

УДК 532.516:532.525.2

© 2006 г. В. К. АХМЕТОВ, В. Я. ШКАДОВ, В. П. ШКАДОВА

СМЕШЕНИЕ НАГРЕТЫХ ГАЗОВ В ОСЕСИММЕТРИЧНОМ КАНАЛЕ С ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ЗАКРУТКОЙ ПОТОКА

Численно исследована задача о смешении турбулентных нагретых газов в осесимметричном канале с произвольной формой боковой поверхности и предварительной закруткой потока. Рассчитаны поля течений, распределения температур и концентраций при различных условиях на входе в канал.

Ключевые слова: закрученные течения, смешение газов, уравнения Навье–Стокса, метод поверхностей равных расходов.

Задача о смешении нагретых газов актуальна в связи с разработкой экологически чистой технологии сжигания природного топлива в современных ТЭЦ. Комбинированные высотные сооружения, предназначенные для этой цели, объединяют дымовую трубу и мокрую градирню. Принцип работы такого устройства состоит в следующем. Дымовой газ, предварительно очищенный в установке сероудаления, подается в нижней части вытяжной башни в поток воздуха, разогретого в теплообменнике. При движении по вытяжной трубе поток дыма смешивается с теплым воздухом и за счет естественной тяги удаляется в атмосферу.

Проектируемые сооружения должны удовлетворять ряду требований. Температура выводимых газов не должна опускаться ниже определенного предела, при котором происходит конденсация, приводящая к коррозии трубы. Скорость выхода газов должна быть более 4 м/с во избежание задувания ветра в трубу. Концентрация веществ, выбрасываемых в атмосферу, должна быть в пределах допустимых норм.

Одно из перспективных направлений повышения эффективности работы комбинированных высотных сооружений связано с использованием предварительной закрутки потока дымовых газов на входе в вытяжную трубу. Закрутка потока позволяет значительно интенсифицировать процессы тепло- и массообмена, способствовать улучшению смешения нагретых газов, снижать концентрацию вредных примесей на выходе из трубы, препятствовать образованию отрыва потока у стенок трубы.

Общая постановка задачи о смешении двух неизотермических турбулентных потоков основана на использовании полных уравнений Рейнольдса. Эта система замыкается добавлением какой-либо модели (алгебраической или дифференциальной) турбулентности, она достаточно сложна, и ее решение трудоемко. Упрощенная модель базируется на параболизированных уравнениях Навье–Стокса, что ограничивает область ее применения безотрывными течениями. Однако для течений в вытяжной трубе по механическому смыслу рассматриваемой задачи интерес представляют именно безотрывные течения.

В [1] предложен эффективный метод решения уравнений пограничного слоя, в котором исходная система сводится к обыкновенным дифференциальным уравнениям, записанным на линиях тока. Для изучения процесса смешения двух незакрученных турбулентных потоков этот метод успешно применялся в [2]. Цель настоящей работы – развитие и продолжение этих исследований, обобщенное на случай течений с закруткой.

1. Постановка задачи. Рассматривается задача о смешении нагретых газов в осесимметричной трубе, боковая поверхность которой в цилиндрической системе координат r, φ, z задается уравнением $R(z)$. Закрученный поток дымового газа поступает в центральную часть ($0 \leq r \leq R_1$) входного сечения ($z = 0$) этой трубы. Внешний незакрученный поток теплого воздуха подается коаксиально ($R_1 \leq r \leq R_0 = R(0)$). Установившееся турбулентное закрученное течение смеси нагретых газов описывается уравнениями сохранения массы смеси, импульса, энергии и массы примесей, которые в приближении пограничного слоя имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial(r\rho U)}{\partial z} + \frac{\partial(r\rho V)}{\partial r} &= 0 \\ \frac{\partial[(p + \rho U^2)r]}{\partial z} + \frac{\partial(\rho r UV)}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial r}(r\tau) - \rho gr \\ \frac{\partial(r\rho UH)}{\partial z} + \frac{\partial(r\rho VH)}{\partial r} &= \frac{\partial(rq)}{\partial r} + \rho VW^2 + \mu r \left(\frac{\partial W}{\partial r} - \frac{W}{r} \right)^2 \\ \frac{\partial(r\rho UE_i)}{\partial z} + \frac{\partial(r\rho VE_i)}{\partial r} &= \frac{\partial(\mu r \gamma_i)}{\partial r} \end{aligned} \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial(r\rho UW)}{\partial z} + \frac{\partial(r\rho VW)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu r \frac{\partial W}{\partial r} \right) - \frac{\rho VW}{r} - \mu \frac{W}{r^2}$$

$$h = c_p T, \quad H = h + \frac{U^2}{2} + gz, \quad q = \frac{1}{\sigma} \mu \frac{\partial}{\partial r} (h + 0.5 \sigma U^2)$$

$$\gamma_i = \frac{1}{\sigma_\alpha} \frac{\partial E_i}{\partial r}, \quad \sigma = \frac{1}{\lambda} \mu c_p, \quad \tau = \mu \frac{\partial U}{\partial r}$$

