

УДК 532.517.2/4:519.63

© 2000 г. С.А. ИСАЕВ, Ю.С. ПРИГОРОДОВ, А.Г. СУДАКОВ

**ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ ВИХРЕВЫХ ЯЧЕЕК  
ПРИ ЛАМИНАРНОМ И ТУРБУЛЕНТНОМ ОБТЕКАНИИ  
КРУГОВОГО ЦИЛИНДРА СО ВСТРОЕННЫМИ  
ВРАЩАЮЩИМИСЯ ТЕЛАМИ**

На основе численного моделирования стационарного двумерного обтекания кругового цилиндра со встроенными в его контур вращающимися цилиндрическими телами дан анализ влияния интенсификации потока в мелкомасштабных вихревых ячейках на структуру течения в ближнем следе за цилиндром и его лобовое сопротивление при ламинарном и турбулентном режимах.

Одна из притягательных концепций современной аэрогидромеханики связана с управлением обтеканий тел за счет активных способов воздействия на пристеночные слои жидкости. В [1] наибольшее внимание уделено ставшему классическим способу организации вдува-отсоса через участок обтекаемой поверхности.

Также значительный интерес проявляется к способу воздействия на обтекание тел, связанному с размещением в их контуре вращающихся цилиндров [1, 2]. В этом случае при надлежащем выборе скорости закрутки достигается кардинальное изменение характера течения, в частности реализация безотрывного режима обтекания тел. Как результат, оказывается возможным существенно уменьшить лобовое сопротивление тел различной формы, а в приложении к профилям получить высокое аэродинамическое качество.

В последнее время повышенное внимание уделяется развитию новой концепции управления потоками, основанной на интенсификации течения в вихревых ячейках, расположенных в контуре тел [3–6]. Генерация импульса за счет отсоса на центральном теле внутри малогабаритной ячейки в значительной степени изменяет вихревую структуру в ближнем следе за телом. Как следствие, обнаружено более чем двукратное снижение лобового сопротивления цилиндра [5] и достижение высокого (порядка 25) аэродинамического качества толстого профиля [6] при турбулентном режиме обтекания потоком несжимаемой вязкой жидкости. Однако следует указать, что при оценке эффективности способа управления не учитывался вклад дополнительной, вызванной энергетическими затратами, силы сопротивления.

В данном численном исследовании рассматривается ламинарное и турбулентное обтекание поперечного цилиндра с вмонтированными в вихревые ячейки вращающимися центральными телами, детально анализируются картины течения в ближнем следе за цилиндром при вариации в широких пределах скорости вращения центральных тел, а также оценивается дополнительное сопротивление цилиндра, связанное с энергетическим обеспечением выбранного способа управления.

1. Для решения задачи о двумерном стационарном обтекании потоком несжимаемой вязкой жидкости кругового цилиндра с вихревыми ячейками применяются математические модели, основанные на системах уравнений Навье – Стокса и Рейнольдса при ламинарном и турбулентном режимах. В последнем случае исходная система уравнений замыкается дифференциальными моделями турбулентности.

Для решения задач отрывного обтекания тел различной геометрии, в том числе с учетом влияния подвижного экрана ([7]), одной из апробированных является двухпараметрическая  $k - \epsilon$ -модель турбулентности для больших чисел Рейнольдса. Общепризнана приемлемость модели для расчета сдвиговых течений, которые подчас играют важную роль в гидродинамических механизмах многочисленных физических явлений. Однако эта модель имеет существенные недостатки, прежде всего связанные с некорректностью формирования в зонах отрыва или присоединения потока логарифмического профиля скорости, закладываемого (или являющегося следствием условия локального равновесия турбулентности у стенки) в аппарате пристеночных функций. Известный путь модернизации этой модели – это ее коррекция с целью учета влияния пристеночных эффектов.

Модель  $k - \omega$  [8] в свою очередь обладает хорошей работоспособностью при расчете пристеночных течений. Предполагается, что использование  $\omega$  в качестве зависимой переменной предпочтительнее, чем скорости диссипации турбулентности. Для нее легче сформулировать корректные граничные условия.

