# ДИНАМИКА ТУРБУЛЕНТНОГО СЛЕДА ЗА САМОДВИЖУЩИМСЯ ТЕЛОМ

А. Г. Деменков
*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск, Россия*
В. А. Костомаха
*Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск, Россия*
Г. Г. Черных
*Институт вычислительных технологий СО РАН, Новосибирск, Россия*
e-mail: chernykh@lchd.ict.nsc.ru

Выполнено численное моделирование развития закрученного турбулентного осесимметричного следа за самодвижущимся телом. Для описания следа применяются две математические модели, включающие дифференциальные уравнения движения, переноса рейнольдсовых напряжений и скорости диссипации. Получено удовлетворительное согласование результатов расчетов с экспериментальными данными. Исследовано вырождение дальнего турбулентного следа. Осуществлено численное моделирование динамики пассивной примеси в турбулентном следе.

Рассматривается задача об эволюции турбулентного следа за телом вращения, движущимся равномерно и прямолинейно в безграничной однородной несжимаемой жидкости. Тело снабжено движителем, тяга которого в обсуждаемой задаче компенсирует силу гидродинамического сопротивления, так что величина продольной компоненты суммарного избыточного импульса $J$ в следе равна нулю. Движитель может закручивать жидкость в следе, поэтому, для того, чтобы тело не вращалось вокруг своей продольной оси, эта закрутка должна быть тем или иным способом также скомпенсирована. При этом суммарный момент количества движения $M$ в следе также равен нулю. Такой режим движения тела часто называют режимом самодвижения.

Численное моделирование закрученного безымпульсного турбулентного следа с ненулевым моментом количества движения, основанное на применении иерархии полуэмпирических моделей турбулентности второго порядка, осуществлено в [1, 2]. Показано, что удовлетворительное соответствие с экспериментальными данными [3] может быть получено с применением математической модели, включающей дифференциальные уравнения переноса нормальных и одного из касательных рейнольдсовых напряжений и неравновесных алгебраических соотношений для остальных касательных напряжений. Закрученный турбулентный след за самодвижущимся телом рассмотрен в [4, 5] (там же можно найти обзор работ по закрученным следам). Для его описания использовалась математическая модель второго порядка, близкая примененной в [3].

В настоящей работе численное моделирование закрученного турбулентного следа за самодвижущимся телом выполнено с применением двух математических моделей. Представлены результаты расчетов динамики пассивной примеси в турбулентном следе.

## 1. Постановка задачи

Для описания течения привлекается следующая система осредненных уравнений движения и переноса концентрации пассивной примеси в приближении тонкого сдвигового слоя:

$$U\frac{\partial U}{\partial x} + V\frac{\partial U}{\partial r} = -\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}r\langle u'v'\rangle + \frac{\partial}{\partial x}\int\limits_r^\infty \frac{[W^2 + (\langle w'^2\rangle - \langle v'^2\rangle)]}{r}dr - \frac{\partial(\langle u'^2\rangle - \langle v'^2\rangle)}{\partial x}, \tag{1.1}$$

$$U\frac{\partial W}{\partial x} + V\frac{\partial W}{\partial r} + \frac{VW}{r} = -\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}r\langle v'w'\rangle - \frac{\langle v'w'\rangle}{r} - \frac{\partial\langle u'w'\rangle}{\partial x}, \tag{1.2}$$

*Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант 01–01–00783), СО РАН (интеграционный проект 2000-1) и Федеральной целевой программы “Интеграция” (проект 274).
© А. Г. Деменков, В. А. Костомаха, Г. Г. Черных, 2001.

$$\frac{\partial U}{\partial x}+\frac{\partial V}{\partial r}+\frac{V}{r}=0, \tag{1.3}$$

$$U\frac{\partial \Theta}{\partial x}+V\frac{\partial \Theta}{\partial r}=-\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}r\langle\theta' v'\rangle. \tag{1.4}$$

Здесь $x, r, \varphi$ — цилиндрическая система координат с началом на задней кромке тела; ось $x$ направлена противоположно направлению движения тела; $U$, $V$, $W$, $u'$, $v'$, $w'$ — соответствующие компоненты скорости осредненного и пульсационного движения; $\langle u'v'\rangle$, $\langle u'w'\rangle$, $\langle v'w'\rangle$ — касательные рейнольдсовы напряжения; $\Theta$ и $\theta'$ — осредненная и пульсационная составляющие концентрации примеси. Угловые скобки означают осреднение. В правых частях уравнений (1.1), (1.2), (1.4) слагаемые с молекулярной вязкостью и диффузией отброшены в предположении малости. Поскольку рассматривается осесимметричный след, искомые функции от координаты $\varphi$ не зависят.