Здесь приняты обозначения: U, V, W – осевая, радиальная и азимутальная составляющая скорости соответственно, μ – динамическая вязкость, g – ускорение силы тяжести, T – температура, c_p – удельная теплоемкость, h – энтальпия, H – полная энтальпия, q – тепловой поток, E_i – концентрация примесей, γ_i – массовый поток примесей, σ, σ_α – числа Прандтля, τ – сила трения.

Применим метод поверхностей равных расходов [1]. В цилиндрической системе координат r, φ, z определим гладкие линии $r = \delta_n(z)$, $n = 0, 1, 2, \dots, N$, каждая из которых представляет линию тока и удовлетворяет уравнению

$$U \frac{\partial \delta_n}{\partial z} = V(r = \delta_n(z)) \quad (1.2)$$

Сетка линий $\delta_n(z)$ заранее неизвестна и строится вместе с решением. Очевидно, что $\delta_0 = 0$ – ось симметрии, а $\delta_N = R(z)$ – стенка канала. Газодинамические функции вычисляются на промежуточных линиях

$$r = \delta_{n+1/2}(z) = \frac{1}{2}(\delta_n + \delta_{n+1}), \quad n = 0, 1, 2, \dots, N-1$$

Каждое уравнение из системы законов сохранения (1.1) может быть записано в виде

$$\frac{\partial(r\rho UA)}{\partial z} + \frac{\partial(r\rho VA)}{\partial r} = \frac{\partial Q}{\partial r} - \varepsilon_A \omega r$$

$$A = \{1, U, H, E, W\}, \quad Q = \{0, r\tau, rq, r\mu\gamma_i, \mu r \partial W / \partial r\}$$

$$\varepsilon_A = 1, \quad \omega = \frac{\partial p}{\partial z} + \rho g z \quad (A = U) \tag{1.3}$$

$$\varepsilon_A = 1, \quad \omega = -\frac{\rho V W^2}{r} - \mu \left(\frac{\partial W}{\partial r} - \frac{W}{r} \right)^2 \quad (A = H)$$

$$\varepsilon_A = 1, \quad \omega = \frac{\rho V W}{r} + \mu \frac{W}{r} \quad (A = W)$$

$$\varepsilon_A = 0 \quad (A = 1, E)$$

Интегрируя уравнение (1.3) по r от $r = \delta_n$ до $r = \delta_{n+1}$ и учитывая (1.2), получим

$$\frac{d}{dz} \int_{\delta_n}^{\delta_{n+1}} (r \rho U A) dr = Q|_{\delta_n}^{\delta_{n+1}} - \varepsilon_A \omega \frac{1}{2} (\delta_{n+1}^2 - \delta_n^2) \tag{1.4}$$

$$\frac{d}{dz} \int_{\delta_n}^{\delta_{n+1}} (r \rho U) dr = 0$$

Рассматривая в качестве неизвестных функции

$$f_{n+1/2} = \frac{1}{2} (\delta_{n+1}^2 - \delta_n^2), \quad n = 0, 1, 2, \dots, N-1$$

получим из (1.4) систему обыкновенных дифференциальных уравнений на каждой линии $r = \delta_{n+1/2}(z)$

$$\begin{aligned} U\dot{U} &= \frac{1}{\rho f} R_u - \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \pi_T \frac{1}{\rho} \dot{p} - \pi_g \\ U\dot{T} &= \frac{1}{\rho f} R_T - \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) U \frac{1}{\rho} \dot{p} + \frac{1}{\rho} \frac{\pi_w^2}{\pi_T} G_T \\ U\dot{E} &= \frac{1}{\rho f} R_E \end{aligned} \tag{1.5}$$

$$U\dot{W} = \frac{1}{\rho f} R_w + \frac{1}{\rho} G_w$$

$$\frac{\dot{f}}{f} = -\frac{\dot{p}}{p} + \frac{\dot{T}}{T} - \frac{\dot{U}}{U}$$

Здесь точка означает дифференцирование по z . Система уравнений (1.5) записана в безразмерном виде. Для этого U, T, ρ, E, p, W отнесены соответственно к максимальным значениям $U_1, T_1, \rho_1, E_1, p_1, W_1$ внутренней струи на входе $z = 0$ в канал, а f – к R_0^2 . Три безразмерных параметра системы (1.5)

$$\pi_g = \frac{R_0 g}{U_1^2}, \quad \pi_w = \frac{W_1}{U_1}, \quad \pi_T = \frac{c_p T_1}{U_1^2} = \frac{1}{M^2(\gamma - 1)}$$

представляют собой число Фруда, параметр закрутки и аналог числа Маха M .