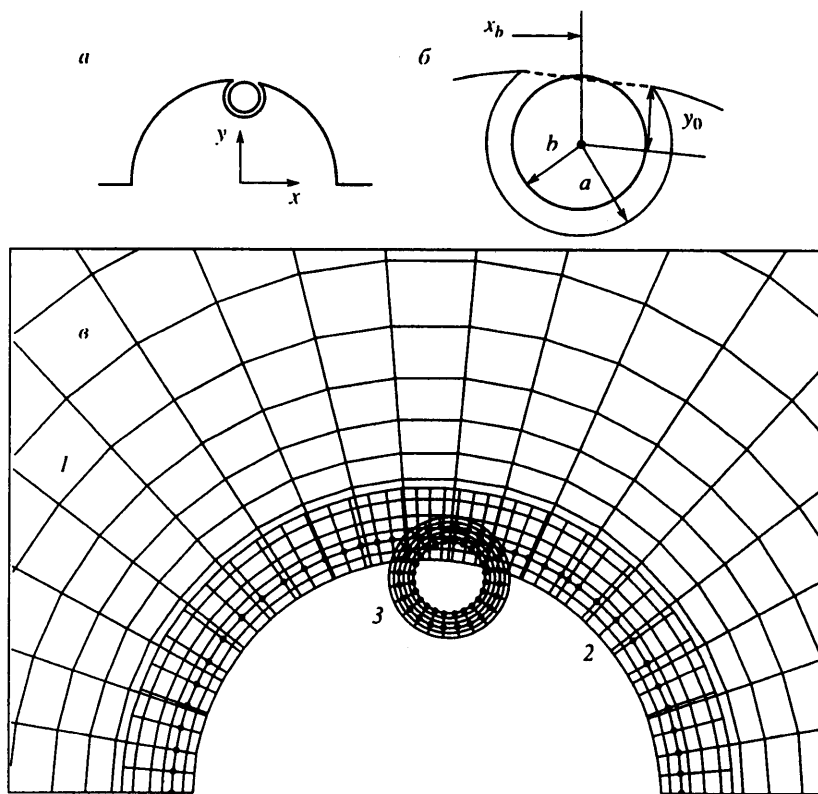
В варианте [9]  $k - \omega$ -модели предложено удачное сочетание двух указанных моделей. Проведенное тестирование модели на задаче отрывного обтекания обращенной назад ступеньки в канале показало ее преимущество над существующими аналогами. Причем очень важным с позиций эффективности обстоятельством является рациональный выбор пристеночных шагов ( $y^+ \sim 1$  для ближайшего к стенке узла, где  $y^+ = \nu y^*/\mu$ ). Они не задаются очень малыми.

В данной работе расчеты выполнены с использованием модели переноса сдвиговых напряжений [9]. Модель модифицирована с учетом влияния кривизны линий тока на характеристики турбулентности в рамках подхода [7]. Дополнительная полуэмпирическая константа в корректирующей линейной зависимости от турбулентного числа Ричардсона определена на основе многочисленных численных экспериментов и равна 0,1.

Примененный расчетный алгоритм основан на обобщенной процедуре глобальных итераций, предназначенной для решения конечно-объемным методом уравнений переноса на многоблочных пересекающихся сетках  $O$ -типа. Система исходных уравнений записывается в дельта-форме в криволинейных, согласованных с границами расчетной области, координатах относительно приращений зависимых переменных, включающих декартовы составляющие скорости. После линеаризации система исходных уравнений решается с помощью конечно-объемной процедуры типа SIMPLEC [7], основанной на концепции расщепления по физическим процессам и записанной в  $E$ -факторной формулировке. Для уменьшения влияния численной диффузии в расчетах течений с организованным отрывом потока, весьма чувствительных к ошибкам аппроксимации конвективных членов, в явной части уравнений переноса используется противопоточная схема с квадратичной интерполяцией [7]. Дискретизация конвективных членов уравнений переноса характеристик турбулентности проведена как по схеме [7], так и по схеме, представляющей разновидность TVD-схемы [10]. Одновременно, чтобы избежать ложных осцилляций при воспроизводстве течений с тонкими сдвиговыми слоями, в неявной части уравнений использован механизм искусственной диффузии в сочетании с применением односторонних противопоточных схем для представления конвективных членов. В свою очередь для устранения немонотонностей в распределении давления при дискретизации градиента давления по центрально-разностной схеме на центрированном шаблоне в блок коррекции давления введен монотонизатор [7] с эмпирическим множителем, определенным в ходе численных экспериментов на задаче обтекания цилиндра и шара потоком вязкой несжимаемой жидкости и равным 0,1. Высокая эффективность расчетной процедуры для решения дискретных алгебраических уравнений обеспечена применением метода неполной матричной факторизации [7].