Ниже рассмотрены две замкнутые математические модели.

Наиболее полная (Модель 1) включает в себя дополнительно к (1.1)–(1.3) уравнения переноса рейнольдсовых напряжений:

$$U\frac{\partial\langle u'^2\rangle}{\partial x}+V\frac{\partial\langle u'^2\rangle}{\partial r}=-2(1-\alpha)\langle u'v'\rangle\frac{\partial U}{\partial r}-\frac{2}{3}\varepsilon-C_1\frac{\varepsilon}{e}\left(\langle u'^2\rangle-\frac{2}{3}e\right)+\frac{2}{3}\alpha P+\frac{C_s}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{re\langle v'^2\rangle}{\varepsilon}\frac{\partial\langle u'^2\rangle}{\partial r}\right), \tag{1.5}$$

$$U\frac{\partial\langle v'^2\rangle}{\partial x}+V\frac{\partial\langle v'^2\rangle}{\partial r}-2\frac{W}{r}\langle v'w'\rangle=2(1-\alpha)\langle v'w'\rangle\frac{W}{r}-\frac{2}{3}\varepsilon-C_1\frac{\varepsilon}{e}\left(\langle v'^2\rangle-\frac{2}{3}e\right)+$$
$$+\frac{C_s}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{re}{\varepsilon}\left(\langle v'^2\rangle\frac{\partial\langle v'^2\rangle}{\partial r}-\frac{2\langle v'w'\rangle^2}{r}\right)\right]-\frac{2C_s e}{r\varepsilon}\left[\langle v'w'\rangle\frac{\partial\langle v'w'\rangle}{\partial r}+\langle w'^2\rangle\frac{(\langle v'^2\rangle-\langle w'^2\rangle)}{r}\right]+\frac{2}{3}\alpha P, \tag{1.6}$$

$$U\frac{\partial\langle w'^2\rangle}{\partial x}+V\frac{\partial\langle w'^2\rangle}{\partial r}+2\frac{W}{r}\langle v'w'\rangle=-2(1-\alpha)\langle v'w'\rangle\frac{\partial W}{\partial r}-\frac{2}{3}\varepsilon-C_1\frac{\varepsilon}{e}\left(\langle w'^2\rangle-\frac{2}{3}e\right)+$$
$$+\frac{C_s}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{re}{\varepsilon}\left(\langle v'^2\rangle\frac{\partial\langle w'^2\rangle}{\partial r}+\frac{2\langle v'w'\rangle^2}{r}\right)\right]+\frac{2C_s e}{r\varepsilon}\left[\langle v'w'\rangle\frac{\partial\langle v'w'\rangle}{\partial r}+\langle w'^2\rangle\frac{(\langle v'^2\rangle-\langle w'^2\rangle)}{r}\right]+\frac{2}{3}\alpha P, \tag{1.7}$$

$$U\frac{\partial\langle u'v'\rangle}{\partial x}+V\frac{\partial\langle u'v'\rangle}{\partial r}-\frac{W}{r}\langle u'w'\rangle=-(1-\alpha)\langle v'^2\rangle\frac{\partial U}{\partial r}-C_1\frac{\varepsilon}{e}\langle u'v'\rangle+$$
$$+\frac{C_s}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{re}{\varepsilon}\left(\langle v'^2\rangle\frac{\partial\langle u'v'\rangle}{\partial r}-\frac{\langle v'w'\rangle\langle u'w'\rangle}{r}\right)\right]-\frac{C_s e}{r\varepsilon}\left[\langle v'w'\rangle\frac{\partial\langle u'w'\rangle}{\partial r}+\langle w'^2\rangle\frac{\langle u'v'\rangle}{r}\right], \tag{1.8}$$

