

УДК 533.6.071.4 + 533.69.048.1 + 533.69.048.2 + 533.6.011.32

Эффект загромождения моделью крыла рабочей части аэродинамической трубы малых скоростей*

В.И. Корнилов, А.Н. Попков

*Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

E-mail: kornilov@itam.nsc.ru, popkov@itam.nsc.ru

Представлены результаты численных и экспериментальных исследований обтекания симметричного крылового профиля с относительной толщиной 12 % в свободном потоке и в аэродинамической трубе малых скоростей с закрытой рабочей частью. Эксперименты проведены в диапазоне чисел Рейнольдса $Re_c = 0,7 \cdot 10^6 - 2 \cdot 10^7$ и углов атаки $\alpha = -12^\circ \div 12^\circ$. Численное решение задачи выполнено в двумерной постановке с использованием программного пакета ANSYS Fluent. Математическая модель течения содержит стационарные уравнения Рейнольдса, замкнутые различными моделями турбулентности, в том числе $k-\omega$ SST, представляющей собой суперпозицию $k-\varepsilon$ и $k-\omega$ -моделей. Показано существенное влияние загромождения моделью рабочей части аэродинамической трубы ограниченных размеров на характер обтекания и аэродинамические характеристики крылового профиля, даже когда коэффициент загромождения составляет всего 5,7 %.

Ключевые слова: крыловой профиль, загромождение, аэродинамическая труба, давление, аэродинамические характеристики.

Введение

Определение действующих на исследуемую модель нагрузок, а также распределения давления на ее поверхности является важной составляющей испытаний в аэродинамических трубах (АТ) на этапе разработки практически любого летательного аппарата (ЛА). Вместе с тем опыт исследований, описанный в работах [1–3] и многих других, показывает, что измеренные в АТ коэффициенты аэродинамических сил, моментов и поверхностное давление в большинстве случаев отличаются от соответствующих значений в условиях безграничного потока (свободного обтекания). Проблема заключается не только в неполном моделировании в аэродинамической трубе чисел Рейнольдса, хотя влияние данного критерия на аэродинамические коэффициенты может быть весьма существенным [4], эти различия в значительной степени обусловлены соотношением между размерами модели и поперечными размерами рабочей части АТ, конфигурацией модели, конструкцией самой АТ (закрытый или открытый тип) и другими особенностями.

* Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 годы (проект АААА-А17-117030610137-0, № 0323-2018-0005) и при поддержке ЦКП «Механика».

При этом здесь не рассматривается очень важная проблема, связанная с переносом результатов трубных испытаний на условия полета реального летательного аппарата (ЛА). На данном этапе не менее важным является тот факт, что обтекание ЛА в АТ может отличаться от обтекания соответствующего геометрически подобного объекта безграничным потоком даже при равенстве чисел Рейнольдса. Известно, что в несжимаемом потоке это различие связано или с наличием струйной границы (в АТ с открытой рабочей частью), или с наличием стенок (в АТ с закрытой рабочей частью). При этом параметры внешнего потока при обтекании модели в первом и во втором случаях отличаются друг от друга. В открытой рабочей части на границе струи давление равно давлению в окружающем пространстве. В закрытой рабочей части на границе потока скорость равна нулю.

Эффекты блокировки (загромождения) АТ известны не один десяток лет и время от времени изучались как аналитически, так и экспериментально. Внимание к этой проблеме вызвано не только желанием получить достоверные аэродинамические характеристики исследуемого тела. Часто при обтекании того или иного объекта возникает ситуация, когда реальная структура течения является достаточно сложной, а размер тестовой модели недостаточен для точного описания всех деталей такой структуры. Данную ситуацию можно улучшить либо путем увеличения масштаба тестовой модели, либо путем построения более крупной аэродинамической трубы, что, конечно, связано с большими финансовыми затратами. Не случайно в последние годы наиболее эффективным способом решения этой проблемы признаны CFD-методы, позволяющие выполнить корректировку результатов трубных испытаний на основе детального изучения интерференции модели, поддерживающих устройств и границ рабочей части [5]. Созданы также приближенные методики [6, 7] и др., которые позволяют скорректировать результаты измерений в АТ путем введения поправок, например, на загромождение потока моделью и спутной струей. Как известно, этот фактор обусловлен изменением скорости в месте расположения модели в рабочей части трубы и должен учитываться в виде поправки к скорости, измеренной в эксперименте далеко перед моделью [8]. Отметим, однако, что рекомендуемые поправочные коэффициенты ненадежны, поскольку зависят не только от перечисленных, но и от ряда других факторов. Поэтому в лабораторном эксперименте ими пользуются редко, предпочитая ограничиваться режимами обтекания, в которых отмеченные эффекты заведомо малы.

Таким образом, несмотря на огромный мировой опыт исследований в аэродинамических трубах, задача определения размеров модели, ее положения относительно стенок рабочей части АТ не утратила своей актуальности и по сей день. Неслучайно указанная проблема привлекла внимание авторов работы [3], где было показано, что, например, при угле атаки $\alpha = 12^\circ$ и некотором соотношении между параметрами крылового профиля с относительной толщиной 12 % и размерами рабочей части расхождение коэффициента аэродинамического сопротивления C_x в АТ и в свободном потоке может превышать 50 %. При этом различие коэффициента подъемной силы C_y может достигать 20 %. Существенные расхождения подобного рода отмечались и в ряде других работ (см., например, результаты [9, 10]).