В расчетную процедуру также включен интерполяционный блок определения зависимых переменных в зонах перекрытия подобластей. В его основу положен "метод консервативной интерполяции" [11].

Численное решение задачи находится в предположении о симметрии течения относительно геометрической плоскости симметрии (фиг. 1, а), что позволяет ограничить



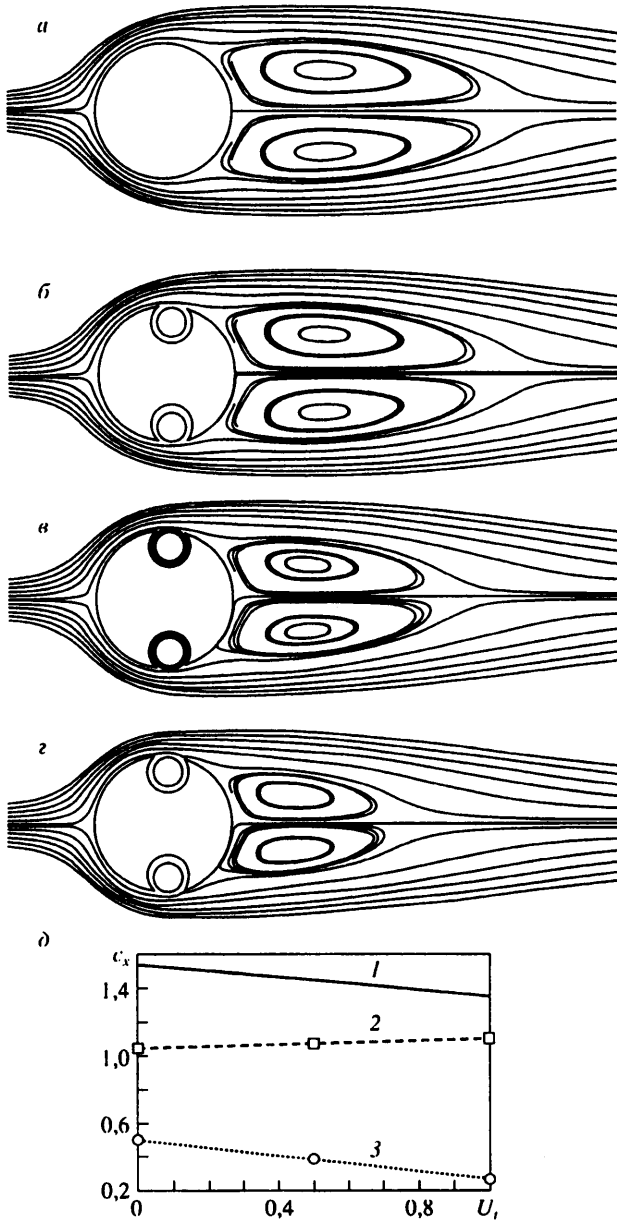
Фиг. 1. Схема цилиндра с вихревыми ячейками (а), конфигурация вихревой ячейки (б) и фрагмент многоблочной сетки (в): сетки 1–3 – внешняя, прилегающая к контуру цилиндра и в кольцевой области вихревой ячейки

расчетную область верхней полуплоскостью. В контуре цилиндра располагается вихревая ячейка круговой формы (с радиусом  $a$ ), центр которой определяется координатами  $x_b$  и  $y_0$  (фиг. 1, б). Внутри ячейки размещается цилиндрическое центральное тело радиуса  $b$ . В расчетах принимается  $x_b = 0,05$  и  $y_0/a = 0,7$ .

