , температура  $\theta$ , концентрация  $\Phi$

$$\frac{\partial \omega}{\partial \tau} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial \omega}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \omega}{\partial r} = \frac{1}{\text{Re}} \left( \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} + \frac{3}{r} \frac{\partial \omega}{\partial r} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} \right) + \frac{1}{r} \left( -\frac{\partial \theta}{\partial r} \frac{\text{Gr}_r}{\text{Re}^2} - \frac{\partial \Phi}{\partial r} \frac{\text{Gr}_c}{\text{Re}^2} \right) \quad (2.5)$$

$$\omega = \frac{1}{r^2} \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial \theta}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial r} = \frac{1}{\text{Re} \cdot \text{Pr}} \left( \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} \right) \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \tau} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial \Phi}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \Phi}{\partial r} = \frac{1}{\text{Re} \text{Sc}} \left( \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} \right) \quad (2.8)$$

Здесь функция тока  $\psi$  и вихрь  $\omega$  определяются с помощью соотношений

$$u = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad v = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}, \quad \omega = \frac{1}{r} \left( \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{\partial u}{\partial z} \right)$$

Граничные условия для  $\psi$  и  $\omega$  получаются из физических условий для скорости  $v$ , описанных выше, гипотезы приближения на твердых стенках и условия симметрии на оси цилиндра. На твердых стенках граничные условия для вихря  $\omega$  аппроксимировались согласно методу, изложенному в [9]. Граничные условия для температуры и концентрации следующие:

$$z=0, \quad \theta=\Phi=0 \quad (2.9)$$

$$z=h \text{ или } z=h+h_1, \quad \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (2.10)$$

$$r=0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial r} = \frac{\partial \Phi}{\partial r} = 0 \quad (2.11)$$

$$r=1, \quad \theta=1, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial r} = 0 \quad (2.12)$$

Граничные условия (2.10) являются приближенными и основаны на предположении слабого изменения температуры смеси и концентрации примеси по потоку в выходном сечении.

В качестве масштабов выбраны: для линейного размера — радиус цилиндра  $R_0$ , для скорости —  $v_1^*$ , для времени —  $R_0(v_1^*)^{-1}$ , для давления —  $\rho(v_1^*)^2$ , для концентрации —  $\Delta c = c_0 - c_1$ , для температуры —  $\Delta T = T_1 - T_0$ . Безразмерные параметры подобия задачи: число Рейнольдса  $Re = v_1^* R_0 \nu^{-1}$ , числа Грасгофа  $Gr_T = g\beta_T \Delta T R_0^3 \nu^{-2}$ ,  $Gr_c = g\beta_c \Delta c R_0^3 \nu^{-2}$ , число Прандтля  $Pr = \nu a^{-1}$ , число Шмидта  $Sc = \nu D^{-1}$ , где  $\rho$  — плотность,  $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости,  $a$  — коэффициент температуропроводности,  $D$  — коэффициент диффузии,  $\beta_T = -\rho^{-1} \partial \rho / \partial T$  и  $\beta_c = -\rho^{-1} \partial \rho / \partial c$  — коэффициенты температурного и концентрационного расширения газа соответственно. Безразмерные температура и концентрация определены соотношениями

$$\theta = (T - T_0) (T_1 - T_0)^{-1}, \quad \Phi = (c - c_1) (c_0 - c_1)^{-1}$$

Для решения сформулированной задачи использовалась неявная конечно-разностная схема метода переменных направлений с симметричной аппроксимацией конвективных членов, примененная в работе [10], а также с аппроксимацией, предложенной А. А. Самарским [11]. Схема имеет второй порядок аппроксимации по пространству и первый по времени. Использовались равномерные сетки с количеством узлов по радиусу  $N = 20, 40$  и длине  $M = 40, 60$ , что обеспечивало погрешность вычисления функций не более 2–3%. Уравнение Пуассона для функции тока решалось итерационным способом с постоянным итерационным параметром, а также методом разделения переменных с использованием быстро преобразования Фурье. Данная расчетная схема использовалась в опубликованных ранее работах [12–14].

Расчеты проведены в следующих диапазонах безразмерных переменных:  $Re = 10-500$ ,  $Gr_T = 0-10^3$ ,  $Sc = 0,1-20$ ,  $h = 2-5$ ,  $Pr = 1,0$ . Ввиду того что рассматривался случай малого содержания примеси в основном газе, концентрационной конвекцией почти всегда можно было пренебречь, однако процесс молекулярной диффузии примеси играл во всех расчетах существенную роль.