При решении задачи, связанной с изучением эффективности применения комплексного метода управления несжимаемым турбулентным пограничным слоем путем вдува/отсоса на симметричном крыловом профиле [11], авторы столкнулись с влиянием загромождения моделью рабочей части аэродинамической трубы закрытого типа на результаты измерений, хотя размеры модели были выбраны в соответствии с литературными рекомендациями. Данный факт послужил стимулом для выполнения настоящей работы, которая предпринята с целью изучения влияния масштабного фактора, условно характеризующегося коэффициентом загромождения f^* моделью крылового профиля рабочей части АТ малых скоростей, на результаты эксперимента. Очевидно, что продвижение в решении этой проблемы должно осуществляться посредством объединения

эксперимента и численных исследований, позволяющих учитывать отмеченные выше эффекты блокировки АТ.

1. Модель. Методика эксперимента и численного расчета

Эксперименты проводились в дозвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН с размерами рабочей части $1 \times 1 \times 4$ м при скорости набегающего потока $U_\infty = 21$ м/с, что соответствовало числу Рейнольдса по хорде крыла $Re_c = 0,7 \cdot 10^6$. Данная установка характеризуется высоким качеством потока. В частности, помимо пониженного уровня турбулентности набегающего потока, изменение относительной скорости $\Delta U/U_\infty$ по поперечным осям y и z в ядре потока на входе в рабочую часть при скорости $U_\infty = 35$ м/с не превышает 0,4 %, а безразмерный скоростной напор q/q_∞ на выходе из нее составляет 1,02 [12]. По-видимому, отчасти это достигается за счет специальной профилировки сопла, контур которого отличается от традиционного профиля Витошинского.

Исследуемая модель представляет собой прямоугольное в плане крыло, составленное из профильных сечений типа NACA с относительной толщиной $t^* = t/c = 0,12$. Крыло изготовлено из влагостойкой древесины и имеет симметричный профиль с хордой $c = 501$ мм, размахом $z = 930$ мм и максимальной толщиной $t = 60$ мм. Качество отделки соответствует уровню шлифованной поверхности. Поперечные координаты верхней y_v и нижней y_n образующей профиля в прямоугольной системе координат с началом на носике крыла определяются в соответствии с формулой

$$y_{v,n} = \pm t^* (0,2969x^{0,5} - 0,1260x - 0,3516x^2 + 0,2843x^3 - 0,1015x^4)/0,2.$$

Для удобства измерений крыло в рабочей части устанавливалось в вертикальное положение, так что при нулевом угле атаки α хорда крыла совпадала с центральной плоскостью симметрии аэродинамической трубы (рис. 1). Расстояние от начала рабочей части АТ до передней кромки крыла составляло $4,59c$. Толщина пограничного слоя $\delta_{0,99}$ на стенках рабочей части АТ в месте расположения модели не превышала 40 мм.

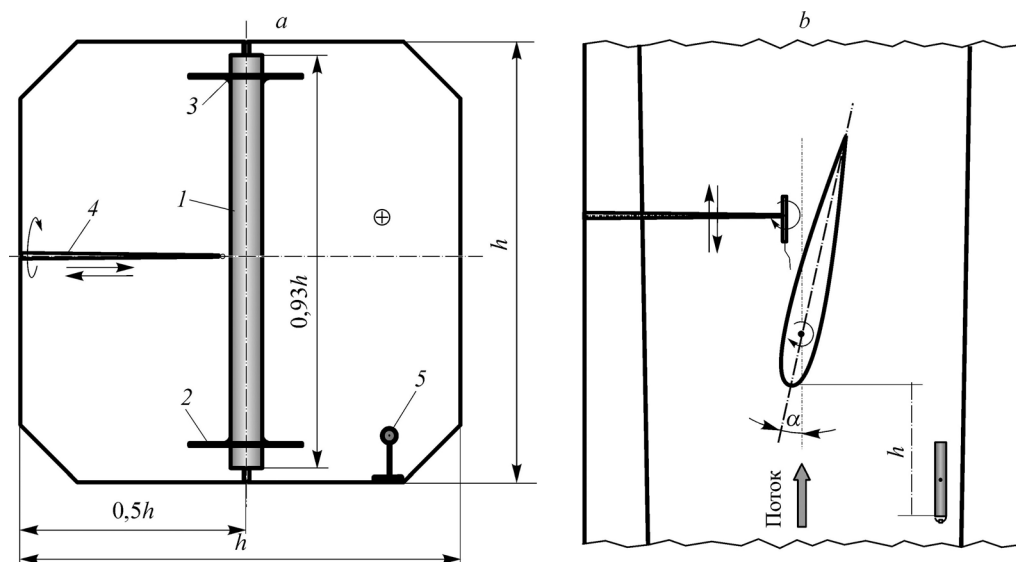


Рис. 1. Упрощенная схема эксперимента.

a — вид по потоку, b — вид сверху (концевые шайбы и прочие элементы крыла не показаны);
 I — крыловой профиль, 2 — концевая шайба, 3 — зализ, 4 — державка с датчиком,
 5 — штатная трубка Пито-статики.

Коэффициент загромождения моделью f^* рабочей части АТ составлял 5,7 % при $\alpha = 0^\circ$ и достигал 7,8 % при $\alpha = 6^\circ$. Под величиной f^* здесь подразумевается процентное соотношение между площадью проекции крылового профиля на вертикальную плоскость симметрии и площадью поперечного сечения рабочей части АТ.

