

УДК 532.516.5:519.63

## ОБТЕКАНИЕ ПРОФИЛЯ КРЫЛА ПОТОКОМ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ ЗЕЛЕНОВ И. В., ШКАДОВ В. Я.

На основе численного решения полных уравнений Навье – Стокса исследовано обтекание профиля крыла потоком несжимаемой вязкой жидкости при небольших числах Рейнольдса. Получены стационарные безотрывные и отрывные режимы обтекания, а также периодические режимы с образованием вихревой дорожки в следе. Частота вихреобразования определяется линейным размером проекции профиля на нормаль к скорости набегающего потока. Связь чисел Струхала и Рейнольдса, определенных по этому линейному размеру, слабо зависит от угла атаки и формы профиля и близка к экспериментальной зависимости для круговых цилиндров.

Со времени появления ЭВМ численному решению полных уравнений Навье – Стокса для задач внешнего обтекания тел уделяется значительное внимание. Особенно это относится к течениям при небольших числах Рейнольдса, когда в полной мере проявляются эффекты вязкости. Для случая кругового цилиндра получены подробные численные результаты как по стационарному обтеканию (см., например, [1]), так и по автоколебательным режимам обтекания [2]. Результаты для двумерных тел другой формы (в том числе профиля крыла) не столь многочисленны. В работах [3–5] исследовалось обтекание эллиптического цилиндра 10%-ной толщины. В [3] для угла атаки  $\alpha=30^\circ$  рассчитаны стационарные безотрывные и отрывные режимы при числах  $Re=20$  и  $40$  ( $Re=U_\infty b/\nu$ ,  $U_\infty$  – скорость набегающего потока,  $b$  – большая ось эллипса или хорда профиля,  $\nu$  – кинематический коэффициент вязкости), в [4] рассматривались нестационарные движения в начальный период развития течения в основном при  $Re=200$ , в [5] для  $Re=200$ ,  $\alpha=45^\circ$  был получен установившийся периодический режим обтекания, связанный с образованием вихрей, формирующихся в дорожку. В [6] исследовалось обтекание 9%-ного крыльевого профиля для  $\alpha=15^\circ$ ,  $Re=1000$ . Здесь четкого периодического режима не получилось; возможная причина этого – недостаточная мелкая для указанного числа  $Re$  расчетная сетка. В [7] при расчете ламинарного обтекания 12%-ного профиля ( $Re=41400$ ,  $\alpha=10^\circ$ ) периодические колебания потока установились, однако завышенная на порядок по сравнению с экспериментом величина лобового сопротивления вызывает сомнения в точности этого расчета – по-видимому, применявшийся алгоритм обладал слишком большой искусственной вязкостью.

Для численного расчета важным вопросом является проверка достоверности получаемых результатов, поэтому назовем несколько экспериментальных работ по двумерному обтеканию при малых числах Рейнольдса, с данными которых можно сравнить расчетные. Экспериментальные исследования обтекания круговых цилиндров при  $Re<60$  подробно описаны в [8]. В [9] приводятся результаты аккуратно проведенных измерений частот колебаний в следе за круговыми цилиндрами ( $48\leq Re\leq 800$ ) и профилями ( $450<Re<2500$ ). В [10] описаны эксперименты по визуализации течения при обтекании профиля крыла нестационарными и стационарными набегающими потоками для чисел  $Re\geq 350$  и  $\alpha>20^\circ$ . В [11] имеются фотографии картин течений и графики изменения с течением времени коэффициентов аэродинамических сил для разгонных и периодических режимов обтекания расположенных под углом атаки  $45^\circ$  эллиптического цилиндра 50%-ной толщины и профиля 20%-ной толщины, образованного дугами окружности ( $Re\sim 350-12000$ ).

1. В настоящей работе для расчета обтекания профиля крыла плоскопараллельным потоком несжимаемой вязкой жидкости используется система уравнений для функции тока  $\psi$  и завихренности  $\Omega=\partial u/\partial y-\partial v/\partial x$ . Физические величины приводятся к безразмерной форме по максимальной скорости набегающего потока  $U_\infty$ , хорде профиля  $b$  и скоростному напору  $\rho U_\infty^2/2$ . Применяется система координат  $\zeta=\xi+i\eta$ , получающаяся при помощи конформного преобразования  $\zeta=f(z)$ , отображающего профиль на отрезок  $\{\eta\in[0; 2\pi], \xi=0\}$ , а его внешность – на полуполосу

$\{\xi \in [0; \infty), \eta \in [0; 2\pi]\}$ . Преобразование находилось с помощью техники быстрого преобразования Фурье по алгоритму, изложенному в [12].