Для более точного разрешения разномасштабных структурных элементов (фиг. 1, в) выделены отдельно пристеночная область толщиной  $0,1$  диаметра  $d$  цилиндра, выбранного в качестве характерного масштаба, и периферийная кольцевая зона, внешняя граница которой располагается на удалении  $40 d$  от тела. Введение нескольких кольцевых зон связано не только с ускорением сходимости решения задачи за счет уменьшения достаточного количества расчетных ячеек, но и, что более важно, с настройкой локальной сетки на характеристики отображаемого структурного элемента течения: пограничного слоя на поверхности цилиндра, возвратного течения за телом и на достаточном от него удалении. Количество узлов во внешней зоне равно  $80 \times 120$ , в пристеночной зоне  $13 \times 200$ . Шаг у стенки  $0,002$ .

В пространстве вихревой ячейки строится равномерная кольцевая сетка, содержащая на дуге окна ячейки 21 узел и на радиусе 18 узловых точек. Общее количество точек в окружном направлении рассчитывается затем из условия постоянства углового шага. На поверхности вращающегося центрального тела задается касательная составляющая скорости  $U_r$ .

Величина скорости набегающего потока  $U_\infty$  и диаметр цилиндра  $d$  приняты в качестве масштабов обезразмеривания.



Фиг. 2. Сравнение картин ламинарного обтекания гладкого цилиндра (а) и цилиндра с вихревыми ячейками (б-г) при варьировании скорости вращения центральных тел:  $U_i = 0; 0,5; 1,0$ , а также зависимостей коэффициента лобового сопротивления  $C_x$  (1) и его составляющих  $C_{xp}$  (2),  $C_{xf}$  (3) от  $U_i$  (д)

На входной части внешней границы расчетной области заданы параметры невозмущенного потока. Характеристики турбулентности сформулированы так же, как в [7, 12], и согласованы с условиями проведения физических экспериментов. Так,  $k_\infty$  задана соответствующей степени турбулентности набегающего потока  $Tu_\infty = 1,5\%$ , а масштаб турбулентности  $L_\infty$  выбран порядка  $d$ .

Сетка	Re	$C_{xp}$	$C_{xf}$	$C_x$	$X_s$	$\theta_s^\circ$	Литература
Многоблочная	14500	0,736	0,016	0,752	4,8	103,5	Данная работа
100 × 62	10000	0,732	0,011	0,743	5,0	105,6	[12]
–	14500	0,72	–	–	–	–	[13]

На выходной части внешней границы ставятся мягкие граничные условия (условия продолжения решения). В плоскости симметрии задаются условия симметричности, на поверхности тела – условия прилипания.

2. Результаты численного моделирования ламинарного обтекания цилиндра при наличии и в отсутствие вихревых ячеек, полученные при числе Рейнольдса 40, показаны на фиг. 2. Размеры ячейки и центрального тела задаются равными  $a = 0,15$  и  $b = 0,108$ .

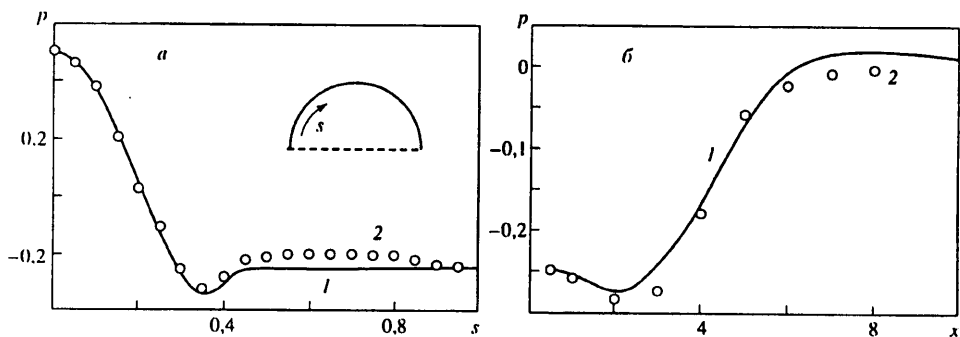
Из фиг. 2, а, б следует, что спектры обтекания гладкого и с пассивными вихревыми ячейками цилиндров при низком числе Рейнольдса оказываются очень близкими. В условиях преобладающего влияния физической вязкости негладкость контура омываемого тела не играет существенной роли в формировании вихревой картины и в распределении локальных характеристик по поверхности тела. Увеличение скорости  $U$ , вращения центрального тела способствует сокращению зоны циркуляционного течения в ближнем следе за цилиндром и уменьшению лобового сопротивления  $C_x$  (фиг. 2, в–д). Следует отметить, что зависимость  $C_x$  и его составляющих от  $U$ , имеет линейный характер, причем если сопротивление трения  $C_{xf}$  носит регрессивный характер (двукратное снижение при  $U_t = 1$ ) по мере увеличения  $U$ , то сопротивление давления  $C_{xp}$  даже несколько растет в рассматриваемом диапазоне изменения  $U$ .