Чтобы избежать неоднозначности течения на поверхностях крыла, в частности, вследствие формирования переходной области течения, и тем самым не усложнять задачу дополнительным влиянием вторичных эффектов, пограничный слой искусственно турбулизировался. С этой целью использовалась специальная самоклеящаяся противоскользкая лента средней зернистости длиной 21 мм (по оси x) и толщиной 0,6 мм, которая наклеивалась по размаху крыла на обеих его сторонах на расстоянии около 0,05с. Кроме того, хорошо известно, насколько трудно обеспечить условия двухмерного обтекания крылового профиля в аэродинамическом эксперименте. В этой связи, чтобы ослабить циркуляционные явления в окрестности торцов крыла, модель снабжена специальными концевыми шайбами. Однако в областях сопряжения концевых шайб с поверхностью крыла, представляющих собой типичную угловую конфигурацию, формируется пространственный пограничный слой с продольно развивающимися вихрями. Для подавления негативного воздействия таких вихрей на основное течение применялись зализы, геометрия которых была подобрана в соответствии с данными [13]. Измерения средней скорости в сечении $x/c \approx 0,95$ в нескольких выборочных точках по размаху крыла показали, что условия двухмерного обтекания при $\alpha = 6^\circ$ обеспечиваются с погрешностью не хуже 5–7 %.

При определении коэффициента профильного сопротивления крыла C_x , представляющего собой сумму сопротивления трения и сопротивления давления, предпочтение по ряду причин было отдано хорошо известному методу импульсов [14]:

$$C_x = \frac{2}{c} \int_{y_1}^{y_2} \sqrt{\frac{P_{0w} - P_w}{P_0 - P_\infty}} \left(1 - \sqrt{\frac{P_{0w} - P_\infty}{P_0 - P_\infty}} \right) dy \quad (1)$$

или

$$C_x = \int_c^2 \varphi(y) dy,$$

где $\varphi(y)$ — подынтегральная функция, в которой $(P_{0w} - P_w)$ — перепад между полным и статическим давлением в следе, а $(P_0 - P_\infty)$ — перепад между полным и статическим давлением набегающего потока, которые измерялись, соответственно, с помощью калиброванной мини-трубки Пито-статики диаметром 2 мм, расположенной на расстоянии 152 мм (0,303с) от задней кромки крыла, и штатной трубки Пито-статики АТ. Коэффициент подъемной силы определялся по результатам интегрирования распределения давления на поверхности крылового профиля, полученного с помощью приемников давления:

$$C_y = \int_0^1 (C_{p_n} - C_{p_n}) d\bar{x},$$

где индексы “н” и “п” при C_p относятся соответственно к наветренной и подветренной стороне крыла.

Случайная погрешность экспериментально определенных величин находилась по данным пятикратных измерений. В частности, результаты измерений соответствующих комплексов давления поперек следа и последующее определение подынтегральной функции в формуле (1) показали, что случайная погрешность коэффициента сопротивления σC_x не превышает $\pm 3,5$ %. Заметим, однако, что эта погрешность никак не учитывает возможные систематические ошибки, которые по разным причинам могут возникать в процессе эксперимента и которые чаще всего носят неконтролируемый характер.

Численное решение задачи выполнялось в программном пакете ANSYS Fluent, хорошо зарекомендовавшем себя во многих инженерных приложениях. При этом решались двумерные стационарные уравнения Рейнольдса с использованием различных двухпараметрических моделей турбулентности, заложенных в пакет ANSYS, в том числе $k-\omega$ SST. Решение уравнений движения строилось с использованием аппроксимации производных вторым порядком точности, а уравнений турбулентности — первым. Сходимость решения проверялась по остаточным разностям, которые по окончании решения находились в диапазоне 10^{-8} – 10^{-4} , и по балансу массового расхода через границы расчетной области, составлявшего $2 \cdot 10^{-5}$ – $4 \cdot 10^{-5}$ от величины массового расхода через входную границу. Расчетная область представляла собой прямоугольник, в центре которого располагалась модель крылового профиля. Расстояние от входной границы расчетной области до передней кромки крыла $x_{\text{вх}}$ и от задней кромки крыла до выходной границы $x_{\text{вых}}$ варьировалось вплоть до 9с. Установлено, что при $x \geq 5с$ результаты расчета практически не меняются. Расстояние до верхней и нижней границ расчетной области составляло одну хорду, что соответствовало условиям эксперимента. Построение структурированной расчетной сетки, которая состояла примерно из 1,7 млн. четырехугольных ячеек, выполнялось с помощью модуля GAMBIT, который генерирует высококачественные сетки на основе блочных топологий. Вблизи стенок модели было предусмотрено сгущение сетки таким образом, чтобы известный безразмерный параметр y^+ в пристенном слое лежал в диапазоне 0,1–0,9. Такое сгущение позволило корректно разрешить параметры ламинарного подслоя турбулентного пограничного слоя.

На входной границе задавались средняя скорость набегающего потока и параметры турбулентности. Интенсивность турбулентности составляла 0,05 % величины средней скорости, а отношение коэффициентов турбулентной и молекулярной вязкости было выбрано равным единице. На верхней и нижней границах расчетной области, соответствующих стенкам аэродинамической трубы, задавалось условие прилипания. На выходной границе расчетной области задавались «мягкие» граничные условия, вычисляемые как средневзвешенное между параметрами потока внутри расчетной области и опорными параметрами на выходной границе. Давление на выходной границе задавалось равным стандартной атмосфере (101325 Па), а параметры турбулентности здесь выбирались такими же, как на входной границе.

2. Обсуждение результатов

2.1. Верификация вычислительного алгоритма

Результаты численного моделирования течения вязкой жидкости существенно зависят от используемой модели турбулентности, параметров расчетной сетки, числа узлов, граничных условий и вычислительного алгоритма, см. [15] и др. Поэтому для получения корректного решения рассматриваемой задачи необходима верификация используемого в настоящей работе программного пакета ANSYS Fluent. Известно, что в подобных случаях большое внимание уделяется подбору достоверных экспериментальных данных, свободных от сколько-нибудь заметных погрешностей, а также представительным критериям для сравнения моделей турбулентности.