В рассматриваемом приближении давление определяется уравнением

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{\pi_w^2}{\pi_T} \rho \frac{W^2}{r}$$

которое после интегрирования может быть записано в виде

$$p(z, r) = p^w(z, r) + p_0(z), \quad p^w(z, r) = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{\pi_w^2}{\pi_T} \int_0^r \rho \frac{W^2}{r} dr$$

Для нахождения $p(z, r)$ вычисляется $p^w(z, r)$ по формуле средних, рассчитывается $\dot{p}^w(z, r)$ по рекуррентным соотношениям

$$\dot{p}_1^w = \alpha_{1/2} f_{1/2}, \quad \dot{p}_{n+1}^w = \dot{p}_n^w + \alpha_{n+1/2} f_{n+1/2}, \quad n = 1, 2, \dots, N-1$$

$$\dot{p}_{n+1/2}^w = 0.5(\dot{p}_n^w + \dot{p}_{n+1}^w), \quad n = 0, 1, 2, \dots, N-1$$

$$\alpha_{n+1/2} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{\pi_w^2}{\pi_T} \rho f \left(2W\dot{W} - W^2 \frac{\dot{U}}{U} \right) \Big|_{\delta_{n+1/2}}$$

и определяется $p_0(z)$ интегрированием уравнения

$$\begin{aligned} \dot{p}_0 \sum_{n=0}^{N-1} g_{n+1/2} + \sum_{n=0}^{N-1} \dot{p}^w g_{n+1/2} = \\ = R\dot{R} - \sum_{n=0}^{N-1} \left(\pi_g \frac{f_{n+1/2}}{U^2} + \frac{R_T}{\rho UT} + \frac{f_{n+1/2}}{\rho UT} \pi_w^2 \frac{G_T}{\pi_T} - \frac{R_u}{\rho U^2} \right) \end{aligned} \quad (1.6)$$

$$g_{n+1/2} = -\frac{f_{n+1/2}}{\gamma(p^w + p_0)} + \left(1 - \frac{1}{\gamma} \right) \pi_T f_{n+1/2} \frac{1}{\rho U^2}$$

Плотность ρ на каждой линии вычисляется по формуле

$$\rho(z, \delta_{n+1/2}) = \frac{p(z, \delta_{n+1/2})}{T(z, \delta_{n+1/2})} \quad (1.7)$$

В уравнения (1.5), (1.6) входят диссипативные члены

$$\begin{aligned} R_u = \left[r\mu \frac{\partial U}{\partial r} \right], \quad R_w = \left[r\mu \frac{\partial W}{\partial r} \right], \quad R_E = \frac{1}{\sigma_\alpha} \left[r\mu \frac{\partial E}{\partial r} \right] \\ R_T = \frac{1}{\sigma} \left[r\mu \frac{\partial T}{\partial r} \right] + \frac{1}{\pi_T} \left(\left[r\mu U \frac{\partial U}{\partial r} \right] - U \left[r\mu \frac{\partial U}{\partial r} \right] \right) \end{aligned} \quad (1.8)$$

$$G_T = \mu \left(\frac{\partial W}{\partial r} - \frac{W}{r} \right)^2 + \frac{\rho VW^2}{r}, \quad G_w = -\frac{\rho VW}{r} - \mu \frac{W}{r^2}$$

где величина в скобках означает $[Q] = Q_{n+1} - Q_n$. Таким образом, задача сводится к интегрированию $5N + 1$ уравнений системы (1.5), (1.6) с учетом выражений (1.7), (1.8).