$$U\frac{\partial\langle v'w'\rangle}{\partial x}+V\frac{\partial\langle v'w'\rangle}{\partial r}+\frac{W}{r}(\langle v'^2\rangle-\langle w'^2\rangle)=-C_1\frac{\varepsilon}{e}\langle v'w'\rangle+\frac{C_s}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{re}{\varepsilon}\left(\langle v'^2\rangle\frac{\partial\langle v'w'\rangle}{\partial r}+\langle v'w'\rangle\frac{(\langle v'^2\rangle-\langle w'^2\rangle)}{r}\right)\right]-$$
$$-(1-\alpha)\left(\langle v'^2\rangle\frac{\partial W}{\partial r}-\langle w'^2\rangle\frac{W}{r}\right)-\frac{C_s e}{r\varepsilon}\left[\langle v'w'\rangle\frac{\partial(\langle v'^2\rangle-\langle w'^2\rangle)}{\partial r}-4\langle w'^2\rangle\frac{\langle v'w'\rangle}{r}\right], \tag{1.9}$$

$$U\frac{\partial\langle u'w'\rangle}{\partial x}+V\frac{\partial\langle u'w'\rangle}{\partial r}+\frac{W}{r}\langle u'v'\rangle=-(1-\alpha)\left(\langle u'v'\rangle\frac{\partial W}{\partial r}+\langle v'w'\rangle\frac{\partial U}{\partial r}\right)-C_1\frac{\varepsilon}{e}\langle u'w'\rangle+$$
$$+\frac{C_s}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{e}{\varepsilon}\left(\langle v'^2\rangle\frac{\partial\langle u'w'\rangle}{\partial r}+\langle v'w'\rangle\frac{\langle u'v'\rangle}{r}\right)\right]+\frac{C_s e}{r\varepsilon}\left[\langle v'w'\rangle\frac{\partial\langle v'^2\rangle}{\partial r}-\langle w'^2\rangle\frac{\langle u'w'\rangle}{r}\right]. \tag{1.10}$$

Скорость диссипации $\varepsilon$ находится путем решения соответствующего дифференциального уравнения переноса

$$U\frac{\partial\varepsilon}{\partial x}+V\frac{\partial\varepsilon}{\partial r}=\frac{C_\varepsilon}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{re\langle v'^2\rangle}{\varepsilon}\frac{\partial\varepsilon}{\partial r}\right)+\frac{\varepsilon}{e}\left(C_{\varepsilon 1}P-C_{\varepsilon 2}\varepsilon\right). \tag{1.11}$$

Величина $P$ в уравнениях (1.5)–(1.7), (1.11) — порождение энергии турбулентности за счет градиентов осредненного движения:

$$P=-\left(\langle u'v'\rangle\frac{\partial U}{\partial r}+\langle v'w'\rangle r\frac{\partial(W/r)}{\partial r}+\langle u'w'\rangle\frac{\partial W}{\partial x}+\langle u'^2\rangle\frac{\partial U}{\partial x}+\langle v'^2\rangle\frac{\partial V}{\partial r}+\langle w'^2\rangle\frac{V}{r}\right). \tag{1.12}$$

Эмпирические постоянные $C_s$, $C_\varepsilon$, $\alpha$, $C_1$, $C_2$, $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$ в уравнениях (1.5)–(1.11) равны, соответственно, 0.22, 0.17, 0.93, 0.6, 2.2, 1.45, 1.92.

В Модели 2 касательные турбулентные напряжения определяются из неравновесных соотношений Роди

$$\langle u'v'\rangle = \alpha_1 \langle v'^2\rangle \frac{\partial U}{\partial r}, \tag{1.13}$$

$$\langle u'w'\rangle = \alpha_1 \left( \langle u'v'\rangle \frac{\partial W}{\partial r} + \langle v'w'\rangle \frac{\partial U}{\partial r} \right), \tag{1.14}$$

$$\langle v'w'\rangle = \alpha_1 \left( \langle v'^2\rangle r \frac{\partial}{\partial r}(W/r) + \frac{W}{r}(\langle v'^2\rangle - \langle w'^2\rangle) \right), \tag{1.15}$$

где $\alpha_1 = -\lambda_1 \dfrac{e}{\varepsilon}$, $\lambda_1 = \dfrac{1 - C_2}{C_1 + P/\varepsilon - 1}$.