На первом этапе исследований тестирование вычислительного алгоритма осуществлялось путем сравнения результатов расчета с надежными экспериментальными данными, характеризующими коэффициент аэродинамического сопротивления C_x исследуемого крылового профиля. С этой целью использовались результаты экспериментов [16, 17], полученные при обтекании профиля NACA 0012 при нулевой подъемной силе и обобщенные в работе [1] формулой

$$C_x = 0,0017 + 0,91/(\lg \text{Re}_c)^{2,58}. \quad (2)$$

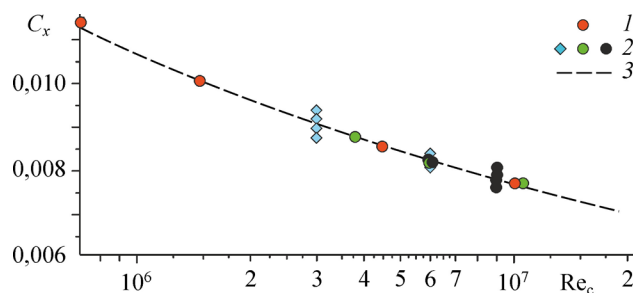


Рис. 2. Результаты тестирования коэффициента аэродинамического сопротивления крыла.

1 — расчет, 2 — экспериментальные данные [16, 17],
3 — расчет по формуле (2) [1].

Ценность этих данных состоит в том, что они получены при отсутствии сколько-нибудь заметного влияния стенок рабочей части трубы, причем часть из них — при наличии на модели (как и в представленной работе) искусственной турбулизации пограничного слоя.

Результаты тестирования изображены на рис. 2 в виде зависимости $C_x = f(\lg Re_c)$. Видно, что данные численного расчета при использовании модели турбулентности $k-\omega$ SST хорошо согласуются с результатами обобщения по формуле (2), справедливой в диапазоне чисел Рейнольдса $1,5 \cdot 10^6 - 2 \cdot 10^7$. За пределами указанного диапазона, т.е. при $Re_c = 0,7 \cdot 10^6$, полученные для свободного потока расчетные данные также являются вполне корректными.

С другой стороны, различные модели турбулентности, а также их комбинации с отличающимися численными схемами могут привести к различным предсказаниям исследуемого течения. Между тем информация, которая бы отражала процесс поиска корректной модели турбулентности при расчете турбулентного течения на крыловом профиле, в литературе встречается не так часто. Как правило, публикуются окончательные результаты для модели, которая обеспечивает наилучшую согласованность с экспериментальными данными. В этой связи представляется интересным проанализировать результаты расчета коэффициента аэродинамического сопротивления крыла, выполненного с использованием разных моделей турбулентности. Как видно из таблицы, модель турбулентности $k-\omega$ SST обеспечивает наилучшее согласование с результатами эксперимента, обобщенными формулой (2). Остальные модели дают завышенные значения C_x , величина которых при уменьшении числа Re_c может превышать 25 % (см., например, данные для модели $k-\varepsilon$ Realizable EWT). Это и понятно, поскольку модель $k-\varepsilon$ наилучшим образом подходит для описания свободной турбулентности, тогда как модель $k-\omega$ обеспечивает приемлемые результаты в пристеночных областях. Не случайно преимущество $k-\omega$ SST-модели было отмечено в ряде работ (см., например, [18]), посвященных расчету течения на крыловых профилях при дозвуковых скоростях потока.

Таблица
Вычисленные значения коэффициента аэродинамического сопротивления
крылового профиля NACA 0012 при использовании различных моделей турбулентности $\alpha = 0^\circ$

Число Re_c	7,25·10 ⁵	1,45·10 ⁶	2,9·10 ⁶	1,0·10 ⁷
Расчет				
Формула (2)	0,01120	0,01005	0,009083	0,007707
Модель $k-\omega$ SST	0,01139	0,01020	0,00911	0,007843
Модель $k-\varepsilon$ Real. EWT	0,01414	0,01216	0,01055	0,007843
Модель Spalart–Allmaras	0,01281	0,01157	0,01054	0,008985

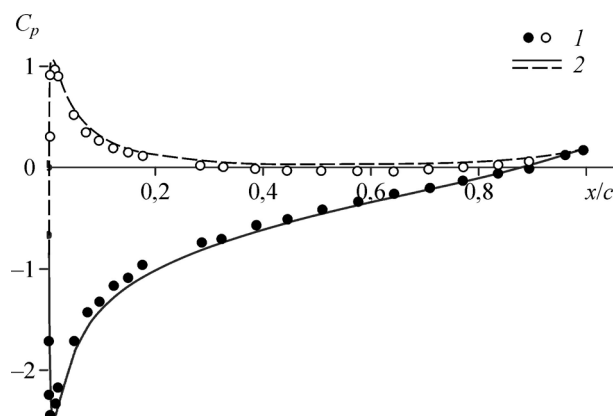


Рис. 3. Результаты тестирования коэффициента давления на поверхности крыла при $\alpha = 6^\circ$.

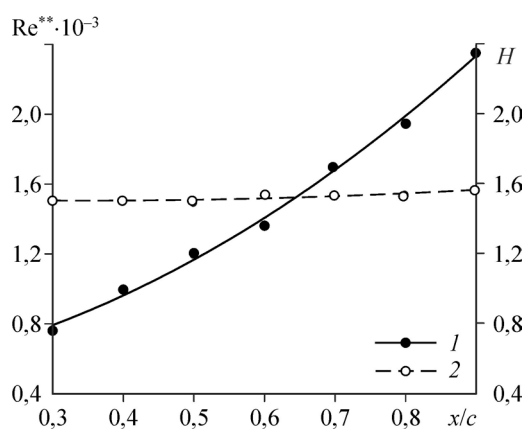
1 — экспериментальные данные [2], 2 — расчет настоящей работы.