Рассматриваемая задача описывается системой уравнений и граничных условий

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Omega}{\partial t} &= \frac{1}{H} \left( \frac{1}{\text{Re}} \nabla_{\xi\eta}^2 \Omega + \frac{\partial}{\partial \eta} (\psi_{\xi} \Omega) - \frac{\partial}{\partial \xi} (\psi_{\eta} \Omega) \right) \\ \nabla_{\xi\eta}^2 \psi &= \Omega H \end{aligned} \quad (1.1)$$

$$H = \left| \frac{dz}{d\xi} \right|^2, \quad \nabla_{\xi\eta}^2 = \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \eta^2}$$

$$\xi=0: \psi_{\xi}=0, \psi_{\eta}=0; \xi \rightarrow \infty: \psi=y, \Omega=0 \quad (1.2)$$

Третье условие (1.2) записано для случая постоянной скорости набегающего потока, направленной вдоль оси  $x$ . Для нахождения  $p$  вдоль координатных линий интегрировались соотношения

$$(p+v^2)_{\xi} = \frac{2}{\text{Re}} \Omega_{\eta} + 2\psi_{\xi} \Omega - 2\psi_{\eta}, \quad (p+v^2)_{\eta} = -\frac{2}{\text{Re}} \Omega_{\xi} + 2\psi_{\eta} \Omega + 2\psi_{\xi} \quad (1.3)$$

Формулы (1.3) получены из уравнений движения в форме Громеки — Лэмба для случая обтекания неподвижного профиля равномерным потоком несжимаемой вязкой жидкости, в них использовано обозначение  $v^2$  для квадрата величины локальной скорости. Зная распределения давления и завихренности на профиле, можно найти значения коэффициентов лобового сопротивления  $c_x$  и подъемной силы  $c_y$

$$F = c_x + ic_y = \int_0^{2\pi} \left( -p - i \frac{2\Omega}{\text{Re}} \right) \frac{dz}{d\xi} d\eta$$

Для численного исследования развитых вязких течений необходимо вести счет в течение больших интервалов безразмерного времени ( $T \sim 20$ ). Поэтому немаловажным фактором успеха расчета на ЭВМ становится простота алгоритма. Уравнение переноса завихренности аппроксимировалось по времени явной двухслойной схемой Эйлера. Производные по пространственным переменным представлялись центральными разностями второго порядка. Для нахождения функции тока ее производная, определяемая из уравнения

$$\nabla_{\xi\eta}^2 \psi_{\xi} = \frac{\partial}{\partial \xi} (\Omega H) \quad (1.4)$$

интегрировалась от профиля вдоль линий  $\xi = \text{const}$ , при этом точно удовлетворялись условия прилипания на теле. При расчете течения на  $n+1$  временном шаге из уравнения переноса завихренности определялись значения  $\Omega_{i,j}$  во внутренних точках расчетной области. Завихренность на поверхности обтекаемого тела  $\Omega_0$  выражалась через значения функции  $v = \psi_{\xi}$  с помощью конечно-разностного аналога соотношения

$$\Omega(0, \eta) H(0, \eta) = v_{\xi}(0, \eta)$$

В результате получалось не содержащее  $\Omega_0$  граничное условие для решения (1.4) методом матричной прогонки вдоль оси  $\xi$ .  $\Omega_0$  определялась по найденному распределению  $\psi_{\xi}$  после решения (1.4). На дальнейшей границе расчетной области ставились условия

$$\xi = \xi_{\infty}: \quad \psi_{\xi} = y_{\xi}, \quad \Omega_{\xi} = 0 \quad (1.5)$$

Для повышения устойчивости алгоритма путем подправления граничных значений функций  $\Omega(0, \eta)$  и  $\psi_{\xi}(\xi_{\infty}, \eta)$  достигалось точное выполнение интегральных соотношений

$$\int_0^{2\pi} \Omega_{\xi}(0, \eta) d\eta = -\frac{\text{Re}}{2} \int_0^{2\pi} p_{\eta}(0, \eta) d\eta = -\frac{\text{Re}}{2} (p(0, 2\pi) - p(0, 0)) = 0$$

(1.6)