Граничные условия на оси течения для неизвестных $A = \{U, W, T, E\}$ системы (1.5) следуют из условий симметрии. В пристенной части течения по мере движения газа развивается пограничный слой. Имеются следующие оценки для расстояния от входа до точки смыкания пограничного слоя в центре канала: $l \sim 100\text{--}200R_0$ при турбулентном течении, $l \sim 0.06\text{Re}R_0$ – при ламинарном. В данном исследовании рассматриваются течения на участке $l \sim 2R_0$, поэтому пограничный слой является тонким и можно считать, что зона равномерного течения простирается до стенки. В силу этого можно принять

$$\frac{\partial A}{\partial r} = 0 \quad (\delta = 0; R(z))$$

Система уравнений (1.5)–(1.8) замыкается заданием модели турбулентности. Принимается алгебраическая модель на основе представления о величине длины пути смешения l_i Прандтля, которая для закрученных течений связана с турбулентной вязкостью ν_{ii} следующим образом:

$$l_i^2 = \nu_{ii} \left\{ \left(\frac{\partial V_z}{\partial r} \right)^2 + \left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{V_\varphi}{r} \right) \right]^2 \right\}^{-1/2} \quad (1.9)$$

где индекс i принимает значения z для осевого направления и φ для азимутального. Безразмерные значения эмпирических констант задавались равными: $l_z/R_0 = 0.068$; $l_\varphi/R_0 = 0.034$. Данные значения получены в экспериментах [3] для закрученных течений типа газовых завес. Проведенные в [4, 5] исследования показали, что при использовании этих значений l_z и l_φ имеется хорошее соответствие численных результатов с экспериментальными данными.

2. Тестирование метода. Для течений без закрутки тестирование изложенного метода проводилось в [2]. Рассматривалась задача о смешении двух равномерных потоков одного газа в цилиндрическом канале при постоянной температуре без учета силы тяжести. Результаты сравнивались с численными решениями [6], полученными на основе полных уравнений Навье–Стокса и дифференциальной $k - \epsilon$ модели турбулентности. Распределение скоростей в начальном сечении $z = 0$ задавалось следующим образом:

$$U = U_1 = 1, \quad 0 \leq r \leq r_1; \quad U = U_2 = 0.1, \quad r_1 < r \leq 1 \quad (2.1)$$

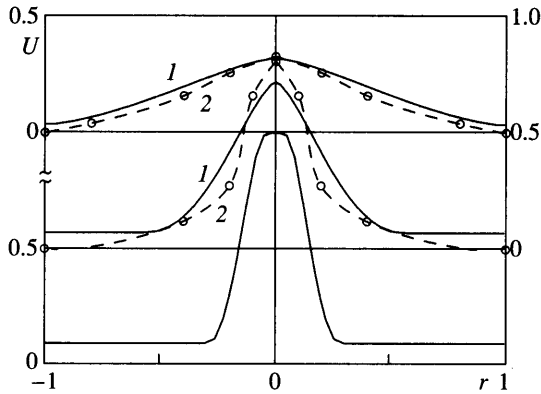
где $r_1 = 0.12$. Профили скорости, полученные численным решением задачи (1.5)–(1.8) с условиями (2.1), представлены на фиг. 1. По сравнению с результатами [6] отличие в распределениях скорости незначительное.

В расчетах [2] величина l_z в (1.9) определялась через полуширину зоны смешения $b_{1/2}(z)$: $l_z = c b_{1/2}(z)$, где $c = 0.23$ – эмпирическая константа, а $b_{1/2}(z) = r_{1/2}$ – такое, что $U(r_{1/2}) = 0.5$. Для рассчитанных профилей скорости $r_{1/2} = 0.4\text{--}0.5$ (фиг. 1). Поэтому данное значение константы c соответствует $l_z = 0.11$, полученному в экспериментах [3] для течений без закрутки.

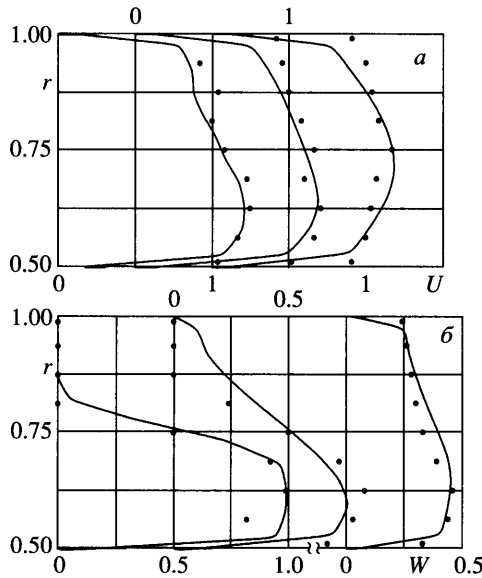
Для тестирования изложенного метода расчета закрученных течений использовались данные экспериментов [7] по смешению двух коаксиальных изотермических потоков в отсутствие примесей. Течение рассматривалось в кольцевом канале ($0.5 \leq r \leq 1$), на вход которого внутренний поток поступал с предварительной закруткой, а внешний – незакрученным. Распределение скоростей при $z = 0$ задавалось следующим образом:

$$U = 1.2, \quad W = 1, \quad 0.5 \leq r \leq 0.75; \quad U = 0.8568, \quad W = 0, \quad 0.75 \leq r \leq 1 \quad (2.2)$$

