

Для ламинарной, неограниченной по осп z , плоской струи Шлихтингом и У. Бикли [3] получено следующее распределение скоростей:

$$\begin{aligned} u &= 0,4543(K^2/\nu x)^{1/3}(1 - \text{th}^2\xi), \\ v &= 0,5503(K\nu/x^2)^{1/3}(2\xi(1 - \text{th}^2\xi) - \text{th}\xi), \\ \xi &= 0,2752(K/\nu^2)^{1/3}y/x^{2/3}, \end{aligned}$$

где $K = J/\rho$ — кинематический импульс струи; J — поток импульса, представляющий заданную для струи постоянную, пропорциональную избытку давления, под которым струя вытекает из щели.

Приближенный расчет, основанный на уравнениях (12), (16) и интегральных соотношениях (14), (15), дает достаточно хорошее совпадение с экспериментом. Плоская двумерная безграничная струя по продольному профилю (см. фиг. 5) с начала истечения раскрывается быстрее, чем струя, зажата между пластинками.

Фактически существуют две зоны: быстрого и медленного раскрытия «тонкой» струи жидкости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пухначев В. В. Редукция трехмерной краевой задачи для системы Стокса к последовательности двумерных задач. — В кн.: Численные методы динамики вязкой жидкости: Тр. IX Всесоюз. шк.-семинара. Новосибирск, 1983.
2. Ладженская О. А. Математические вопросы динамики вязкой несжимаемой жидкости. 2-е изд., доп. М.: Наука, 1970.
3. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.
4. Гиневский А. С. Теория турбулентных струй и следов. М.: Машиностроение, 1969.
5. Годунов С. К., Рябенский В. С. Разностные схемы. М.: Наука, 1977.

Поступила 5/VII 1984 г.

УДК 532.517.4

К МОДЕЛИРОВАНИЮ СИЛЬНЫХ ЭФФЕКТОВ ВРАЩЕНИЯ СИСТЕМЫ В РАСЧЕТАХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ ПО КАНАЛАМ

Е. М. Смирнов, А. В. Шатров
(Ленинград)

При анализе влияния вращения на турбулентное течение по каналам, центральная линия которых перпендикулярна оси вращения, следует различать эффекты прямого воздействия неконсервативной силы Кориолиса на производство (сток) турбулентной энергии и изменения в характеристиках турбулентности, вызванные перестройкой поля осредненной скорости — опосредованное воздействие. Эффекты первой группы выделяются в «чистом» виде в течении по плоскопараллельному каналу, стенки которого параллельны оси вращения [1]. Различные попытки моделирования этих эффектов рассматриваются в [2, 3]. Эффекты второй группы являются основными в течениях по каналам с преобладающей ролью стенок, нормальных к оси вращения.

Обусловленная вращением глобальная перестройка поля осредненной скорости, главное содержание которой заключается в выделении ядра потока с однородным распределением скорости по линиям, параллельным оси вращения, и формировании тонких пристенных слоев, влечет за собой сильные изменения полей характеристик турбулентности. Как свидетельствуют экспериментальные данные по коэффициенту сопротивления [4, 5], вращение определенной интенсивности приводит даже к ламинаризации первоначально турбулентного потока. При дальнейшем увеличении угловой скорости вращения ω наблюдается сильный рост потерь давления (почти пропорционально $\omega^{1/2}$). В частности, применительно к проблеме расчета течений по каналам систем охлаждения роторов мощных энергетических машин наиболее важной представляется именно эта сторона воздействия силы Кориолиса на турбулентный поток. В работах [6, 7] по численному моделированию турбулентного течения во вращающихся каналах рассматриваются режимы, в которых эффекты силы Кориолиса носят возмущающий характер. Ниже излагаются результаты численного моделирования в упомянутой постановке сильных эффектов вращения, обусловленных перестройкой поля осредненной скорости, включая явление ламинаризации.

1. Рассмотрим течение несжимаемой жидкости по призматическому щелеобразному каналу, длинные параллельные стороны которого отстоят друг от друга на расстоянии $2h$. Канал вращается с постоянной угловой скоростью ω вокруг оси, перпендикулярной стенкам канала. Роль коротких боковых стенок в постановке задачи проявляется в задании направления общего переноса массы жидкости.