**3. Результаты расчетов.** Прежде всего рассмотрим предельные случаи поставленной задачи, позволяющие исследовать изменение во времени средней концентрации примеси. Если подводимый чистый газ ( $\Phi = 0$ ) и первоначальный загрязненный газ ( $\Phi = 1,0$ ) не смешиваются (режим «га-

зового поршня»), то для вытеснения газа с примесью необходимо количество чистого газа, равное объему рассматриваемой области. Средняя концентрация примеси, определяемая с помощью выражения

$$\Phi^* = \frac{2}{h} \int_0^1 r dr \int_0^h \Phi(r, z) dz \quad (3.1)$$

в этом случае может быть вычислена по формуле

$$\Phi^* = 1 - \tau h^{-1} \quad (3.2)$$

Здесь  $\tau$  — безразмерное время и  $h = HR_0^{-1}$  — относительная высота цилиндрического объема.

Второй предельный случай соответствует условию полного перемешивания компонент газовой смеси. Изменение средней концентрации примеси в этом случае вычисляется по формуле

$$\Phi^* = \exp(-\tau h^{-1}) \quad (3.3)$$

В реальных условиях из-за диффузии примеси и вязкости газа не реализуется режим «газового поршня», а вследствие конечной скорости конвективного перемешивания — второй предельный режим.

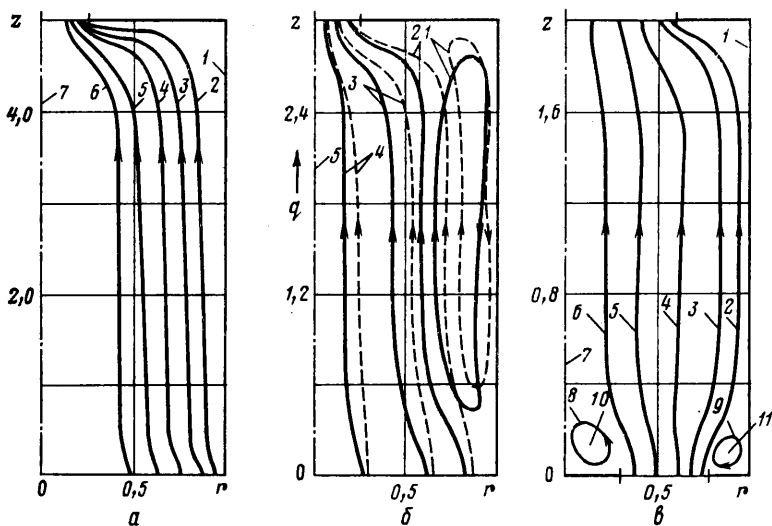
Расчет структуры течения и распределения примеси с учетом вязкости газа и диффузии примеси проведен с помощью уравнений (2.5)–(2.12). На фиг. 1, а–е показана структура течения газа в цилиндре различного удлинения для двух условий подвода газа: по всему сечению (фиг. 1, а, б) и через кольцевую щель с внутренним и внешним радиусами, равными 0,3 и 0,8 (фиг. 1, в), при учете (фиг. 1, б) и без учета тепловой конвекции (фиг. 1, а, в). Ввиду симметрии задачи относительно оси  $z$  показаны линии тока только для половины сечения цилиндра. Цифрами обозначены последовательно следующие значения функции тока  $\psi$ : для фиг. 1, а — 0, -0,05, -0,1, -0,2, -0,3, -0,4, -0,5; для фиг. 1, б — 0,02, -0,02, -0,2, -0,45, -0,5 (сплошные линии соответствуют моменту времени  $\tau = 0,712$ , пунктирные —  $\tau = 0,256$ ); для фиг. 1, в — 0, -0,01, -0,1, -0,4, -0,7, -0,9, -1,1, -1,402, 0,002, -1,404, 0,003. На выходе из расчетной области во всех трех случаях задавался профиль скорости Хагена — Пуазейля. Радиус выходного отверстия ( $r_1$ ) был равен 0,25 (фиг. 1, а, б) и 0,6 (фиг. 1, в). Число Рейнольдса для фиг. 1, а равно  $10^2$ , для фиг. 1, б — 10 (при этом число Грасгофа равно  $10^3$ ), для фиг. 1, в — 20.