На втором этапе исследований тестирование вычислительного алгоритма осуществлялось путем сравнения с экспериментальным распределением давления на поверхности крыла, полученным в условиях, близких к условиям безграничного потока. При этом за основу были взяты экспериментальные данные [2], которые, по всей вероятности, соответствуют указанным условиям. Результаты тестирования представлены на рис. 3 в виде зависимости $C_p = f(x/c)$, где $C_p = (P - P_\infty)/(0,5\rho_\infty U_\infty^2)$ — коэффициент давления, в котором P и P_∞ — соответственно давление на поверхности крыла и статическое давление набегающего потока, ρ_∞ — плотность воздуха, а x/c — безразмерная координата, имеющая направление хорды крыла. В целом при равенстве чисел Рейнольдса результаты численного расчета в свободном потоке и данные эксперимента [2] удовлетворительно согласуются друг с другом. Некоторое отличие имеет место в области резкого изменения градиента давления, что вполне объяснимо. Таким образом, модель турбулентности $k-\omega$ SST можно считать приемлемой и в данном случае.

2.2. Характеристики пограничного слоя

Наличие продольного градиента давления (тем более знакопеременного) может существенно влиять на процесс формирования структуры течения на обтекаемой поверхности. В этой связи представляется важным рассмотреть характер развития пограничного слоя вдоль хорды крыла в АТ ограниченных размеров. Отметим предварительно, что, судя по измеренным профилям средней скорости, пограничный слой на исследуемом крыловом профиле развивается без каких-либо особенностей и в диапазоне углов атаки $\alpha = -6^\circ \div 6^\circ$ имеет безотрывный характер.

Рис. 4. Изменение числа Рейнольдса Re^{**} (1) и формпараметра пограничного слоя H (2) вдоль хорды крыла при $\alpha = 0^\circ$ и $Re_c = 0,7 \cdot 10^6$.



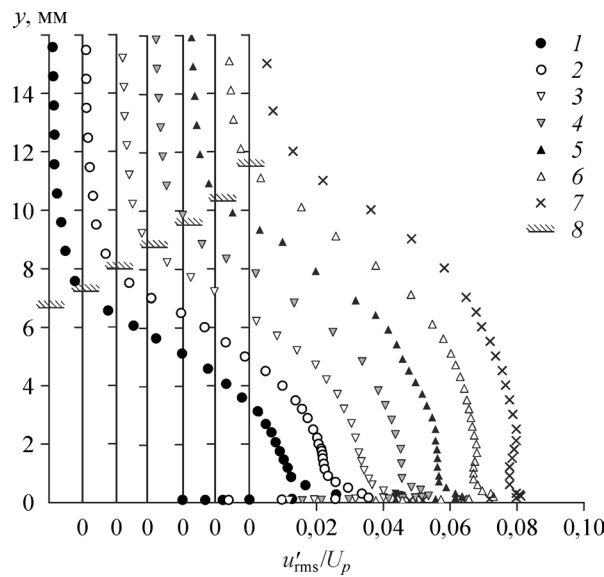


Рис. 5. Профили интегральной интенсивности пульсаций скорости в пограничном слое в сечении $x/c = 0,7$.
Угол атаки $\alpha = 6$ (1), 4 (2), 2 (3), 0 (4), -2 (5), -4 (6), -6 (7) град, толщина пограничного слоя $\delta_{0,99}$ (8).

В качестве примера на рис. 4 при $\alpha = 0^\circ$ представлено изменение важнейших характеристик пограничного слоя вдоль хорды крыла — $Re^{**}(x/c)$ и $H(x/c)$, где Re^{**} — число Рейнольдса, вычисленное по толщине потери импульса, а $H = \delta^*/\delta^{**}$ — формпараметр. Как видно, имеет место интенсивный рост величины Re^{**} , усиливающийся при увеличении продольной координаты x . Вместе с тем темп роста формпараметра H является слабым, а сами значения, при прочих равных условиях, близки к соответствующим значениям на плоской пластине, где $H \approx 1,45$.

Важно также отметить, что пограничный слой на крыловом профиле находится в развитом турбулентном состоянии. Об этом свидетельствуют профили интегральной интенсивности пульсаций скорости $u'_{rms}/U_p = f(y)$ (рис. 5), максимальное значение которой $(u'_{rms})_{max}$ составляет около 8,6 % от средней скорости потока U_p , что, при прочих равных условиях, слабо отличается от равновесного значения на плоской пластине. Таким образом, характер течения на крыле на первый взгляд представляется вполне естественным. Однако на самом деле ситуация не так проста, как это может показаться первоначально.

Действительно, на рис. 6 в виде зависимости $C_p = f(x/c)$

приведено сравнение данных численного расчета, характеризующего распределение давления на поверхности крыла ($c = 501$ мм)

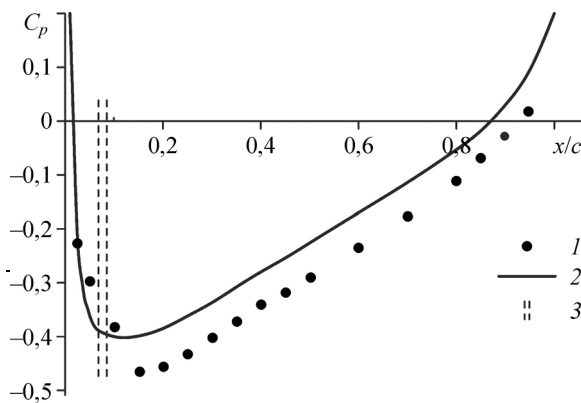


Рис. 6. Распределение коэффициента давления вдоль хорды крыла при $\alpha = 0^\circ$ и $Re_c = 0,7 \cdot 10^6$.
1 — результаты эксперимента, 2 — данные расчета, 3 — передняя и задняя границы турбулизатора.