Введем декартову систему координат, жестко связанную с каналом и ориентированную так, чтобы ось y была направлена по оси вращения, ось z — параллельно стенкам канала в сторону течения, а начало координат расположено в срединной плоскости канала. Предполагая осредненное течение установившимся во времени и развитым по продольной координате z , пренебрежем концевыми явлениями у боковых ограничивающих стенок. Таким образом, поля скорости и характеристик турбулентности полагаются зависящими только от поперечной координаты y .

Вводя модифицированное давление $p^* = (\langle p \rangle / \rho) - (1/2)\omega^2 r^2$ (r — кратчайшее расстояние до оси вращения), запишем с учетом сделанных предположений систему уравнений Рейнольдса

$$(1.1) \quad \frac{d}{dy} \left(\nu \frac{dU}{dy} - \langle uv \rangle \right) = \frac{\partial p^*}{\partial x} + 2\omega W, \quad \frac{d}{dy} \left(\nu \frac{dW}{dy} - \langle vw \rangle \right) = \frac{\partial p^*}{\partial z} - 2\omega U,$$

граничные условия

$$(1.2) \quad U = W = 0 \text{ при } y = \pm h$$

и интегральные соотношения

$$(1.3) \quad \int_{-h}^h W dy = 2hW_m, \quad \int_{-h}^h U dy = 0,$$

первое из которых отражает постоянство расхода жидкости в направлении оси z ($W_m = \text{const}$ — среднерасходная скорость), а второе является следствием непроницаемости боковых ограничивающих стенок канала.

Видно, что величина p^* должна быть линейной функцией координат x, z , т. е. $p^* = Ax + Bz + C$, где A, B, C — постоянные.

Для замыкания задачи примем допущение о скалярном характере коэффициента турбулентной вязкости ν_t

$$(1.4) \quad -\langle uv \rangle = \nu_t \frac{dU}{dy}, \quad -\langle vw \rangle = \nu_t \frac{dW}{dy}$$

и воспользуемся $(k - \epsilon)$ -моделью турбулентности [8], пригодной для расчета течений с низкими значениями турбулентного числа Рейнольдса (k — кинетическая энергия турбулентности, ϵ — скорость ее диссипации).

В изучаемом течении вектор объемной силы Кориолиса лежит в плоскости, перпендикулярной направлению сдвига скорости. Анализ дифференциальных уравнений для напряжений Рейнольдса показывает, что в данной ситуации нет оснований ожидать существенных эффектов прямого воздействия вращения на турбулентный перенос. Во всяком случае, догрешности, возникающие при отбрасывании эффектов прямого воздействия, одного порядка с теми, которые закладываются предположением о скалярности величины ν_t . В этом отношении рассматриваемое движение родственно течению у поверхности вращающегося диска. Апробацию $(k - \epsilon)$ -модели в расчетах течения на вращающемся диске [9] можно расценивать как весьма успешную. Отмеченные обстоятельства и выводы [10] относительно значений эмпирических постоянных обусловили использование $(k - \epsilon)$ -модели [8] в неизменном виде

$$(1.5) \quad \frac{d}{dy} \left[(\nu + \nu_t) \frac{dk}{dy} \right] = -P + \epsilon + 2\nu \left(\frac{dk^{1/2}}{dy} \right)^2, \\ \frac{d}{dy} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{d\epsilon}{dy} \right] = -c_1 \frac{\epsilon P}{k} + c_2 \nu \frac{\epsilon^2}{k} - c_3 G_\mu,$$

$$\begin{aligned}
P &= v_t \left[\left(\frac{dU}{dy} \right)^2 + \left(\frac{dW}{dy} \right)^2 \right], \\
G_\mu &= v v_t \left\{ \frac{d}{dy} \left[\left(\frac{dU}{dy} \right)^2 + \left(\frac{dW}{dy} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}^2, \\
v_t &= c_4 \exp \left[-2,5 / (1 + \text{Re}_t / 50) \right] \frac{h^2}{\varepsilon}, \\
f_\mu &= 1,0 - 0,3 \exp(-\text{Re}_t^2), \quad \text{Re}_t = \frac{k^2}{v \varepsilon}, \\
c_1 &= 1,55, \quad c_2 = 2,0, \quad c_3 = 2,0, \quad c_4 = 0,09, \quad \sigma_\varepsilon = 1,3, \\
k &= 0, \quad \varepsilon = 0 \quad \text{при } y = +h.
\end{aligned}$$

В качестве определяющих критериев течения выберем число Рейнольдса $\text{Re} = 2W_m h / \nu$ и комплекс $\gamma = \omega h^2 / \nu$. Введем безразмерную координату $\eta = y/h$ и при изложении результатов решения задачи (1.1)–(1.5) будем иметь в виду симметрию течения относительно плоскости $y = 0$.