Нормальные рейнольдсовы напряжения находятся путем решения дифференциальных уравнений переноса (1.5)–(1.7).

Для замыкания уравнения (1.4) воспользуемся простейшим градиентным соотношением ($\gamma$=0.31)

$$-\langle \theta' v'\rangle = \gamma \frac{e\langle v'^2\rangle}{\varepsilon} \frac{\partial \Theta}{\partial r}. \tag{1.16}$$

В основу представленных выше математических моделей положена модель [6]. Структура Модели 2 обусловлена опытом численного моделирования незакрученных безымпульсных турбулентных следов в линейно стратифицированной жидкости [7].

Переменные задачи обезразмеривались с применением скорости невозмущенного потока $U_0$ и характерной длины $D$ (диаметра тела). В качестве начальных условий (на примере математической Модели 1) при $x = x_0$ задавались распределения $U, W, \varepsilon, \langle u_i' u_j'\rangle$, согласованные с экспериментальными данными. Начальному распределению осредненной концентрации пассивной примеси соответствовала финитная колоколообразная неотрицательная функция. При $r \to \infty$ ставились условия невозмущенного потока; при $r = 0$ — условия симметрии для $U$, $\langle u'^2\rangle$, $\langle v'^2\rangle$, $\langle w'^2\rangle$, $\langle v'w'\rangle$, $\varepsilon$, $\Theta$ и антисимметрии для $V, W$, $\langle u'v'\rangle$, $\langle u'w'\rangle$:

$$\frac{\partial U}{\partial r} = \frac{\partial \langle u_i' u_i'\rangle}{\partial r} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = \frac{\partial \langle v'w'\rangle}{\partial r} = \frac{\partial \Theta}{\partial r} = \langle u'v'\rangle = \langle u'w'\rangle = V = W = 0.$$

## 2. Алгоритм расчета

Следствием математической модели и соответствующих начальных и граничных условий являются законы сохранения суммарного избыточного импульса, момента количества движения ($U_1 = U - U_0$ — дефект продольной компоненты скорости; $\rho_0 = \mathrm{const}$ — плотность жидкости) и суммарного расхода примеси:

$$J(x) = 2\pi\rho_0 \int_0^\infty [UU_1 - \int_r^\infty \frac{W^2 + \langle w'^2\rangle - \langle v'^2\rangle}{r'} dr' + \langle u'^2\rangle - \langle v'^2\rangle] r dr = J(x_0) \qquad 2.1$$

$$M(x) = 2\pi\rho_0 \int_0^\infty (UW + \langle u'w'\rangle) r^2 dr = M(x_0) \tag{2.2}$$

$$Q(x) = 2\pi \int_0^\infty U\Theta r dr = Q(x_0). \tag{2.3}$$

Численный алгоритм решения задачи основан на применении конечно-разностного алгоритма первого порядка аппроксимации на подвижных сетках, консервативного по отношению к законам сохранения (2.1)–(2.3). Достаточно подробно алгоритм и его тестирование изложены в [1], поэтому отметим только, что при использовании Модели 2 и аппроксимации уравнения (1.2) значения коэффициента турбулентной вязкости $\nu_{tw} = \alpha_1 \langle v'^2\rangle$ в полуцелых узлах сетки по переменной $r$ вычислялись по формуле [8]

$$(\nu_{tw})_{i\pm\frac{1}{2}} = \frac{2(\nu_{tw})_{i\pm1}(\nu_{tw})_i}{(\nu_{tw})_{i\pm1} + (\nu_{tw})_i}.$$