на угле атаки $\alpha = 0^\circ$, с результатами эксперимента в аэродинамической трубе Т-324. Хотя в целом характер зависимости $C_p = f(x/c)$ в расчете и эксперименте примерно одинаков, тем не менее в количественном отношении видна существенная разница, обусловленная разгонным характером течения в АТ из-за присутствия стенок. Данный факт становится более понятным, если обратить внимание на специфику течения на профиле, в особенности на подветренной его стороне (рис. 7). Как видно, на расстоянии от стенок АТ до крыла порядка одной хорды ($y/c \approx \pm 1$) имеет место эффект интерференции потока со стенками, который замечен даже при небольших углах атаки α , равных 0° и 4° (рис. 7а, 7b соответственно), но явно усиливающийся при $\alpha = 8^\circ$ и 12° (рис. 7с и 7d). Это и приводит к соответствующему понижению в эксперименте уровня давления на профиле. Как следствие, это способствует уменьшению в эксперименте индуцированного схода потока в сравнении со свободным обтеканием. В этом случае можно ожидать и соответствующего уменьшения коэффициента подъемной силы C_y . Причем, как показали расчеты, указанная тенденция практически не зависит от выбора модели турбулентности.

Таким образом, при кажущемся благополучии, даже при малых углах атаки крыла, соответствующих коэффициенту загромождения $f^* \leq 5,7\%$, может иметь место эффект блокировки рабочей части АТ закрытого типа.

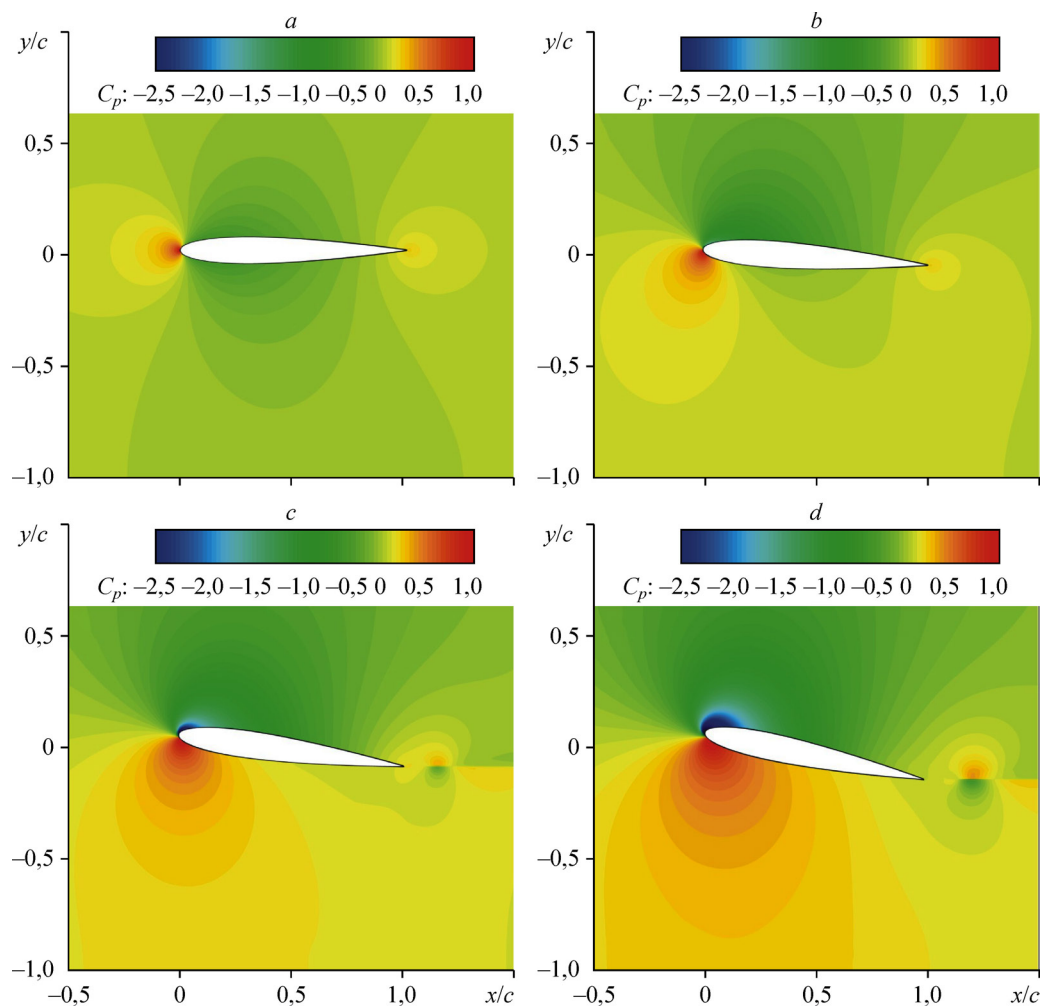


Рис. 7. Расчетные значения полей коэффициента давления при числе $Re_c = 0,7 \cdot 10^6$.

Угол атаки $\alpha = 0$ (а), 4 (b), 8 (с), 12 (d) град.

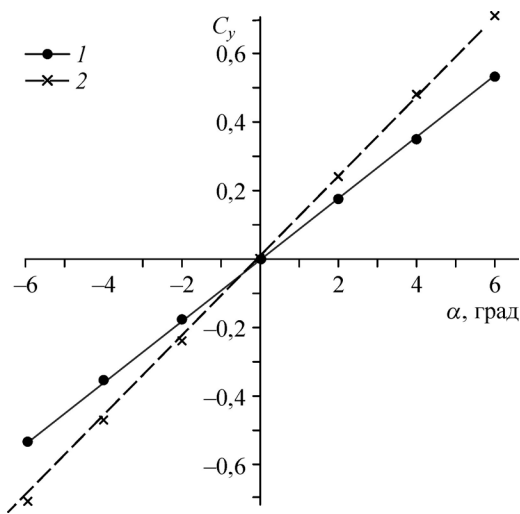


Рис. 8. Изменение коэффициента подъемной силы крыла в зависимости от угла атаки при $Re_c = 0,7 \cdot 10^6$.