2. Интегрирование нелинейной системы дифференциальных уравнений для U, W, k, ε выполнено численными методами с аппроксимацией производных конечными разностями по консервативной схеме на неравномерной сетке [11]. Сгущение узлов у стенки производилось по закону геометрической прогрессии

$$\xi_m = \xi_1 \frac{1 - q^{m-1}}{1 - q}, \quad \xi_1 = \frac{1 - q}{1 - q^{M-1}}, \quad m = \overline{2, M},$$

где $\xi = 1 - \eta$; M — число узлов сетки в интервале $0 \leq \xi \leq 1$.

Для нахождения стационарного решения использовался метод установления. Шаг по фиктивному времени τ_m менялся от узла к узлу пропорционально местному шагу по координате $\tau_m = \alpha(\xi_{m+1} - \xi_m)$, оставаясь, однако, неизменным в процессе установления.

Способ линеаризации уравнений для k и ε в значительной степени определяет величину допустимого шага по времени, точнее, множителя α . Методические расчеты показали целесообразность использования линеаризации следующего вида:

$$\begin{aligned}
\frac{k_n - k_{n+1}}{\tau_m} + \frac{d}{dy} \left[(v + v_t)_n \frac{dk_{n+1}}{dy} \right] + P_n - \frac{\varepsilon_n k_{n+1}}{k_n} &= 2\nu \left(\frac{dk_n^{1/2}}{dy} \right)^2, \\
\frac{\varepsilon_n - \varepsilon_{n+1}}{\tau_m} + \frac{d}{dy} \left[\left(v + \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \right)_n \frac{d\varepsilon_{n+1}}{dy} \right] + c_1 \frac{P_n \varepsilon_n}{k_n} - c_2 f_\mu \frac{\varepsilon_n \varepsilon_{n+1}}{k_n} &= -c_3 (G_\mu)_n.
\end{aligned}$$

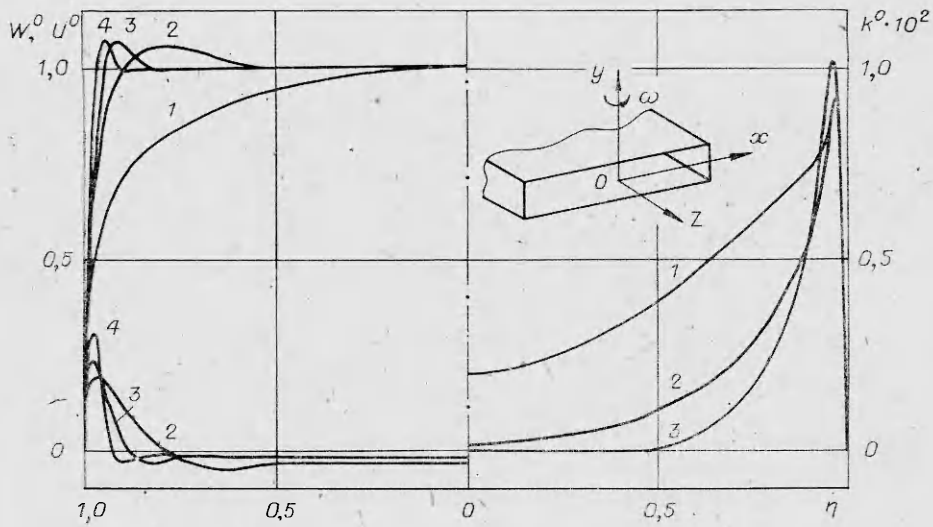
На каждом новом $(n+1)$ временном шаге системы алгебраических уравнений для $k_{n+1, m}$ и $\varepsilon_{n+1, m}$ решались методом прогонки для скалярных уравнений, а системы для $U_{n+1, m}$ и $W_{n+1, m}$ — совместно прогонкой для векторных трехточечных уравнений.