## 3. Результаты расчетов

Ниже представлены результаты численных экспериментов, выполненные на основе Моделей 1, 2. В качестве начальных условий при $x/D$=10 принимались экспериментальные данные, полученные в низкотурбулентной аэродинамической трубе Института гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН [4]. Опыты соответствовали числу Рейнольдса $\mathrm{Re}=U_0D/\nu = 5\cdot 10^4$, где $\nu$–кинематический коэффициент вязкости. При проведении расчетов граничные условия для $U_1$, $\langle u_i'u_j'\rangle$, $\varepsilon$, $\Theta$, из бесконечности сносились на линию $r = r_* = 4D$. Величина $r_*$ была определена в ходе численных экспериментов. Основные результаты расчетов получены на равномерной по переменной $r$ сетке с шагом $h_r/D = 0.02$. Величина шага сетки $h_x/D$ по продольной координате возрастала и изменялась от 0.01 по формуле члена геометрической прогрессии со знаменателем 1.006. Для контроля точности осуществлялся расчет с $h_r/D = 0.04$ и начальным $h_x/D = 0.02$. Отклонения сеточных решений в равномерной норме при этом не превышали 1 %.

Поскольку целью настоящей работы является численное моделирование турбулентного следа за самодвижущимся телом, большое внимание уделялось обеспечению достаточной близости к нулю начальных значений $J(x_0)$ и $M(x_0)$. С этой целью экспериментально полученные при $x/D = 10$ распределения аппроксимировались кубическими сплайнами. Затем, с помощью небольших вариаций полученных функций при больших значениях радиальной переменной $r$ обеспечивалась малость величин $J(x_0)$ и $M(x_0)$. Основные расчеты проводились при $J = 5.5\cdot 10^{-13}, M = 5.4\cdot 10^{-11}$ (здесь рассматриваются обезразмеренные значения $J$, $M$; $x/D \in [10, 3315]$).

Математические Модели 1, 2 иллюстрируются сопоставлением рассчитанных и измеренных поперечных распределений тангенциальной компоненты $W$ и дефекта продольной компоненты $U_1$ средней скорости (рис. 1) и интенсивностей турбулентных флуктуаций компонент скорости $\sigma_u = \sqrt{\langle u'^2\rangle}$, $\sigma_v = \sqrt{\langle v'^2\rangle}$, $\sigma_w = \sqrt{\langle w'^2\rangle}$ (рис. 2). Результаты расчетов изображены сплошными линиями; экспериментальные данные—точками. Соответствие результатов расчетов по Моделям 1, 2 и экспериментальных данных можно считать удовлетворительным. Результаты расчетов на рис. 2 по обеим моделям практически совпадают. Осевые значения интенсивностей $\sigma_u$, $\sigma_v$, $\sigma_w$ достаточно близки. Однако поведение распределений этих величин вблизи оси следа отличается весьма существенно, что связано с различием источниковых членов в уравнениях (1.5)–(1.7).

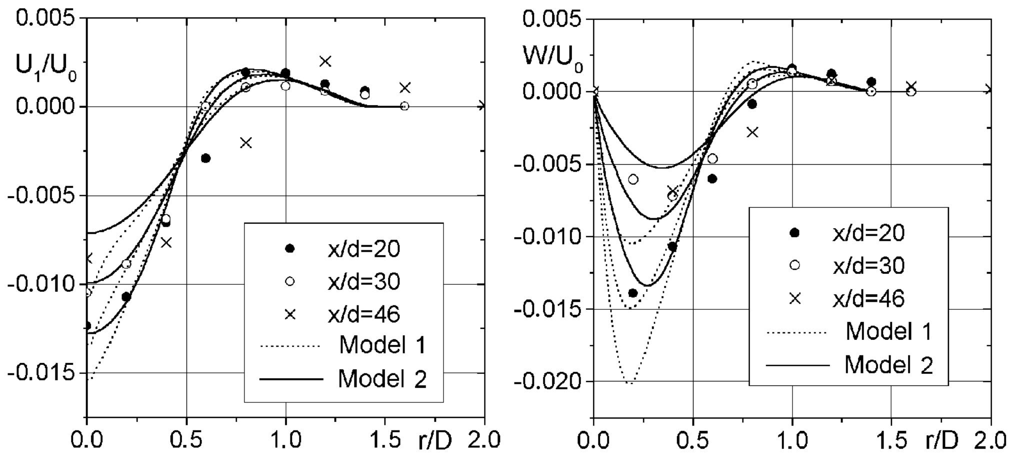


Рис. 1.