Здесь U отнесена к среднерасходной скорости, а W – к максимальному значению азимутальной скорости на входе в канал. В этом случае массовое отношение расходов внутреннего и внешнего потоков равнялось единице, а параметр закрутки принимал значе-



Фиг. 1. Сравнение рассчитанных профилей (кривые 1) для незакрученных течений с данными [6] (кривые 2) при $z = 0.1; 2; 4$



Фиг. 2. Сравнение рассчитанных профилей осевой (а) и азимутальной (б) скоростей с экспериментами [7] при $z = 0.06, 1.56, 4.56$

ние $\pi_w = 0.833$. Граничные условия для скорости на стенках канала определялись в соответствии с логарифмическим законом.

Профили осевой и азимутальной скоростей, полученные численным решением задачи (1.5)–(1.8) с условиями (2.2), представлены на фиг. 2, а, б соответственно. Точками отмечены данные экспериментов [7]. Сравнение показывает достаточно хорошее соответствие теории с экспериментом и подтверждает возможность применения используемой математической модели для описания процессов смешения двух турбулентных потоков при наличии закрутки.

3. Результаты численного решения. Расчеты проводились при следующих распределениях в начальном сечении $z = 0$:

$$\begin{aligned} U(r) &= U_1 = 1, \quad W(r) = W_1(r), \quad T(r) = T_1 = 1, \quad E(r) = E_1 = 1, \quad 0 \leq r \leq r_1 \\ U(r) &= U_2, \quad W(r) = W_2, \quad T(r) = T_2, \quad E(r) = E_2, \quad r_1 < r \leq 1 \end{aligned} \quad (3.1)$$

где $r_1 = R_1/R_0$. Область решения определялась длиной $z_0 = 2.2R_0$, боковая поверхность принималась либо цилиндрической $R_0 = 1$, либо задавалась уравнением $R(z) = 1 - 0.15z$.

В качестве начального профиля азимутальной скорости для внутреннего потока в (3.1) принималось следующее распределение:

$$\begin{aligned} W_1(r') &= A \frac{1}{r'} (1 - e^{-Br'^2}), \quad 0 \leq r' \leq r'_c \\ W_1(r') &= b_0 + b_1 r' + b_2 r'^2, \quad r'_c \leq r' \leq 1 \\ r' &= r/r_1, \quad r'_c = 0.9r_1 \end{aligned} \quad (3.2)$$

В этом случае закрутка потока вблизи оси $r = 0$ осуществляется по закону твердого тела, достигает максимума при $r' = 0.4$, далее убывает подобно свободному вихрю и обращается в нуль при $r' = 1$. Распределение (3.2) соответствует экспериментам по изучению закрученных течений в осесимметричных каналах и использовалось в ряде численных исследований (например, в [5]). Значения коэффициентов b_0, b_1, b_2 определялись из условий непрерывности функции $W_1(r')$ и ее производной в точке сшивания r'_c и равнялись $-43.149, 97.921, -54.773$ соответственно.

Типичные значения параметров комбинированных высотных сооружений составляют: диаметр основания 90 м, высота 100 м, расход дымовых газов во внутреннем потоке $300 \text{ м}^3/\text{с}$ при температуре газов 120°C , расход воздуха для внешнего потока $5000 \text{ м}^3/\text{с}$ при температуре газов 70°C . В соответствии с этим значения безразмерных величин в расчетах задавались равными

$$U_2 = 0.05 - 0.4; \quad T_2 = 0.5 - 0.9; \quad E_2 = 0, 1$$

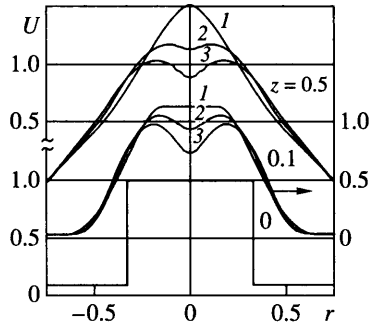
$$\sigma = 0.72; \quad \pi_g = 6.45; \quad \pi_T = 5754; \quad \pi_w = 0 - 1.35$$

Вычисления проводились для двух значений радиуса внутренней струи $r_1 = 0.15; 0.33$. В качестве базового набора начальных параметров течения полагалось $U_2 = 0.1, T_2 = 0.8, E_2 = 1, R_0 = 1, r_1 = 0.33$.