Для построения начального распределения $W_0(y)$ использовалась гипотеза Прандтля. Путь перемешивания l задавался по формуле Прандтля — Никурадзе с учетом модификации Ван Дриста [12]. Полагалось, что $U_0(y) \equiv 0$. Начальные распределения для k_0 и ε_0 определялись формулой Таунсенда

$$k_0(y) = -c_0 \langle uv \rangle = c_0 l^2 (dW/dy)^2, \quad c_0 = 10/3$$

при предположении о локально-равновесной турбулентности $\varepsilon_0(y) = P_0(y)$. Построенные начальные распределения приближенно описывают поля W, k, ε в турбулентном течении по неподвижному плоскопараллельному каналу.

Основные расчеты проведены при $M = 51$ ($q = 1,1$) и $M = 101$ ($q = 1,04$). В качестве тестов использовались задача о ламинарном течении в щелеобразном канале, для которой известно аналитическое решение [13], и результаты расчетов турбулентного течения в неподвижном канале



Ф и г. 1

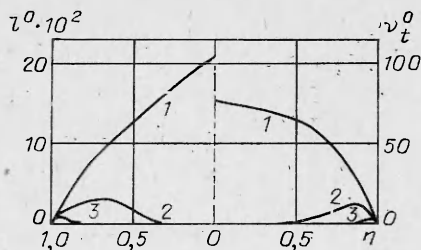
[8, 14], проведенных с использованием той же модели турбулентности. Во всех случаях получены практически совпадающие результаты.

3. Влияние вращения на поля осредненной скорости и энергии турбулентности иллюстрирует фиг. 1, где $Re = 30400$, кривые 1—4 соответствуют $\gamma = 0; 1000; 2000; 2500$. В качестве масштаба использовано значение продольной составляющей скорости W_c в срединной плоскости. С ростом интенсивности вращения происходит все более сильное заполнение профиля $W^0(\eta) = W(\eta)/W_c$. В течении выделяется ядро с однородным распределением скорости и пристенные сдвиговые слои, классифицируемые как слои Экмана. Величина расхода, циркулирующего в поперечном направлении, с ростом γ вначале увеличивается, затем проходит максимум и далее уменьшается аналогично случаю ламинарного течения [13], при этом, однако, функция $\Phi(\gamma) = \max\{U^0(\eta)\}$ монотонна.

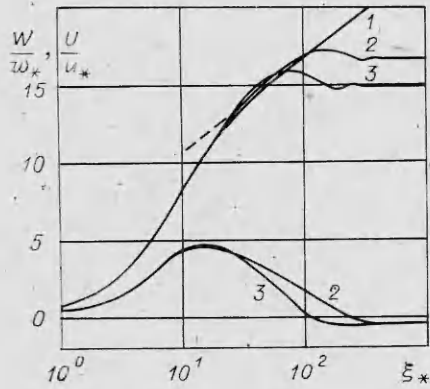
Главное содержание трансформации поля k^0 заключается в вырождении пульсационного движения в ядре потока. Важно отметить, что уровень кинетической энергии турбулентности в пристенной области меняется относительно слабо. Лишь при достижении некоторой интенсивности вращения в этой области наблюдается резкое, почти кризисное уменьшение k^0 вплоть до нулевых значений ($\gamma = 2500$). Таким образом, сочетание $Re = 30400$, $\gamma = 2500$ являет собой пример режима, при котором изначально введенное в модель течения пульсационное движение полностью вырождается в процессе установления.

На фиг. 2 для тех же пар Re, γ показаны распределения безразмерного коэффициента турбулентной вязкости $\nu_t^0 = \nu_t/\nu$ и величины $l^0 = c_{\pm}^3 k^{3/2}/\epsilon h$, характеризующей масштаб турбулентности. Уменьшение характерной толщины сдвигового слоя, естественно, приводит к уменьшению масштаба энергосодержащих вихрей. Последним и обусловлено резкое падение значений ν_t^0 с ростом γ , несмотря на слабое изменение интенсивности пульсационного движения в пристенной области.