Длина переходного участка, на котором происходит формирование профиля скорости, связана с числом Рейнольдса соотношением  $(zR_0^{-1})_s = 0,2 \text{ Re}$  [8]. Таким образом, для течения, показанного на фиг. 1, а, в, длина цилиндра недостаточна для формирования профиля Хагена — Пуазейля. Для смешанной конвекции (сочетание вынужденной и тепловой (фиг. 1, б)) время установления стационарного режима течения существенно увеличивается за счет медленного формирования контура тепловой конвекции вблизи боковой стенки.

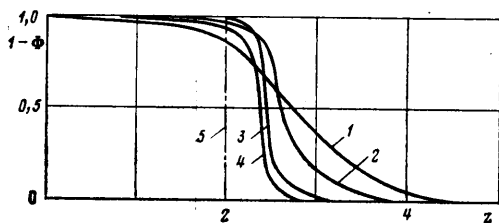
Подвод газа не по всему сечению цилиндра или учет тепловой конвекции приводят к появлению замкнутых контуров циркуляции газа (фиг. 1, б, в), в которых концентрация примеси значительно больше, чем в основном направленном потоке газа. Образование таких застойных зон обуславливает более медленное удаление примеси.

На фиг. 2 приведено распределение концентрации примеси по длине цилиндра длиной  $h=5$  в момент времени  $\tau=2$  при подводе газа равномерно по всему сечению и выводе смеси через отверстие радиуса  $r_1=0,5$ . Кривые 1–4 соответствуют числам Рейнольдса 10, 50, 100, 200. Видно, что с увеличением числа Рейнольдса происходит формирование более крутого профиля концентрации вблизи границы раздела газовых сред и приближение его к  $z$ -образному, соответствующему режиму «газового поршня» (показан на фиг. 2 штрихпунктирной прямой 5).

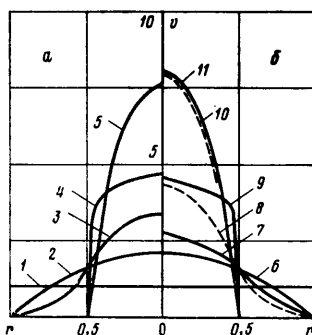
Число Шмидта влияет на распределение примеси неоднозначно: с одной стороны, увеличение коэффициента диффузии приводит к более равномерному распределению примеси по радиусу цилиндра, что благоприятствует вытеснению примеси, а с другой — к более сильному «размытию» границы раздела газовых сред и к уменьшению эффективности вытеснения смеси.