3. На фиг. 3 и в таблице проводится сопоставительный анализ численных результатов расчета турбулентного обтекания гладкого цилиндра, проведенного на многоблочной сетке с использованием  $k - \omega$ -модели [9], и данных эксперимента [13] при числе Рейнольдса  $Re_\infty = 1,45 \cdot 10^4$ . В таблице также представляются результаты расчета обтекания цилиндра на моноблочной сетке при близком числе Рейнольдса в рамках подхода на основе метода локального подобия [12].

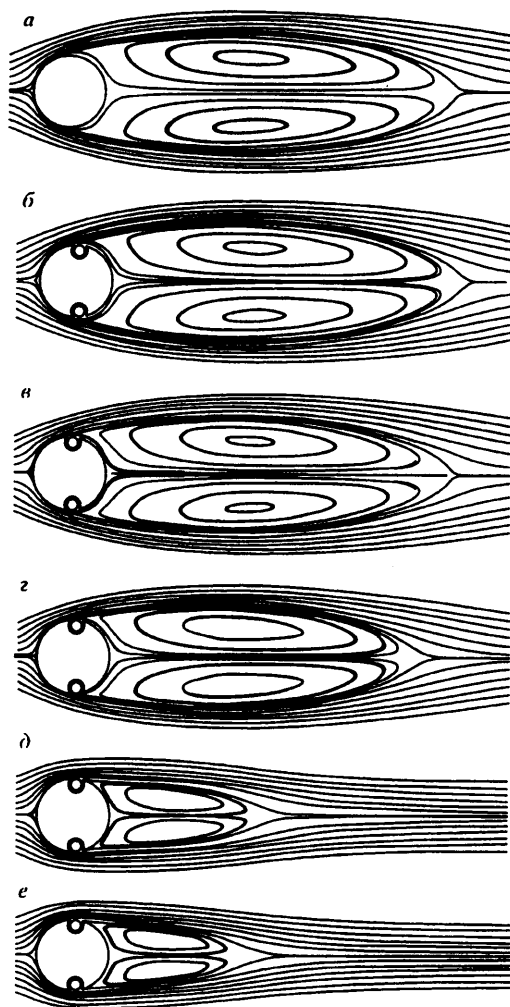
При выбранном числе Рейнольдса реализуется докритический режим обтекания, характеризующийся тем, что между передней точкой торможения и точкой отрыва на поверхности цилиндра развивается ламинарный пограничный слой, а течение за точкой отрыва и, в частности, в ближнем следе является полностью турбулентным. Следовательно, в поле течения оказываются существенными вязкие пристеночные эффекты, что обуславливает использование  $k - \omega$ -модели турбулентности [9]. Также следует отметить, что эксперимент в [13] проведен на модели с разделительной пластиной в следе за трубой и оказывается вполне допустимым сравнивать его результаты с решениями задачи турбулентного обтекания цилиндра в упрощенной постановке.

Близкое согласование расчетных и измеренных распределений давления по контуру цилиндра и в следе за ним свидетельствует о приемлемости выбранной модели турбулентности. Следует указать на близость представленных в таблице интегральных характеристик течения, прогнозируемых в рамках различных расчетных моделей, а также определенных численно и экспериментально  $C_{xp}$ . Подчеркнем, что вклад  $C_{xf}$  в общее лобовое сопротивление  $C_x$  не превышает 2%, а точка отрыва потока на цилиндре находится на передней его части.