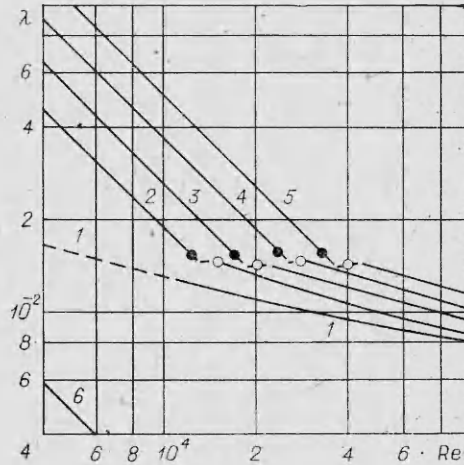
Распределения безразмерных составляющих скорости, построенные с использованием пристеночных масштабов, показаны на фиг. 3 (обозначения те же, что и на фиг. 1), где $w_{\pm} =$



Ф и г. 2



Ф и г. 3



Ф и г. 4

$= V_* \sqrt{\cos \alpha_*}$, $w_* = V_* \sqrt{\sin \alpha_*}$, $V_* = \sqrt{\tau^*/\rho}$, τ^* — модуль полного напряжения трения на стенке, $\alpha_* = \arctg(\tau_x^*/\tau_z^*)$, $\xi_* = \xi V_*/\nu$.

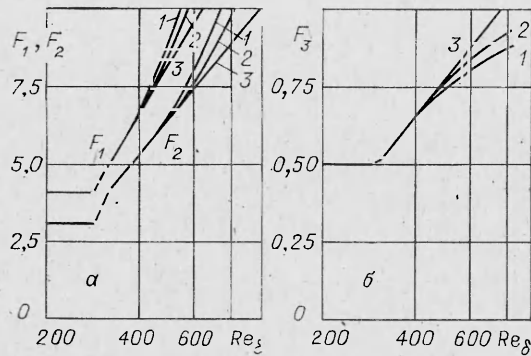
Зависимости W/w_* от ξ_* даже при весьма большой интенсивности вращения имеют участок, близкий к «универсальному» логарифмическому закону (штриховая линия) для двумерного пограничного слоя. Отметим также, что максимум в распределении $\bar{U}(\xi_*)/u_*$ располагается в переходном участке от вязкого подслоя к турбулентной области.

4. По результатам большого числа просчитанных вариантов определена зависимость коэффициента сопротивления вращающегося канала

$$\lambda = - \frac{4h}{W_m^2} \frac{\partial p^*}{\partial z}$$

от критериев Re , γ (фиг. 4, кривые 1—5 отвечают $\gamma = 0; 500; 1000; 2000; 4000$). Штриховое продолжение кривой 1 построено по данным [8]. Прямая 6 соответствует закону сопротивления в плоскопараллельном невращающемся канале при ламинарном характере движения ($\lambda = 24/Re$). Ветви кривых 2—5 для ламинарного и турбулентного режимов условно соединены штриховыми отрезками. Получение сходящегося решения в этих диапазонах Re затруднено и сужение интервала неопределенности связано с большими затратами машинного времени.

Прямую проверку адекватности примененной модели турбулентности не удастся провести из-за отсутствия опытных данных как по характеристикам развитого течения, так и по потерям давления в щелеобразном канале рассматриваемой ориентации. Однако некоторые сопоставления с результатами [4] для канала квадратного сечения свидетельствуют в пользу модели. В [4] сделана попытка путем анализа экспериментально определенных зависимостей для коэффициента сопротивления определить на плоскости Re , $K = 4\gamma/Re$ границу перехода к турбулентному течению во вращающемся канале. Разброс полученных данных по критическим значениям Re_* при $K = \text{const}$ составляет около 30%. Точки границы области разброса по Re_* показаны на фиг. 4, темные значки — нижняя граница значений Re_* , светлые — верхняя. Столь хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных по определению влияния вращения на ламинарно-турбулентный переход можно расценить как удивительное, ссылаясь на различие геометрических форм. Следует, однако, иметь в виду, что резкое изменение в зависимостях $\lambda(Re, \gamma = \text{const})$ или $\lambda(Re, K = \text{const})$ для быстро вращающихся каналов квадратного сечения связано с турбулизацией именно пристенных слоев Экмана на поверхностях, перпендикулярных оси вращения. Последнее утверждение основано на признании