Фиг. 1

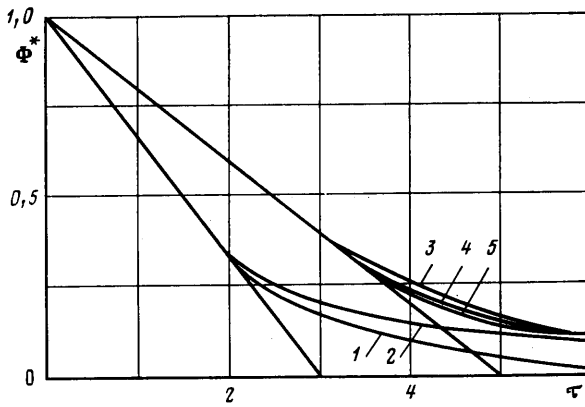


Фиг. 2

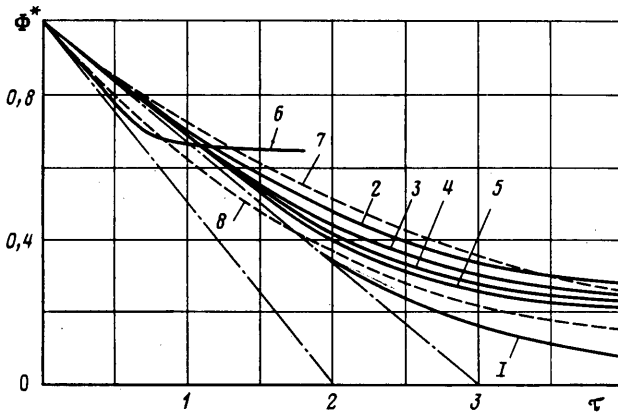


Фиг. 3

Если требуемый профиль скорости (в том числе и равномерный) во входном отверстии можно создать сравнительно просто, то регулировать распределение скорости в выходном отверстии значительно труднее, так как оно будет зависеть от характера течения во всем исследуемом объеме. Поэтому представляет интерес определить, как влияет распределение скорости в выходном сечении на структуру течения и поле концентрации примеси в объеме. С этой целью в расчетах на выходе использовались различные длины выводной трубы ( $h_1 = var$ ) и задавались различные граничные условия для скорости на выходе из трубы радиуса  $r_1 = 0,5$ . На фиг. 3 приведены результаты расчетов для  $Re = 10$ ,  $Gr_r = Gr_c = 0$ ,  $h = 5$ ,  $h_1 = 0; 1,0; 3,0$ , при равномерном профиле скорости на входе по всему сечению цилиндра. На левой половине фиг. 3 приведены профили скорости для трубы с  $h_1 = 1,0$  в сечениях  $z = 0$  (прямая 1); 4,0; 5,0; 6,0 (кривые 2–5 соответственно), когда на выходе из трубы (кривая 5) заданы условия равенства нулю радиальной скорости ( $\partial\psi/\partial z = 0$ ) и отсутствия диффузии вихря ( $\partial\omega/\partial z = 0$ ). На правой половине фиг. 3 приведены профили скорости при тех же числах Рейнольдса и Грасгофа, той же длине цилиндра ( $h = 5,0$ ), том же условии во входном сечении для двух длин выводной трубы:  $h_1 = 3,0$  и 0 (сплошная и пунктирная линии). На выходе из трубы или в выходном отверстии (при  $h_1 = 0$ ) задавался профиль Хагена — Пуазейля. Профили скорости даны для сечений  $z = 0$



Фиг. 4



Фиг. 5

(прямая 1), 4,0 (кривая 6), 4,8 (кривые 7 и 8), 5,0 (кривые 9 и 10), 8,0 — на выходе из трубы (кривая 11). Сравнение профилей скорости показывает, что для течения в цилиндрической полости отличие профиля скорости от пуазейлевского после их установления, т. е. для сечений с  $z > 2,0$ , имеет место только в зоне  $4,0 < z < 5,0$ , причем наибольшее различие наблюдается в зоне  $4,5 < z < 5,0$ . Течение в выводной трубе слабо зависит от задаваемых условий на выходе из нее.

Определение зависимости изменения средней концентрации примеси ( $\Phi^*$ ) от времени при различных условиях подачи чистого газа и различных физических свойствах смеси позволяет найти наиболее эффективные режимы проведения процесса вытеснения газа из объема. На фиг. 4 приведены результаты расчета изменения  $\Phi^*$  при равномерном подводе чистого газа через торец  $z=0$  и выводе смеси через отверстие  $r_4=0,5$  для  $h=3$  и 5. Прямые линии, идущие в точки оси абсцисс с координатами 3 и 5, описывают изменение средней концентрации примеси при вытеснении загрязненного газа в режиме «газового поршня» и определены по соотношению (3.2). Полученные данные показывают, что в диапазоне  $Re=10-300$  зависимость  $\Phi^*$  от числа  $Re$  незначительна (для кривой 3 —  $Re=50$ , 4 —  $Re=100$ , 5 —  $Re=200$ ). Более существенна зависимость  $\Phi^*$  от числа Шмидта  $Re=50$ , для кривой 1  $Sc=1$ , для кривой 2  $Sc=10$ , причем чем больше число  $Sc$ , тем дальше отклоняется кривая реального процесса вытеснения примеси от идеального режима «газового поршня».

На фиг. 5 представлены результаты расчета зависимости  $\Phi^*(\tau)$  для нескольких режимов для цилиндров относительной длины  $h=2$  и 3 при разных числах  $Re$  и при изменении условий подвода газа. Штрихпунктирные прямые соответствуют режиму «газового поршня», сплошные кривые — реальному режиму с учетом эффектов вязкости и диффузии, пунктирные кривые — другому предельному режиму (полного перемешивания газа), когда расчет ведется по соотношению (3.3), при этом кривая 7 соответствует цилиндру длиной  $h=3$ , а кривая 8 —  $h=2$ . Кривая 1 получена при  $Re=50$ ,  $r_1=1,0$ ,  $r_2=0,5$ ; кривые 2–5 — при числах Рейнольдса, равных последовательно 50, 100, 200, 400 и  $r_1=0,5$ , т. е. при подводе газа не по всему сечению цилиндра, а через трубу радиуса, равного половине радиуса цилиндра. Кривая 6 получена для цилиндра длиной  $h=2$  при числе  $Re=400$ ,  $r_1=0,25$  (радиус подводящей трубы равен четверти радиуса цилиндра) и  $r_2=0,25$ .