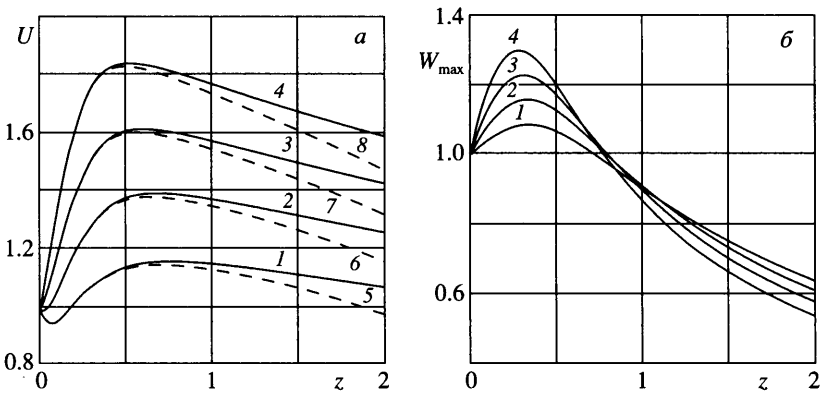
Для оценки точности получаемых решений проводились тестовые расчеты при разном значении количества линий тока N . Установлено, что при увеличении числа линий тока $N > 40$ результаты практически не меняются. Поэтому в большинстве расчетов принималось $N = 50$.

Основное внимание при исследовании процесса смешения двух нагретых газов уделялось влиянию закрутки внутренней струи на характеристики течения. В распределении осевой скорости (фиг. 3) прослеживается важный эффект – закрутка внутренней струи приводит к замедлению потока. Начиная со значения $\pi_w = 1$, отмечается минимум в распределении U на оси течения $r = 0$ при $z = 0.1, 0.5$ (кривые 2). С увеличением закрутки до $\pi_w = 1.3$ торможение потока на оси приобретает еще более выраженный характер (кривые 3). При закрутке $\pi_w > 1.35$ осевая скорость U на оси резко уменьшается на небольшом расстоянии $z \approx 0.03$ от входного сечения и может принимать отрицательные значения. Дальнейший расчет на основе параболизированных уравнений провести не удастся, и необходимо рассматривать полные уравнения Навье–Стокса.

Другой эффект в распределении осевой скорости связан с разгоном струи за счет действия подъемной силы. Для базового набора начальных параметров потока в отсутствии закрутки $\pi_w = 0$ осевая скорость U на участке $z \leq 0.5$ увеличивается в 1.5 раза, за-



Фиг. 3. Профили осевой скорости при закрутке $\pi_w = 0; 1; 1.3$ (кривые 1–3) в различных сечениях $z = \text{const}$

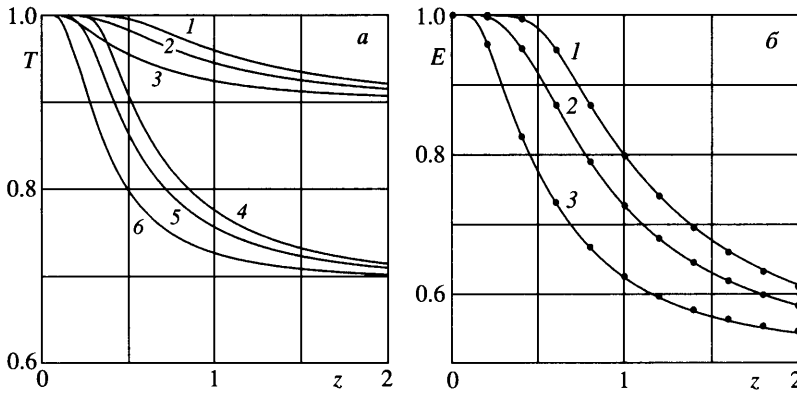


Фиг. 4. Распределение осевой скорости на оси $r = 0$ при $\pi_w = 1$ (а) и максимальной азимутальной скорости (б) при $\pi_w = 0.2$; $T_2 = 0.8; 0.7; 0.6; 0.5$; $R(z) = 1$ (кривые 1–4), $R(z) = 1 - 0.15z$ (кривые 5–8)

тем с ростом z она уменьшается, но даже на выходе из канала поток имеет большую осевую скорость, чем на входе (фиг. 3, кривая 2). С увеличением закрутки этот эффект уменьшается.