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{\xi_{\infty}} \Omega H d\xi d\eta = \int_0^{2\pi} \psi_{\xi}|_0^{\xi_{\infty}} d\eta + \int_0^{\xi_{\infty}} \psi_{\eta}|_0^{2\pi} d\xi = \int_0^{2\pi} \psi_{\xi}(\xi_{\infty}, \eta) d\eta$$

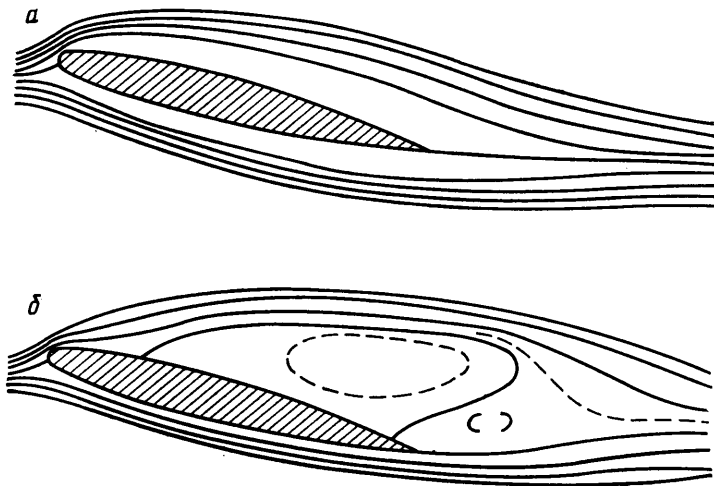
которые получаются при помощи интегрирования второго из уравнений (1.3) и уравнения Пуассона из (1.1).

Описанный алгоритм является развитием метода, успешно примененного в [2] для расчета течений около круговых цилиндров. Изменения связаны с применением нового разностного граничного условия для  $\psi_{\xi}$  у тела, другим распределением поправки к завихренности на теле для выполнения первого соотношения (1.6). Новая программная реализация алгоритма позволяет рассчитывать обтекание любого тела, для которого найдено конформное отображение на круг. Число расчетных точек увеличено примерно в 3 раза по сравнению с [2]. Счет проводился на равномерной в координатах  $(\xi, \eta)$  сетке, величина пространственного шага  $h$  составляла  $\pi/25$  или  $\pi/31$ , диаметр расчетной области был близок к 40 хордам профиля, задняя острая кромка, где  $H=0$ , располагалась посередине между линиями расчетной сетки. Шаг во времени  $h_t$  при расчетах течений около крыльцевого профиля был равен 0,005.

2. Для проверки достоверности и точности результатов, получаемых с помощью данного метода, были рассчитаны стационарные обтекания кругового цилиндра при числах  $Re=20$  и  $50$ . Характеристики течений — величина сопротивления, длина отрывной зоны, положение точки отрыва, распределение давления и завихренности — практически совпадают с результатами других расчетов [1, 2] и экспериментов [8]. Расчет нестационарных течений проверялся на примере разгона 10%-ного эллиптического цилиндра, расположенного под углом атаки  $45^\circ$ . Цилиндр разгонялся из состояния покоя до постоянной скорости за время  $T=0,1$ , его ускорение при этом в промежутке времени  $0 < T < 0,05$  линейно нарастало, а при  $0,05 < T < 0,1$  линейно спало. Процесс развития течения совпадает с рассчитанным в [4, 13]. Максимальные величины коэффициентов аэродинамических сил и их значения после окончания разгона получались такими же, как в [13], время выхода на послеразгонный режим получилось в 1,1 раза больше, чем в [13]. Расчеты периодического режима обтекания эллиптического цилиндра,  $Re=200$ ,  $\alpha=45^\circ$ , сравнивались с результатами [5]. Общая картина течения совпадает, одинаковы также частоты периодического процесса схода вихрей, согласование результатов можно считать хорошим.