Ф и г. 5

5. Результаты решения поставленной задачи могут быть использованы для практически интересных целей оценки интенсивности вторичных течений в ядре потока и определения границ применимости схемы разделения потока на ядро и пристенные слои Экмана, позволяющей строить эффективные приближенные решения более сложных задач расчета внутренних течений во вращающихся системах. Будем характеризовать толщину пристенного слоя двумя величинами, первая из которых δ_1 определяется условием $|W/W_c - 1| \leq 0,01$ при $(h - y) > \delta_1$, а вторая δ_2 равна расстоянию от стенки до точки, в которой поперечная составляющая скорости меняет знак. Введем также величину расхода, циркулирующего в направлении оси x ,

$$q = \int_{h-\delta_2}^h U dy = - \int_0^{h-\delta_2} U dy$$

и будем относить толщины δ_1, δ_2 к масштабу ламинарного слоя Экмана [15] $\delta = \sqrt{\nu/\omega}$, а значения q — к величине $W_c \delta$.

В качестве основного критерия течения в пристенных слоях целесообразно использовать комплекс $Re_\delta = W_c / \sqrt{\nu\omega}$. Действительно, при $\gamma \rightarrow \infty, Re/\gamma = \text{const}$ характерная толщина слоя Экмана монотонно уменьшается ($\delta_{1,2}/h \rightarrow 0$), скорость W_c стремится к среднерасходной W_m и величина h выпадает из определяющих параметров течения в слое. Из оставшихся величин $\nu, \omega, W_c \rightarrow W_m$ можно построить единственную безразмерную комбинацию Re_δ . В общем случае, когда величина γ недостаточно велика, следует записать

$$\delta_1/\delta = F_1(Re_\delta, \gamma), \quad \delta_2/\delta = F_2(Re_\delta, \gamma), \quad q/(W_c \delta) = F_3(Re_\delta, \gamma).$$

Зависимости функций F_i ($i = 1, 2, 3$) от Re_δ, γ показаны на фиг. 5, для кривых 1—3 $\gamma = 1000; 2000; 4000$. При $Re_\delta \leq 300$ значения F_i постоянны, что соответствует ламинарному течению в слоях Экмана. После излома при $Re_\delta \simeq 300$, отмечающего переход к турбулентному режиму, величины F_i монотонно увеличиваются с ростом Re_δ . Интересно, что при $\gamma = 4000$ в просчитанном диапазоне Re_δ величины $F_i \sim \ln Re_\delta$.

Отношение $q/(h - \delta_2)W_c = F_3/(\gamma^{1/2} - F_2)$ можно рассматривать как оценку интенсивности вторичного течения в ядре потока для заданных γ и $Re_\delta \simeq Re/2\gamma^{1/2}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Johnston J. P., Halleen R. M., Lezius D. K. Effects of spanwise rotation on the structure of two-dimensional fully developed turbulent channel flow.— J. Fluid Mech., 1972, v. 56, pt 3.
2. Howard J. H. G., Patankar S. V., Bordyniuk R. M. Flow prediction in rotating ducts using Coriolis-modified turbulence models.— Trans. ASME. J. Fluids Engng, 1980, v. 102, p. 456. Рус. пер. Тр. Америк. о-ва инж.-мех. Теор. основы инж. расчетов, 1980, № 4.

решающего вклада этих слоев в суммарную величину поверхностного трения. Таким образом, с точки зрения определения потерь давления поток в канале квадратного сечения ($2h \times 2h$) можно рассматривать как часть потока в щелеобразном канале протяженностью $2h$ в направлении оси x . При таком подходе результаты проведенного на фиг. 4 сопоставления не кажутся столь неожиданными.