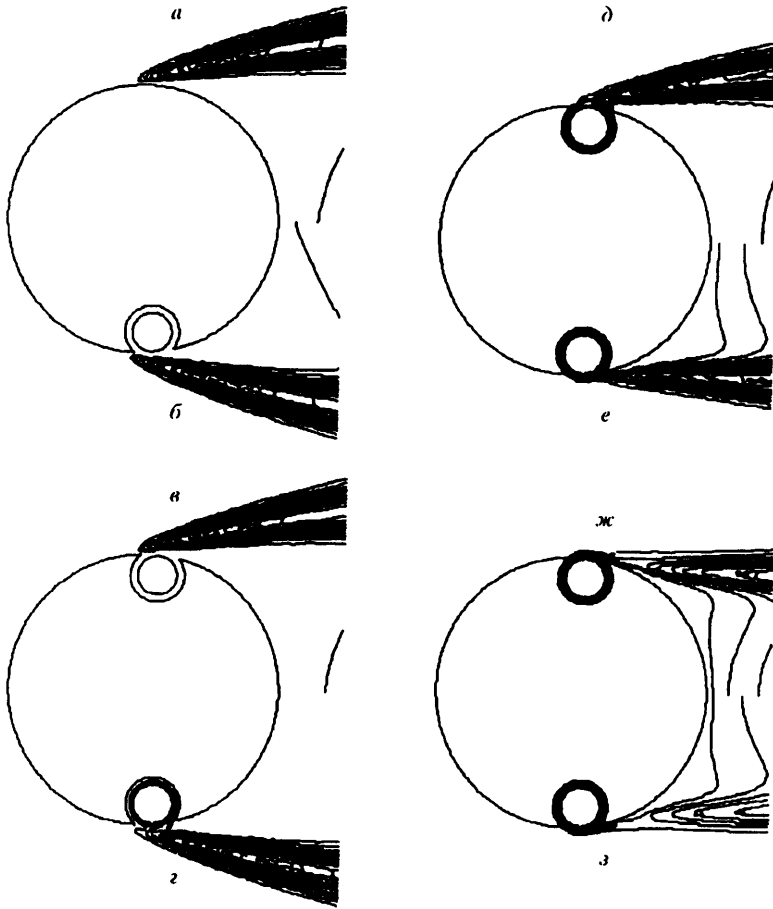
4. На фиг. 4–6 представлены численные результаты по влиянию скорости вращения  $U$ , центральных тел радиуса  $b = 0,072$  в вихревых ячейках размера  $a = 0,1$  на турбулентное обтекание кругового цилиндра при числе Рейнольдса  $Re_\infty = 1,45 \times 10^4$ .



Фиг. 3. Сравнительный анализ расчетных (1) и экспериментальных (2) распределений давления  $p$  по контуру кругового цилиндра (а) и в плоскости симметрии ближнего следа (б)



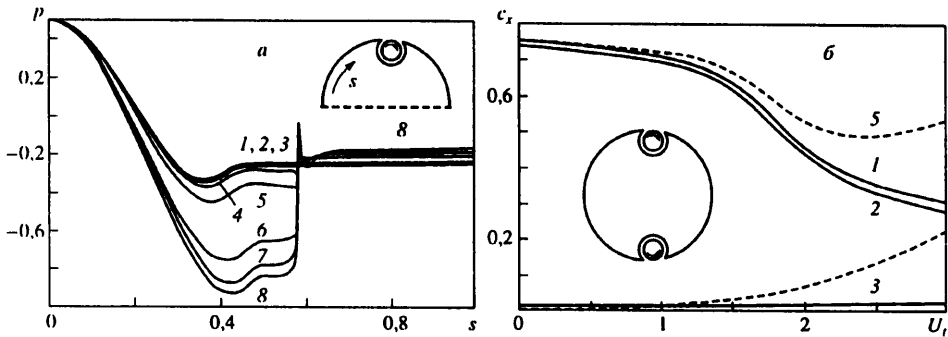
Фиг. 4. Сопоставление картин турбулентного обтекания гладкого цилиндра (а) и цилиндра с вихревыми ячейками (б-е) при варьировании скорости вращения  $U_t = 0; 1,0; 1,5; 2,5; 3,0$



Фиг. 5. Сравнение картин изолиний энергии турбулентных пульсаций вокруг цилиндра без (а) и с вихревыми ячейками (б–г) при варьировании скорости вращения  $U_1 = 0; 0,5; 1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0$