С помощью проверенного на тестовых задачах алгоритма была осуществлена серия расчетов обтеканий 12%-ного несимметричного профиля ЕС 1240/640 на сетке с шагом  $h=\pi/25$  при числах  $Re=50, 150, 250$  и углах атаки  $2,5; 5; 7,5; 10; 15^\circ$ . На сетке с шагом  $h=\pi/31$  обтекания этого же профиля были получены при  $Re=200, 250, 300$  для  $\alpha=10, 15^\circ$ . Вычисления проводились на больших интервалах безразмерного времени  $T \sim 20$ , достаточных как для выхода течения на свое предельное состояние, так и для анализа этого состояния. Для сравнения можно отметить, что время установления условия Жуковского — Чаплыгина  $T_0$  (для вязкой жидкости — это сход разделяющей линии тока с задней кромки) при  $Re \sim 250$ ,  $\alpha \sim 10^\circ$  имеет порядок 0,1; время появления отрывной зоны на профиле  $T_0$  при этих условиях имеет порядок 1. Рассматриваемые течения в зависимости от значений  $Re, \alpha$  выходили на один из трех установившихся предельных режимов: стационарное безотрывное обтекание; стационарное отрывное обтекание; отрывное обтекание, сопровождающееся периодическим сходом вихрей с профиля. Предельная форма решения полностью определяется значениями угла атаки и числа Рейнольдса и не зависит от начальных условий, влияющих лишь на эволюцию промежуточных состояний, через которые проходит решение, и на длительность времени установления.

Стационарное безотрывное обтекание реализовывалось в расчетах при  $Re=50$  для всех рассматриваемых значений  $\alpha$  и при  $Re=250$  для  $\alpha=2,5^\circ$ ; стационарное отрывное обтекание — при  $Re=150$  для всех значений  $\alpha$ , при  $Re=200$  для  $\alpha=10^\circ$  и при  $Re=250$  для  $\alpha=5^\circ$ . С помощью программ



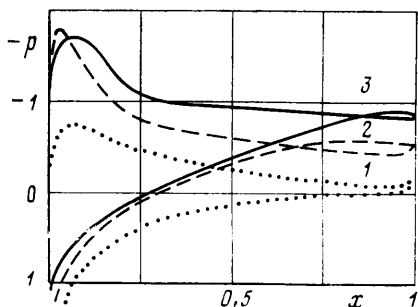
Фиг. 1

построения изолиний по полю  $\psi$  строились мгновенные картины линий тока. На фиг. 1 показаны установившиеся стационарные обтекания при  $\alpha=10^\circ$ ,  $Re=50, 150$ . Сплошные линии здесь проведены через  $\Delta\psi=0,01$ , штриховые — через  $\Delta\psi/2$ . Следует отметить, что при отрывном стационарном обтекании отрывная зона не включает острую заднюю кромку, присоединение потока к профилю происходит немного выше нее и разделяющая линия тока сходит с задней кромки.

Ниже приведены характеристики стационарных режимов, полученных при  $Re=50$  и  $150$ :

$\alpha$	2,5	5	7,5	10	15	2,5	5	7,5	10	15
Re	50	50	50	50	50	150	150	150	150	150
$c_x$	0,62	0,63	0,64	0,66	0,68	0,41	0,35	0,33	0,33	0,38
$c_y$	0,16	0,30	0,44	0,57	0,75	0,28	0,47	0,54	0,59	0,67

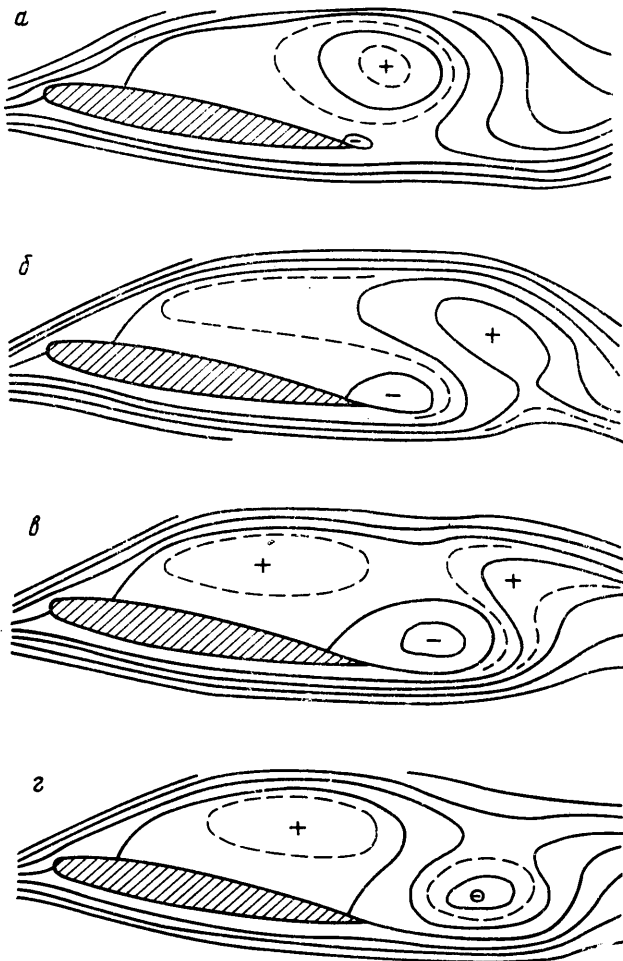
Для  $Re=150$  при  $\alpha>5^\circ$  наступает замедление роста подъемной силы — это объясняется увеличением отрывной зоны при смещении точки отрыва к передней кромке (при  $\alpha=2,5^\circ$  точка отрыва располагалась на расстоянии 0,85 хорды от носка профиля, при  $\alpha=15^\circ$  — на расстоянии 0,2 хорды). Отмеченные явления характеризуют кризис обтекания при малых числах Рейнольдса.