Рис. 3 демонстрирует изменение характерных масштабов турбулентности в зависимости от расстояния от тела. Здесь $U_{10}$ — осевое значение дефекта продольной компоненты скорости, $W_m$ — максимальное в данном сечении следа значение окружной компоненты скорости, $e_0$ — величина энергии турбулентности на оси следа и $r_{1/2}(x)$ — характерная ширина следа, определяемая из соотношения

$$\sigma_u(r_{1/2}, x) = 0.5\sigma_u(0, x).$$

При сопоставлении максимальных по модулю значений касательных напряжений $\langle v'w'\rangle_m$ в качестве экспериментальных значений выбирались соответствующие значения в отрицательной ветви распределения $\langle v'w'\rangle$.

Как видно, результаты расчетов основных параметров течения по Моделям 1, 2 достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными. Существенные отклонения в изменениях величин $\langle u'v'\rangle_m$,

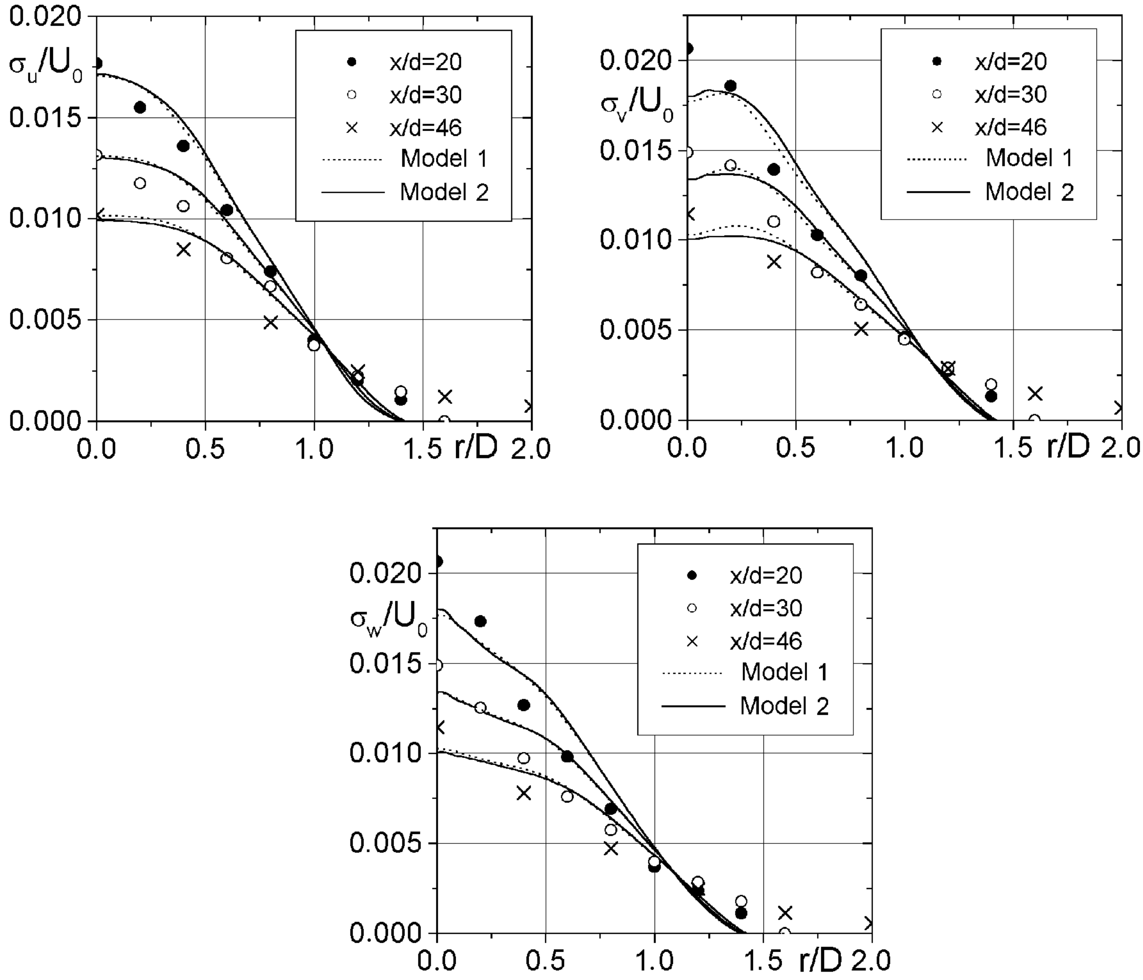


Рис. 2.

$\langle v'w' \rangle_m$, по-видимому, свидетельствуют о недостатках математических Моделей 1, 2. На больших удалениях от тела поведение всех масштабных функций демонстрирует степенную зависимость от $x$. В логарифмических координатах рис. 3 это пунктирные прямые. Степенная зависимость характерных масштабов турбулентности является одним из необходимых признаков достижения автомодельности течения в следе.

На больших удалениях от тела получено также афинное подобие поперечных распределений характеристик турбулентности в следе. При анализе автомодельности дальнего турбулентного следа Модель 2 оказалась более удобной в связи с тем, что в ней уравнения переноса $U_1$ и $W$ являются диффузионными.