3. Hah C. Turbulence closure and prediction of the wake in a rotating wall shear layer.— AIAA J., 1982, v. 20, N 11. Рус. пер. Аэрокосм. техника, 1983, т. 1, № 6.
4. Dobner E. Über den Strömungswiderstand in einem rotierenden Kanal, Diss., Technische Hochschule Darmstadt, 1959.
5. Piesche M. Experimente zum Strömungswiderstand in gekrümmten rotierenden Kanälen mit quadratischen Querschnitt.— Acta Mech., 1982, v. 42, p. 145.
6. Majumdar A. K., Pratap V. S., Spalding D. B. Numerical computation of flow in rotating ducts.— Trans. ASME. J. Basic Engng, 1977, v. 99, p. 148. Рус. пер. Тр. Америк. о-ва авиа. мех. Теор. основы авиа. расчетов, 1977, № 1.
7. Simon R., Schilling R., Felsch K. O. Berechnung der ausgebildeten turbulenten Strömung in rotierenden Kanälen mit rechteckigem Querschnitt.— Strömungsmechanik und Strömungsmaschinen, 1980, N 28.
8. Jones W. P., Launder B. E. The prediction of laminarization with a two-equations model of turbulence.— Int. J. Heat Mass Transfer, 1972, v. 15, p. 301.
9. Launder B. E., Sharma V. I. Application of the energy-dissipation model of turbulence to flow near a spinning disk.— Lett. Heat Mass Transfer, 1974, v. 1, N 2.
10. Launder B. E., Priddin C. H., Sharma V. I. The calculation of turbulent boundary layers on spinning and curved surfaces.— Trans. ASME. J. Basic Engng, 1977, v. 99, N 1. Рус. пер. Тр. Америк. о-ва авиа.-мех. Теор. основы авиа. расчетов, 1977, № 1.
11. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1977.
12. Федяевский К. К., Гиневский А. С., Колесников А. В. Расчет турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости. Л.: Судостроение, 1973.
13. Овчинников О. Н., Смирнов Е. М. Динамика потока и теплообмен во вращающемся щелеобразном канале.— Инж.-физ. журн., 1978, т. 35, № 1.
14. Chien K.-Y. Predictions of channel and boundary-layer flows with a low-Reynolds-number turbulence model.— AIAA J., 1982, v. 20, N 1. Рус. пер. Ракетн. техника и космонавтика, 1982, т. 20, № 2.
15. Гринспен Х. Теория вращающихся жидкостей. Л.: Гидрометеоиздат, 1975.

Поступила 27/XII 1983 г.

УДК 533.6.011.55 + 629.782.015.3

ОБТЕКАНИЕ Λ -КРЫЛЬЕВ С ЗАКРЫЛКАМИ

О. Н. Иванов, А. И. Швеи

(Москва)

Исследованию обтекания крыльев с Λ -образным поперечным сечением и звездообразных тел посвящены работы [1—5].

Для управления летательным аппаратом на крейсерском режиме, а также при взлете и посадке необходимы механические устройства, такие как закрылки. Их эффективность в значительной степени зависит от отрыва пограничного слоя. Отрыв на двумерных и осесимметричных телах, а также трехмерный отрыв при обтекании препятствий изучены в ряде работ, однако до сих пор получено ограниченное число данных по отрыву пограничного слоя на треугольных крыльях с закрылками [6]. Что касается Λ -крыльев с закрылками, то данные о них пока не публиковались.

Исследования обтекания и отрыва пограничного слоя на Λ -крыльях с закрылками проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе при $M = 0,3-3$ и $Re_c = (1-3) \cdot 10^6$. Испытывались три модели треугольных Λ -крыльев с углами раскрытия $\Lambda = 180, 160, 121^\circ$ и углом стреловидности в плоскости крыла $\chi = 71^\circ$ (фиг. 1). Для всех трех моделей углы отклонения закрылка $\delta = 0$ и 40° , а для модели с углом раскрытия $\Lambda = 161^\circ$ дополнительно устанавливался угол $\delta = 21^\circ$. Размах крыла у всех трех моделей $R = 140$ мм, толщина 10 мм. Передние кромки крыльев сделаны острыми с углом клиновидности $\beta = 25^\circ$, чтобы получить при $M = 3$ присоединенный скачок уплотнения. Крепление модели к α -механизму осуществлялось на кормовой державке $d = 28$ мм и $l = 200$ мм, представляющей собой полуцилиндр с клиновидным срезом ($\psi = 20^\circ$) вдоль центральной хорды подветренной стороны Λ -крыла. Давление в точках на поверхности модели с координатами s вдоль центральной хорды $c = 200$ мм измерялось индуктивным датчиком с помощью пневмокоммутатора. Относительная ошибка измерения давления $\pm 2\%$. Для исследования линий тока и границ отрыва на поверхности крыла и закрылка применялся метод масляной пленки.