В распределении азимутальной скорости наиболее важное свойство заключается в следующем. При слабой закрутке $\pi_w = 0.2$ за счет действия подъемной силы, обусловленной разностью температур, поток увеличивает скорость своего вращения. При этом максимальная азимутальная скорость на начальном участке канала возрастает и достигает значения $W_{\max} = 1.09$ при $z = 0.34$. Умеренная закрутка $\pi_w = 1$ полностью ликвидирует эффект усиления вращения потока, и максимум азимутальной скорости монотонно убывает вдоль оси течения. При выбранных начальных параметрах течения поток на выходе из канала остается закрученным. По мере удаления от входного сечения происходит выравнивание в распределении азимутальной скорости по r , а ее максимальное значение смещается в сторону стенки канала.

Эффекты разгона и увеличения скорости вращения течения на начальном участке канала еще нагляднее проявляются при увеличении перепада температур T_1/T_2 между внутренней струей газа и внешним потоком воздуха (фиг. 4). Для умеренного перепада температур (фиг. 4, а, кривая 1) в непосредственной близости от входного сечения $z \approx 0.1$ закрутка потока сначала приводит к незначительному уменьшению осевой скорости до



Фиг. 5. Распределение температуры (а) и концентрации (б) на оси $r = 0$ при $\pi_w = 0.2$ 0,5; 1,3; $T_2 = 0.8$ (кривые 1–3) и $T_2 = 0.5$ (кривые 4–6)

$U \approx 0.98$. Затем за счет действия подъемной силы осевая скорость возрастает и в случае большого перепада температур может достигать значения $U = 1.8$ при $z \approx 0.6$ (кривая 4). Скорость потока на выходе из канала также превышает начальное значение. Большая скорость газового потока, покидающего устье вытяжной трубы, способствует повышению устойчивости начального участка струи в атмосфере при наличии ветра.

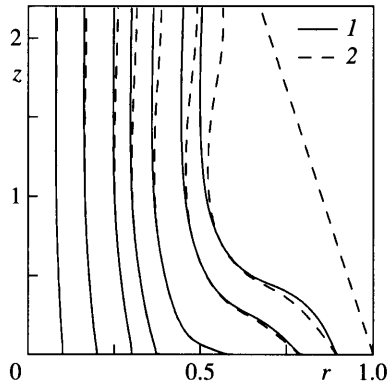
Максимальная азимутальная скорость W_{\max} при слабой закрутке $\pi_w = 0.2$ может увеличиваться в 1.3 раза и не снижаться до начального значения $W = 1$ при $z \leq 0.75$ (фиг. 4, б кривая 4). Для умеренной закрутки $\pi_w = 1$ и прежних значений T_1/T_2 величина W_{\max} может увеличиваться в 1.15 раза, а соответствующая область со значением $W \geq 1$ располагается дальше от входного сечения при $z \leq 1$.

Во всех случаях температура уменьшается с ростом z (фиг. 5, а). Закрутка потока способствует более быстрому выравниванию температур по длине канала. Протяженность области выравнивания температур слабо зависит от значения температуры внешнего потока и определяется в основном величиной закрутки внутренней струи.

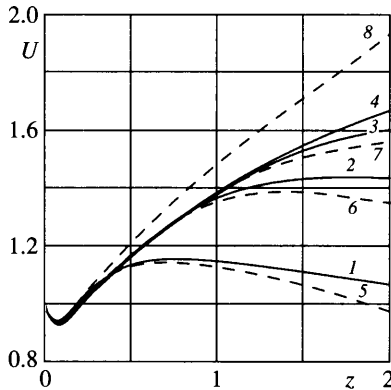
Благоприятный эффект прослеживается в изменении начальной концентрации примеси вдоль оси течения (фиг. 5, б), при котором концентрация вредных примесей на выходе из канала уменьшается почти в 2 раза. С увеличением закрутки благодаря эффективному смешению потоков концентрация примесей снижается на более близком расстоянии от входного сечения. На выходе из вытяжной трубы значение концентрации незначительно зависит от начальной закрутки внутренней струи.