Динамика пассивной примеси иллюстрируется рис. 4, на котором представлено автомодельное распределение $\Theta/\Theta_0(x)$ как функция $r/r_{1/2}$. Осевое значение $\Theta_0(x) = \Theta(0, x)$ характеризуется асимптотическим соотношением $\Theta_0(x) \sim x^{-0.4}$, что находится в соответствии с законом сохранения (2.3), являющегося следствием (1.4). Расчеты характеристик пассивной примеси осуществлялись на основе Модели 2.

Выполнялись расчеты с начальным распределением осредненной концентрации вида $\Theta(r, x_0) = 0$, $r \in [0, r_0] \cup [r_1, r^*]$; $\Theta(r, x_0) = \Theta^0 = const$, $r \in [r_0, r_1]$. Так же, как и в задаче о динамике пассивной примеси от мгновенного локализованного источника в зоне турбулентного смешения [9], процесс распространения характеризуется смещением положения максимума осредненной концентрации к оси следа. Однако это смещение происходит чрезвычайно медленно в сравнении с вырождением турбулентности.

Основные результаты работы сводятся к следующему. Построены две численные модели течения в закрученном турбулентном следе за самодвижущимся телом. Модели основаны на применении дифференциальных уравнений движения, переноса рейнольдсовых напряжений и скорости диссипации. Лучшее соответствие с экспериментальными данными получено с применением математической модели, включающей неравновесные алгебраические аппроксимации для касательных рейнольдсовых напряжений. Ис-