1 — эксперимент, 2 — расчет.

2.3. Аэродинамические характеристики крылового профиля

Отмеченные выше особенности течения (в основном на подветренной стороне крыла) приводят к соответствующему расхождению расчетных и экспериментальных данных, характеризующих подъемную силу крыла, изменение которой показано на рис. 8 в виде зависимости $C_y(\alpha)$. Как видно,

расчетные значения коэффициента C_y , полученные для условий свободного потока, существенно превышают соответствующие значения в трубном эксперименте, хотя в обоих случаях имеет место линейный ход зависимости $C_y(\alpha)$. В частности, при $\alpha = 6^\circ$ максимальное расхождение

$$\Delta(C_y/C_{y \text{ эксп}})_{\max} = (C_{y \text{ эксп}} - C_{y \text{ расч}})/C_{y \text{ эксп}}$$

для профиля с хордой $c = 501$ мм составляет около 30 % в сравнении с обтеканием безграничным потоком, и нет оснований полагать, что оно уменьшится при дальнейшем увеличении угла атаки. Одна из причин этого расхождения состоит в возникновении в эксперименте пониженного (вследствие интерференции со стенкой трубы) давления, главным образом на подветренной стороне крыла. Однако основную причину, по-видимому, следует отнести к уменьшению углов скоса потока $\varepsilon = V_y/V_x$ перед крылом в рабочей части АТ в сравнении со случаем свободного обтекания. Действительно, например, при $\alpha = 6^\circ$ разница в угле скоса $\Delta\varepsilon$ в расчете и эксперименте на расстоянии порядка одной хорды выше по потоку от крыла составляет около $0,4^\circ$. Фактически это соответствует обтеканию профиля в АТ при меньшем угле атаки. Причем указанная разница $\Delta\varepsilon$ слабо зависит от поперечной координаты y . Отличие экспериментальных и расчетных значений C_y для профиля $c = 250$ мм уменьшается и это не случайно, поскольку интерференция со стенкой трубы в этом случае ослабевает.

На рис. 9 в виде зависимости $C_x(\alpha)$ приведены также результаты сравнения для коэффициента аэродинамического сопротивления C_x . Как видно, в расчете и эксперименте наблюдается разный характер изменения зависимости $C_x(\alpha)$, причины которого не вполне понятны. Логично было бы ожидать, что вследствие роста коэффициента загромождения f^* при увеличении угла атаки крыла расхождение величины C_x будет возрастать. Однако уже при относительно малом загромождении рабочей части АТ имеет место значительное отличие величины C_x в свободном потоке и в АТ. Например, при $\alpha = 0^\circ$ ($f^* \approx 5,7\%$) это отличие, определяемое как

$$\Delta(C_x/C_{x \text{ эксп}})_{\max} = (C_{x \text{ эксп}} - C_{x \text{ расч}})/C_{x \text{ эксп}},$$

для профиля $c = 501$ мм составляет около 18 %, но заметно уменьшается для профиля $c = 250$ мм. Хотя при $\alpha = 6^\circ$ согласованность данных расчета и эксперимента, казалось бы, лучше, но очевидно, что при дальнейшем увеличении угла атаки рассогласование возрастет.

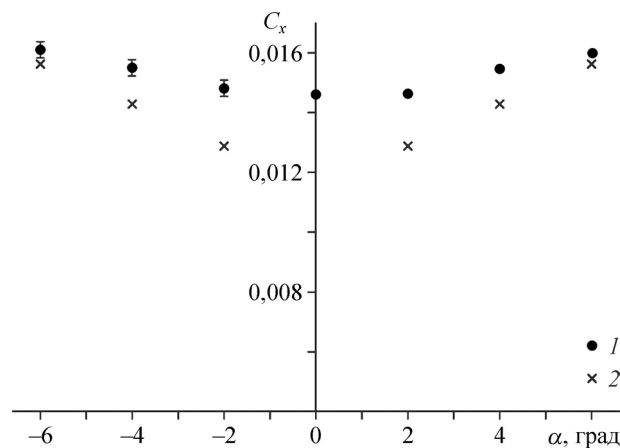


Рис. 9. Изменение коэффициента сопротивления крыла в зависимости от угла атаки при $Re_c = 0,7 \cdot 10^6$.

1 — эксперимент, 2 — расчет.

Поскольку на наветренной стороне крыла расхождение в зависимости $C_x(\alpha)$ в расчете и эксперименте является небольшим, можно предположить, что основная причина, повидимому, состоит в повышении в эксперименте роли составляющей сопротивления, обусловленной силами давления на подветренной стороне профиля. В то же время нельзя также исключать влияние турбулизатора как источника возмущений, которые способствуют дополнительному росту величины C_x в эксперименте. Напомним, что расчет выполнялся в предположении гладкой поверхности крыла. Таким образом, даже относительно малый коэффициент загромождения ($f^* \approx 5,7\%$) рабочей части АТ закрытого типа не гарантирует моделирование обтекания тела типа крылового профиля свободным потоком.