Фиг. 2

При больших числах Рейнольдса, характерных для обтекания крыльев в экспериментальных и натуральных условиях ( $Re\sim 10^5-10^7$ ), кризис обтекания проявляется в более резкой форме. При достижении углом атаки критического значения  $\alpha_c$ , определяемого формой профиля и числом  $Re$ , рост подъемной силы прекращается и наблюдается даже ее падение, течение теряет устойчи-

вость и приобретает явно выраженный нестационарный характер. В проведенных расчетах при  $Re=200, 250, 300$  кризис обтекания тоже сопровождается потерей устойчивости, при этом устанавливались периодические режимы вихреобразования. Такие режимы были рассчитаны при  $Re=200$  для  $\alpha=15^\circ$ ; при  $Re=250$   $\alpha=10, 15^\circ$ . Автоколебания потока возникали в процессе счета без внесения специальных возмущений в поле течения. Полученные в расчетах



Фиг. 3

периодические режимы в целом соответствуют явлениям вихреобразования, наблюдавшимся в экспериментах [10, 11], хотя экспериментальные условия несколько отличались от расчетных (в экспериментах большие углы атаки, числа  $Re$ , толщины профилей).

По фиг. 2 можно проследить, как меняется распределение давления по профилю с ростом числа  $Re$  при одном и том же  $\alpha=10^\circ$ . Кривая 1 показывает распределение давления для безотрывного обтекания при  $Re=50$ . Влияние вязкости в этом случае очень существенно: по сравнению с идеальной жидкостью на порядок меньше величина разрежения на верхней поверхности у носка, а максимальное значение коэффициента давления в точке торможения  $p_T$  в 2,4 раза больше (в идеальной жидкости  $p_T=1$ ). Для оценки порядка величины разрежения кругового цилиндра при  $Re=4$  (максимальном значении, когда такое обтекание реализуется)  $p_T$  чуть больше двух [1]. При  $Re=150$  разрежение у носка профиля становится больше, чем при  $Re=50$  (кривая 2),  $p_T=1,33$ , давление в отрывной зоне на верхней поверхности меняется слабо.

Кривая 3 построена для одного из моментов периодического режима, полученного при  $Re=250$  (на фиг. 3, а показана соответствующая картина линий тока). При периодическом режиме обтекания распределение давления по профилю не остается постоянным, но в данном случае изменения не нарушают его характер, давление смещается почти на постоян-

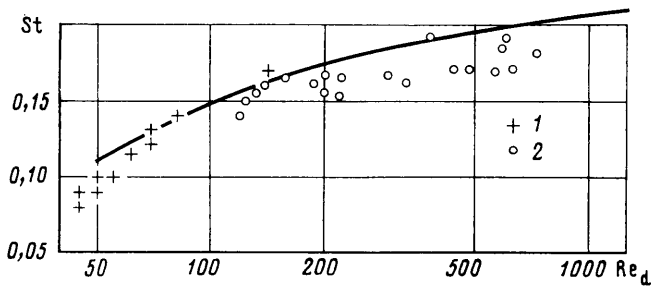
ную величину вдоль всей верхней поверхности профиля. Давление в отрывной зоне на профиле теперь еще меньше, чем при  $Re=150$ , зависит от координаты  $x$ ;  $p_T$  приближается к единице; в распределении давления по верхней поверхности профиля заметен перелом, связанный с положением отрыва.