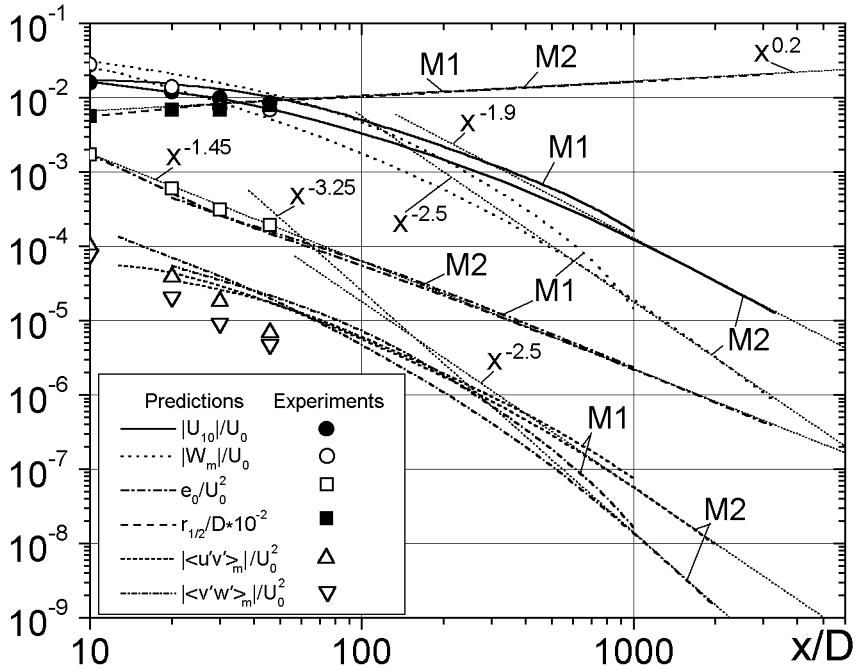


Рис. 3.

следовано вырождение дальнего турбулентного следа. Показано, что на больших расстояниях от тела течение становится автомодельным. Осуществлено численное моделирование динамики пассивной примеси в турбулентном следе.

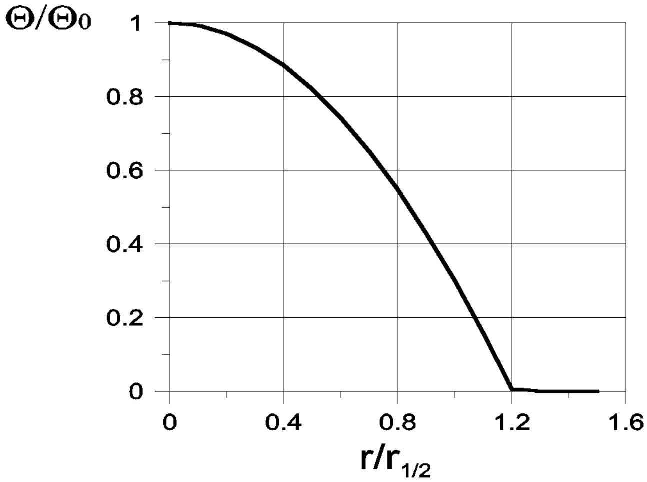


Рис. 4.

## Список литературы


[1] Chernykh G. G., Demenkov A. G., Kostomakha V. A. Numerical model of a swirling momentumless turbulent wake // Russ. J. Numer. Anal. Math. Modelling. 1998. Vol.13, No. 4, P. 279–288.

[2] Kostomakha V. A., Chernykh G. G., Demenkov A. G. Experimental and numerical modelling of a swirling turbulent wake // Proc. 9th Int. Conference of Meth. of Aeroph. Res. Novosibirsk, 1998. Vol. 2. P. 112–117.

[3] Костомаха В. А., Леснова Н. В. Турбулентный закрученный след за сферой с полной или частичной компенсацией силы сопротивления // ПМТФ. 1995. Т. 36, № 2. С. 88–98.

[4] Гаврилов Н. В., Деменков А. Г., Костомаха В. А., Черных Г. Г. Экспериментальное и численное моделирование турбулентного следа за самодвижущимся телом // ПМТФ. 2000. Т. 41, № 4, С. 49–58.

[5] Васильев О. Ф., Деменков А. Г., Костомаха В. А., Черных Г. Г. Численное моделирование закрученного турбулентного следа за самодвижущимся телом // ДАН, 2001. Т. 376, № 2. С. 195–199.

[6] Лаундер Б. Е., Морс А. Численный расчет осесимметричных сдвиговых течений с использованием замыканий для напряжений. В кн. "Турбулентные сдвиговые течения 1". Пер. с англ. / Под ред. А.С. Гиневского. М.: Машиностроение, 1982. С. 291–310.

[7] Chernykh G. G., Voropayeva O. F. Numerical modeling of momentumless turbulent wake dynamics in a linearly stratified medium // Computers and Fluids, 1999. Vol. 28. P. 281–306.

[8] Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1966.

[9] Воропаева О. Ф., Чашечкин Ю. Д., Черных Г. Г. Диффузия пассивной примеси от мгновенного локализованного источника в зоне турбулентного смешения // ДАН, 1997. Т. 356. № 6, 759–762.