Как и в ламинарном режиме, пассивная вихревая ячейка не оказывает влияния на картину турбулентного обтекания цилиндра (фиг. 4, а, б). Однако следует отметить, что она располагается в отрывной зоне. Для скоростей  $U_1 \leq 1,5$  эволюция вихревой структуры в следе за цилиндром по мере их возрастания выглядит довольно вялой (фиг. 4, в, г). При этом положение точки отрыва сохраняется выше по потоку от кромки вихревой ячейки. Однако при  $U_1 > 1,5$  происходит резкое изменение картины течения, связанное с перемещением точки отрыва за вихревую ячейку и со значительным (более чем в 1,5 раза) уменьшением длины циркуляционной зоны в следе за цилиндром (фиг. 4, д, е). По мере роста  $U_1$  точка отрыва смещается вниз по потоку по контуру цилиндра.

Причина перестройки структуры течения в окрестности цилиндра лежит в изменении характера течения внутри вихревой ячейки. Как видно из фиг. 5, генерирование турбулентности при относительно малых скоростях вращения  $U_1 \leq 1,5$  центрального тела весьма незначительно, что и предопределяет низкий темп эволюции крупномасштабных вихрей в ближнем следе. В то же время при  $U_1 > 1,5$  (фиг. 5, е–г) имеет место взрывная турбулизация потока в вихревой ячейке, способствующая быстрому увеличению вихревой (турбулентной) вязкости  $\nu$  и ее растущему влиянию на перенос



Фиг. 6. Сопоставление (а) распределений давления  $p$  по контуру гладкого (кривая 1) и с вихревыми ячейками цилиндров при  $U_t = 0-3$  (кривые 2-8 соответствуют скорости, как на фиг. 5) и зависимости (б) от  $U_t$  коэффициента лобового сопротивления  $C_x$  (кривая 1) и его составляющих  $C_{xp}$  (2) и  $C_{xf}$  (3), а также коэффициента дополнительного сопротивления  $C_x^a$  (4) и скорректированного коэффициента лобового сопротивления  $C_x^c$  (5)

импульса в прилегающие к цилиндру слои жидкости. Именно это обстоятельство обуславливает быструю перестройку картины течения, которая сопровождается также сменой знака угла наклона отрывной линии тока к плоскости симметрии в точке отрыва (фиг. 5,  $\delta$ ,  $e$ ).

Процесс перестройки вихревой структуры также иллюстрируется на фиг. 6, а деформацией распределения давления по контуру цилиндра при возрастании  $U_t$ . С ростом  $U_t$  набирает силу тенденция к увеличению разрежения в зоне, расположенной выше по потоку от вихревой ячейки, причем непосредственно по контуру ячейки  $p$  изменяется мало. При переходе  $U_t$  от 1,5 к 2 наблюдается резкий (почти в 2 раза) провал минимального давления  $p_m$ . В дальнейшем по мере роста  $U_t$  тенденция к снижению  $p$  на боковой части цилиндра сохраняется, хотя темп падения  $p_m$  уменьшается. Также несколько увеличивается донное давление за цилиндром.

Анализ зависимости коэффициента лобового сопротивления от  $U_t$  также демонстрирует резкое падение интегральных нагрузок на цилиндр в зоне перестройки картины его обтекания (фиг. 6, б):  $C_x$  уменьшается примерно на 30% в диапазоне изменения  $U_t$  от 1,5 до 2. Отметим, что кривые  $C_x(U_t)$  и  $C_{xp}(U_t)$  практически эквидистантны, что указывает на определяющую зависимость эффекта снижения лобового сопротивления от деформации эпюр статического давления на контуре цилиндра. В то же время сопротивление трения увеличивается по мере роста  $U_t$ , внося при  $U_t = 3$  10%-ный вклад в лобовое сопротивление цилиндра.

Оценка дополнительного сопротивления, вызванного вращением центральных тел в вихревых ячейках, производится на основе определения мощности, необходимой для поддержания вращения. Учитывая, что на цилиндре размещаются две ячейки, получаем

$$C_x^a = 2N_t (\frac{1}{2}\rho U_\infty^3 d)^{-1} = 8\pi b f_{tr} U_t$$

где  $\rho$  – плотность жидкости;  $N_t$  – мощность, потребляемая для поддержания вращения центрального тела в ячейке;  $f_{tr}$  – средняя величина напряжения трения на центральном теле. На фиг. 6, б кривыми нанесены зависимости  $C_x^a(U_t)$  и  $C_x^c(U_t)$ , где  $C_x^c = C_x + C_x^a$  – скорректированный с учетом энергетических затрат коэффициент лобового сопротивления цилиндра с вихревыми ячейками.