Представляется важным отметить также, что есть и другие причины для отличия в C_x . Во-первых, в процессе эксперимента статическое давление потока P_∞ , как обычно, измерялось в сечении, расположенном на расстоянии порядка $2c$ выше по потоку от модели. Однако вследствие гидравлических потерь по тракту АТ оно не может в этом сечении быть равным (и не равно) статическому давлению на бесконечно большом удалении вверх по потоку. Расчеты показывают, что эта разница (ΔP) для $Re_c = 0,7 \cdot 10^6$ составляет примерно 11 Па. Строго говоря, при определении истинного значения комплекса $(P_{0w} - P_\infty)/(P_0 - P_\infty)$ в формуле (1) указанную величину ΔP необходимо учитывать. Анализ свидетельствует, что внесение данной методической поправки действительно приводит к уменьшению расхождения между расчетными и экспериментальными данными. Но главная причина заключается в увеличении в эксперименте составляющей сопротивления за счет сил давления на подветренной стороне профиля в сравнении с обтеканием того же профиля в свободном потоке.

Заключение

Проведенные исследования подтверждают, что даже в ограниченном диапазоне углов атаки размеры хорошо обтекаемой аэродинамической модели типа крылового профиля имеют важное значение при проведении эксперимента в АТ с закрытой рабочей частью. Три основных фактора, которые необходимо учитывать при пересчете на условия неограниченного потока, следует отнести к числу первостепенных: коэффициент загромождения рабочей части АТ, статическое давление или скорость потока перед моделью и продольный размер модели. Полученные здесь далеко не исчерпывающие

результаты не позволяют определить роль каждого из перечисленных факторов. Однако они дают основание полагать, что при испытаниях симметричных крыловых профилей в АТ с закрытой рабочей частью продольный размер модели не может превышать величину $(0,25-0,3)H$ (где H — поперечный размер рабочей части) при коэффициенте загромождения, составляющем не более 4–5 %. Лишь в этом случае можно быть уверенным, что в рабочей части АТ моделируются условия свободного обтекания профиля. Вместе с тем выполненные обширные расчеты с вариацией модели турбулентности, границ вычислительной области, дизайна расчетной сетки, размеров модели и других параметров пока не позволяют выполнить корректировку результатов трубных испытаний. Получение необходимой информации должно стать предметом дополнительных исследований.

Список литературы

1. McCroskey W.J. A critical assessment of wind tunnel results for the NACA0012 airfoil // USAAVSCOM Technical Report 87-A-5, October, 1987. 23 p.
2. Gregory N., O'Reilly C.L. Low-speed aerodynamic characteristics of NACA 0012 airfoil section, including the effects of upper-surface roughness simulating hoar frost // ARC R & M. 1973. No. 3726. 33 p.
3. Буй В.Т., Лапыгин В.И. Моделирование обтекания модели в закрытой рабочей части аэродинамической трубы малых скоростей и в свободном потоке // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22, № 3. С. 365–372.
4. Eastern N., Albert S. Airfoil section characteristics as affected by variations of the Reynolds number // NACA TR 586. 1937. 64 p.
5. Босняков С.М., Власенко В.В., Курсаков И.А., Михайлов С.В., Квест Ю. Задача интерференции обтекания тела вращения с державкой аэродинамической трубы и особенности ее решения с использованием ЭВМ // Учен. записки ЦАГИ. 2011. Т. 42, № 3. С. 25–40.
6. Garner H.C., Rogers E.W.E., Acum W.E.A., Maskell E.C. Subsonic wind tunnel wall corrections. AGARDograph 109. 1966. 466 p.
7. Wiriadidjaja S., Rafie M.A.S., Romli F.I., Ariff O.K. Aerodynamic interference correction methods case: subsonic closed wind tunnels // Applied Mechanics and Materials. 2012. Vol. 225. P. 60–66.
8. Горлин С.М. Экспериментальная аэромеханика. М.: Высшая школа, 1970. 423 с.
9. Ермоленко С.Д., Прудников Ю.А., Соболенко В.У. О поправках на влияние границ потока (индукцию трубы) к аэродинамическим характеристикам моделей, испытываемых вблизи экрана // Учен. записки ЦАГИ. 1974. Т. 5, № 1. С. 83–85.
10. Gilling L., Sørensen N. Large eddy simulations of an airfoil in turbulent inflow // 4 th PhD Seminar on Wind Energy in Europe. Book of Abstracts. Aalborg University, 2008. P. 33–36.
11. Корнилов В.И., Кавун И.Н., Попков А.Н. Развитие технологии вдува/отсоса воздуха для управления турбулентным течением на крыловом профиле // Прикладная механика и технич. физика. 2019. Т. 60, № 1. С. 10–19.
12. Поляков Н.Ф. Методика исследований характеристик потока в малотурбулентной аэродинамической трубе и явления перехода в несжимаемом пограничном слое: дис. ... канд. техн. наук. Новосибирск, 1973. 262 с.
13. Kornilov V.I. Three-dimensional turbulent near-wall flows in streamwise corners: current state and questions // Progr. in Aerosp. Sci. 2017. Vol. 94. P. 46–81.
14. Jones B.M. The measurement of profile drag by the pitot traverse method // ARC R & M. 1936. No. 1668.
15. Смирнов Е.М., Гарбарук А.В. Течения вязкой жидкости и модели турбулентности: методы расчета турбулентных течений // Конспект лекций. СПбПУ, 2010. 127 с.
16. Abbott I.H., von Doenhoff A.E. Theory of wing sections, including a summary of airfoil data. New York: Dover Publications, 1959. P. 124–187.
17. Ladson C.L. Two-dimensional airfoil characteristics of four NACA 6A-Series airfoils at transonic mach numbers up to 1.25 // NACA R&M. 1957. No. L57F05.
18. Douvi C.E., Tsavalos I.A., Margaris P.D. Evaluation of the turbulence models for the simulation of the flow over a National Advisory Committee for Aeronautics (NACA) 0012 airfoil // J. Mech. Engin. Research. 2012. Vol. 4, No. 3. P. 100–111.

*Статья поступила в редакцию 30 октября 2019 г.,
после доработки — 30 октября 2019 г.,
принята к публикации 6 ноября 2019 г.*