Периодический режим вихреобразования рассмотрим подробнее на примере обтекания профиля при  $Re=250$ ,  $\alpha=10^\circ$ . На фиг. 3 приведены картины линий тока четырех моментов времени на протяжении одного периода, разделенных интервалами 0,9; 0,45; 0,9 единиц безразмерного времени соответственно. Шаг линий тока  $\Delta\psi$  равен 0,02. При вихреобразовании с профиля в поток сходят попеременно «положительные» (направление вращения по часовой стрелке) и «отрицательные» вихри, образующие в слое за профилем вихревую дорожку. Вскоре после того, как сходящийся с профиля положительный вихрь нарушает сход разделяющей линии тока с задней кромки, вблизи нее появляется локальная отрывная зона, в которой начинает формироваться новый отрицательный вихрь, при этом восстанавливается сход разделяющей линии тока с задней кромки. Нарастая, отрицательный вихрь удерживает на верхней поверхности часть растянувшегося вдоль профиля положительного вихря, которая дает начало новому вихрю. Это явление было отмечено в экспериментальной работе [10] (профиль NACA 0015,  $\alpha=8^\circ$ ,  $Re=350$ ), где названо «расщеплением» (splitting) вихря. Достигнув максимальной интенсивности, отрицательный вихрь отходит от задней кромки и полностью уносится потоком. На верхней поверхности в это время нарастает новый положительный вихрь, его центр смещается вниз по потоку вдоль профиля и цикл вихреобразования повторяется. Описанная схема справедлива для всех полученных в настоящих расчетах периодических режимов обтекания крыльевых профилей. С процессом вихреобразования связаны колебания коэффициентов аэродинамических сил. Они принимают максимальные значения, когда отрывается, достигнув своей максимальной интенсивности, положительный вихрь, а минимальной — когда отрывается отрицательный. Такая же динамика коэффициентов сил была отмечена в ходе экспериментов с 20%-ным профилем, образованным дугами окружности, расположенным под углом атаки  $45^\circ$ , при  $Re \sim 8000$  [11].

Характеристики рассчитанных периодических режимов — осредненные по времени значения коэффициентов аэродинамических сил  $c_x$ ,  $c_y$  их относительные флуктуации  $\delta c = (c_{\max} - c_{\min})/c$ , числа Рейнольдса  $Re_d = U_\infty d/\nu$  и Струхала  $St = nd/U_\infty$ , при определении которых в качестве линейного размера взята величина  $d$  проекции профиля на нормаль к скорости набегающего потока ( $n$  — частота периодического процесса вихреобразования) — приводятся ниже:

$\alpha$	45	45	7,5	10	10	10	15	15	15	15
$Re$	200	200	250	250	250	300	200	250	300	150
$c_x$	1,42	1,57	0,33	0,31	0,38	0,41	0,34	0,46	0,51	0,45
$\delta c_x$	0,31	0,15	0,17	0,30	0,21	0,12	0,03	0,45	0,25	0,03
$c_y$	1,25	1,40	0,54	0,57	0,60	0,56	0,66	0,70	0,76	0,53
$\delta c_y$	0,72	0,56	0,60	0,80	0,88	0,67	0,11	1,22	1,12	0,10
$Re_d$	141	141	45	50	50	60	55	68	82	45
$St$	0,17	0,17	0,08	0,09	0,09	0,11	0,10	0,12	0,14	0,09

В первых двух столбцах даны характеристики периодического режима обтекания эллиптического цилиндра при  $Re=200$ ,  $\alpha=45^\circ$ , первый столбец содержит результаты расчета [5] (в этом расчете шаг по координате  $\xi$  составлял 0,05, а по  $\eta - \pi/32$ ). В столбцах с третьего по седьмой приводятся расчетные характеристики режимов обтекания 12%-ного несимметричного профиля ЕС 1240/640, последний столбец касается 18%-ного не-



Фиг. 4

симметричного профиля. О точности использованного алгоритма можно судить по результатам четвертого и пятого столбцов, где содержатся характеристики для одних и тех же условий обтекания ( $Re=250$ ,  $\alpha=10^\circ$ ), полученные на расчетных сетках с  $h=\pi/25$  и  $\pi/31$  соответственно. Сильнее всего изменение расчетной сетки повлияло на величину коэффициента сопротивления.