Дополнительное сопротивление цилиндра растет примерно пропорционально квадратичной зависимости от скорости вращения. Существует оптимум  $U_t$ , при котором



скорректированный коэффициент  $C_x^c$  лобового сопротивления принимает минимальное значение. В рассматриваемом случае  $U_i^c = 2,3$ , а  $C_x^c$  при этом значении оказывается равным 0,48, что на 36% ниже, чем коэффициент  $C_x$  лобового сопротивления гладкого кругового цилиндра. Таким образом, доказываем эффективность данного способа управления течением.

**Заключение.** Численно обоснован способ управления обтеканием кругового цилиндра с расположенными в его контуре вихревыми ячейками при интенсификации потока в их пределах за счет вращения центральных тел. Показано, что воздействие на течение в малогабаритной ячейке способно вызвать перестройку крупномасштабной вихревой структуры в следе за цилиндром и существенно уменьшить его лобовое сопротивление. Оценка дополнительного вклада в сопротивление, обусловленного вращением центральных тел, позволила установить существование оптимальных величин скорости вращения, при которых лобовое сопротивление цилиндра минимально. Эффективность способа управления оценивается порядка 35% при рассмотренных геометрических размерах вихревой ячейки и числе Рейнольдса.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 99-01-01115 и 99-01-00772).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чжен П. Управление отрывом потока. М.: Мир, 1979. 552 с.
2. Modi V.J., Fernando M.S.U.L., Yokomizo T. Moving surface boundary-layer control: studies with bluff bodies and application // AIAA Journal. 1991. V. 29. № 9. P. 1400–1406.
3. Шукин Л.Н. Летательные аппараты "ЭКИП" // Гражданская авиация. 1993. № 6. С. 35–36.
4. Баранов П.А., Исаев С.А., Пригородов Ю.С., Судаков А.Г. Численное моделирование ламинарного обтекания цилиндра с пассивными и активными вихревыми ячейками // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 8. С. 33–41.
5. Баранов П.А., Исаев С.А., Пригородов Ю.С., Судаков А.Г. Численное моделирование эффекта снижения сопротивления цилиндра с вихревыми ячейками при наличии системы управления турбулентным пограничным слоем // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 17. С. 16–23.
6. Баранов П.А., Исаев С.А., Пригородов Ю.С., Судаков А.Г. Численное моделирование эффекта увеличения аэродинамического качества профилей за счет отсоса в вихревых ячейках // Инж.-физ. журн. 1999. Т. 72. № 3. С. 572–575.
7. Исаев С.А., Кудрявцев Н.А., Судаков А.Г. Численное моделирование турбулентного обтекания потоком несжимаемой вязкой жидкости тел криволинейной формы при наличии подвижного экрана // Инж.-физ. журн. 1998. Т. 71. № 4. С. 618–631.
8. Wilcox D.C. Turbulence modeling for CFD. La Canada, California: DCW Industries, Inc., 1998. 540 p.
9. Menter F.R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // AIAA Journal. 1994. V. 32. № 8. P. 1598–1605.
10. Lien F.S., Chen W.L., Leschziner M.A. A multiblock implementation of a nonorthogonal, collocated finite volume algorithm for complex turbulent flows // Intern. J. Numer. Meth. in Fluids. 1996. V. 23. № 6. P. 567–588.
11. Аганин А.А., Кузнецов В.Б. Метод консервативной интерполяции интегральных параметров ячеек произвольных сеток // Динамика оболочек в потоке: Тр. семинара Казан. физ.-техн. ин-та КФ АН СССР. Казань, 1985. Вып. 18. С. 144–160.
12. Белов И.А., Кудрявцев Н.А. Теплоотдача и сопротивление пакетов труб. Л.: Энергоатомиздат, 1987. 223 с.
13. Roshko A. On the drag and shedding frequency of two-dimensional bluff bodies // NASA Tech. Note. 1954. № 3169. 29 p.