Все изложенные выше результаты вычислений относились к течениям в цилиндрическом канале. Расчеты для случая течений с наклонной боковой поверхностью канала, задаваемой уравнением $R(z) = 1 - 0.15z$, изображены штриховыми линиями на фиг. 4, 6, 7 и точками на фиг. 5, б. Сравнение полученных результатов показывает, что на начальном участке течения $z \leq 0.5$ все характеристики потока не меняются. Далее вниз по течению их отличие незначительно. Осевая скорость на выходе из канала для течений с наклонными стенками даже немного меньше, чем для цилиндрического (фиг. 4, а). Это объясняется тем, что при выбранных значениях параметров течения основной поток газа выходит из центральной части ($0 \leq r \leq 0.6$) вытяжной трубы. В пристенной области течения на выходе из канала значения осевой скорости составляют $U \approx 0.02 - 0.05$ в зависимости от закрутки потока.

Наглядное представление как организовано течение внутри вытяжной трубы можно получить из фиг. 6. Линии тока достаточно быстро сходятся к центру по мере увеличения расстояния z . Эту информацию можно использовать для профилирования стенок



Фиг. 6. Линии тока при $\pi_w = 1$, $r_1 = 0.33$, $T_2 = 0.8$, $U_2 = 0.2$; 1 – $R(z) = 1$; 2 – $R(z) = 1 - 0.15z$



Фиг. 7. Распределение скорости на оси $r = 0$ при $\pi_w = 1$, $U_2 = 0.1$; 0.2 ; 0.3 ; 0.6 ; $R(z) = 1$ (кривые 1–4), $R(z) = 1 - 0.15z$ (кривые 5–8)

вытяжной трубы с целью сокращения габаритов возводимого сооружения, уменьшения расходов на материалы и повышения устойчивости конструкции. Начиная с $U_2 = 0.35$, осевая скорость на выходе превышает соответствующее значение для цилиндрического канала; при $U_2 = 0.6$ – примерно в 1.2 раза (фиг. 7).

Расчеты, проведенные при меньшем значении радиуса внутренней струи $r_1 = 0.15$, показали, что распределения основных характеристик потока качественно не меняются. Некоторые различия по сравнению с $r_1 = 0.33$ заключаются в следующем. Эффект увеличения начальной закрутки потока при базовом наборе параметров и значениях $\pi_w = 0.2$; 1 ; 1.3 не отмечается. Незначительное дополнительное вращение потока наблюдается для течений с большим перепадом температур $T_2 = 0.6$; 0.5 ; 0.4 и малой закрутке $\pi_w = 0.2$. В то же время максимальная концентрация примеси на выходе из канала уменьшается сильнее (примерно в 4 раза по сравнению с начальным сечением).

Заключение. Приведенные примеры расчетов дают достаточно подробное представление о поле течения, распределении температур и концентраций при различных условиях на входе в канал и форме его боковой поверхности. Начальная закрутка способствует интенсификации процесса смешения. Для течений в вытяжной трубе интерес

представляет слабая и умеренная закрутка внутренней струи дымовых газов, при которой в потоке наблюдается эффект дополнительного вращения. Сильная закрутка ($\pi_w > 1.35$) приводит к резкому торможению потока и возможному образованию приосевой зоны возвратного течения.

Разработанный метод позволяет проводить поиск наиболее оптимальных режимов течения в комбинированных высотных сооружениях и других устройствах для выброса в атмосферу дыма и газов, содержащих вредные примеси, с целью обеспечения наименьшего экологического ущерба.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 03-01-00042, 06-01-00778).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шкадов В.Я. Некоторые методы и задачи теории гидродинамической устойчивости // Науч. тр. Ин-та механики МГУ. 1973. № 25. 122 с.
2. Шкадов В.Я., Шкадова В.П. Гидродинамика экологически чистых систем удаления дымовых газов // Отчет Ин-та механики МГУ. 1994. № 4349. 49 с.
3. Кутателадзе С.С., Волчков Э.П., Терехов В.И. Аэродинамика и тепломассообмен в ограниченных вихревых потоках. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР. 1987. 283 с.
4. Ахметов В.К., Шкадов В.Я. Взаимодействие струи с кольцевым закрученным потоком // Изв. РАН. МЖГ. 1995. № 2. С. 39-46.
5. Ахметов В.К., Шкадов В.Я. Численное исследование рециркуляционных зон в вихревой камере // Аэромеханика и газовая динамика. 2003. № 3. С. 39-45.
6. Khodadadi J. M., Vlachos N. S. An experimental and numerical investigation of confined coaxial turbulent jets // AIAA Paper. 1987. № 1380. 11 p.
7. Mattingly J.D., Oates G.C. An experimental investigation of the mixing of coannular swirling flows // AIAA Paper. 1985. № 186. 9 p.

Москва

Поступила в редакцию
4.VIII.2005