Полученные данные позволяют сделать вывод, что на эффективность процесса вытеснения загрязненного газа чистым наиболее сильное влияние оказывают условия подвода чистого газа (т. е. конструкция подводящего устройства) и коэффициент диффузии примеси. Наименьшее количество чистого газа требуется при равномерном подводе его по всему сечению цилиндрического объема. Изменение длины и диаметра трубы, выводящей смесь из объема, мало сказывается на величине потребного количества чистого газа. Увеличение числа Шмидта (уменьшение коэффициента диффузии примеси) приводит к более заметному отклонению от режима «газового поршня». Воздействие изменения скорости подачи чистого газа в исследованном диапазоне чисел Рейнольдса сравнительно мало.

При подводе чистого газа равномерно по всему сечению изменение средней концентрации примеси в объеме, полученное с учетом эффектов вязкости и диффузии, отклоняется от линейного закона режима «газового поршня» в моменты времени  $\tau_1 \approx (0,6-0,65)\tau_0$ , где  $\tau_0 = HR_0^{-1}$  — время вытеснения в режиме «газового поршня». Если газ подводится через отверстие радиуса  $r_1=0,5$ , то этот момент наступает раньше, при  $\tau_1 \approx 0,35\tau_0$ , если же  $r_1=0,25$ , то  $\tau_1 \approx 0,2\tau_0$ . Таким образом, проведенное исследование позволило определить оптимальный способ подачи чистого газа, найти степень очистки газового объема от примеси при заданном количестве чистого газа или при заданной степени очистки — потребное его количество.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Абрамов Н. Н., Варпаев В. Н., Перекальский В. М.* Конвекция вязкого несжимаемого газа в прямоугольных областях, имеющих подводящие и отводящие каналы. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 5, с. 126–131.
2. *Марон В. И.* Распределение примеси в ламинарном потоке в круглой трубе. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1972, № 3, с. 97–103.
3. *Герасимов Б. П., Калачинская И. С.* Численное исследование тепловой и концентрационной конвекции в химических реакторах. — В кн.: Изучение гидродинамической неустойчивости численными методами. М.: Сб. тр. ИПМ им. М. В. Келдыша АН СССР, 1980, с. 210–227.
4. *Никулин Д. А.* О применимости приближения Буссинеска для решения задач нестационарной концентрационной естественной конвекции. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, № 5, с. 153–155.
5. *Никулин Д. А., Потехин Г. С., Стрелец М. Х.* Приближенная система уравнений для описания нестационарной концентрационной естественной конвекции в бинарных газовых смесях. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 5, с. 57–61.
6. *Долгих Г. А., Феоньчев А. И., Фролов А. М.* Численное исследование процесса смешения двух газовых сред при подаче одного газа и выводе смеси из цилиндрического объема. — Тез. докл. 2-го Всесоюз. семинара по гидромеханике и тепло-массообмену в невесомости. Пермь, 1981, с. 70–72.
7. *Галицейский Б. М., Данилов Ю. И., Дрейцер Г. А., Кошкин В. К.* Теплообмен в энергетических установках космических аппаратов. М.: Машиностроение, 1975, с. 271.
8. *Шлихтинг Г.* Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 711 с.

9. Кускова Т. В., Чудов Л. А. О приближенных граничных условиях для вихря при расчете течений вязкой несжимаемой жидкости.— В сб.: Вычисл. методы и программирование. Вып. 11. М.: Изд-во МГУ, 1968, с. 27—31.
10. Полежаев В. И. Нестационарная ламинарная тепловая конвекция в замкнутой области при заданном потоке тепла.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1970, № 4, с. 109—117.
11. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1977. 656 с.
12. Феоньчев А. И. Численное исследование процессов тепломассообмена при кристаллизации в условиях действия слабых ускорений массовых тел.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 1, с. 186—192.
13. Фролов А. М. Смешанная вынужденная и свободная ламинарная конвекция в прямоугольной области.— В сб.: Числ. методы в аэродинамике. Вып. 3. М.: Изд-во МГУ, 1978, с. 58—74.
14. Долгих Г. А., Феоньчев А. И. Численное исследование процессов тепло- и массообмена при направленной кристаллизации в условиях невесомости.— В кн.: Пробл. мех. и теплообмена в космич. техн. М.: Машиностроение, 1982, с. 224—232.

Москва

Поступила в редакцию  
25.VII.1984