На фиг. 4 в плоскости  $(Re_d, St)$  точки 1 отмечают результаты проведенных расчетов, точки 2 — результаты экспериментов [9] по определению частот в следе за 13 и 15%-ным профилями. Как расчетные, так и экспериментальные точки ложатся возле экспериментальной кривой 3 для кругового цилиндра. По данным [9], колебания в следе за круговым цилиндром начинаются при  $Re=Re_d=48$  ( $St=0,11$ ). Граница устойчивости потока по числу  $Re_d$  при обтекании профиля крыла близка к этому значению: наименьшее число  $Re_d$ , при котором были получены периодические режимы, равно 45, а для  $Re_d=41$  (профиль ЕС 1240/640 при  $\alpha=15^\circ$ ,  $Re=150$ ) и  $Re_d=40$  (тот же профиль при  $\alpha=10^\circ$ ,  $Re=200$ ) наблюдались стационарные предельные отрывные обтекания. Значения  $St$  растут с увеличением  $Re_d$ , при  $Re_d \sim 1000$  экспериментальная кривая для кругового цилиндра асимптотически выходит на значение 0,21. При больших числах Рейнольдса для различных крыльевых профилей и эллиптических цилиндров вне зависимости от угла атаки число  $St$ , как показывают эксперименты [14], тоже равно 0,21. Все эти экспериментальные и расчетные факты позволяют предположить, что функция  $St(Re_d)$  слабо зависит от угла атаки и формы профиля, а число  $Re_d$  в данном случае является определяющим параметром процесса периодического вихреобразования.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность Г. И. Петрову за внимание к работе и ценное обсуждение результатов, В. П. Шкадовой за обсуждение постановки и метода решения задачи, постоянные консультации по организации расчетов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Fornberg B.* A numerical study of steady viscous flow past a circular cylinder.— *J. Fluid Mech.*, 1980, v. 98, pt 4, p. 819–855.
2. *Шкадова В. П.* Вращающийся цилиндр в потоке вязкой несжимаемой жидкости.— *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1982, № 1, с. 16–21.
3. *Меллер Н. А.* Обтекание эллиптического цилиндра потоком вязкой жидкости.— *Журн. вычисл. математики и мат. физики*, 1978, т. 18, № 2, с. 445–457.
4. *Захаренков М. Н.* Об аппроксимации граничного условия для завихренности.— *Числ. методы механики сплошн. среды*, 1982, т. 13, № 2, с. 64–81.
5. *Lugt H. J., Haussling H. J.* Laminar flow past an abruptly accelerated elliptic cylinder at  $45^\circ$  incidence.— *J. Fluid Mech.*, 1974, v. 65, pt 4, p. 711–734.
6. *Mehta U. B., Lavan Z.* Starting vortex, separation bubbles and stall: a numerical study of laminar unsteady flow around an airfoil.— *J. Fluid Mech.*, 1975, v. 67, pt 2, p. 227–256.

7. Ходж Дж. К., Стоун А. Л., Миллер Т. Э. Численный расчет близкого к срывному обтекания профиля в связанной с его границей криволинейной системе координат.— Ракетная техника и космонавтика, 1979, т. 17, № 5, с. 14–22.
8. Coutanceau M., Vouard R. Experimental determination of the main features of the viscous flow in the wake of a circular cylinder in uniform translation. Pt. 1. Steady flow.— J. Fluid Mech., 1977, v. 79, pt 2, p. 231–256.
9. Tyler E. Vortex formation behind obstacles of various sections.— Phil. Mag., Ser. 7, 1931, v. 11, № 72, p. 849–890.
10. Freymuth P., Bank W., Palmer M. Further experimental evidence of vortex splitting.— J. Fluid Mech., 1985, v. 152, p. 289–299.
11. Izumi K., Kuwahara K. Unsteady flow field, lift and drag measurements impulsively started elliptic cylinder and circular-arc airfoil.— AIAA Pap., 1983, № 1711, 15 p.
12. Исс. Современный подход к использованию метода конформных отображений, включая случай многосвязных областей.— Ракетная техника и космонавтика, 1976, т. 14, № 8, с. 18–24.
13. Lugt H. J., Haussling H. J. The acceleration of thin cylindrical bodies in a viscous fluid.— ASME Trans. J. Appl. Mech., 1978, v. 45, № 1, p. 1–6.
14. Blenk H., Fuchs D., Liebers F. Über Messungen von Wirbelfrequenzen.— Luftfahrtforschung, 1935, B. 12, № 1, S. 38–41.

Москва

Поступила в редакцию  
16.1.1985