

## ЛИТЕРАТУРА

1. Липман Г. В., Рошко А. Элементы газовой динамики.— М.: ИЛ, 1960.
2. Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике/Под ред. Г. И. Майкапара.— М.: Машиностроение, 1972.
3. Деч Г. Руководство к практическому применению преобразования Лапласа и z-преобразования.— М.: Наука, 1974.
4. Справочник по специальным функциям/Под ред. М. Абрамовица, И. М. Стиган.— М.: Наука, 1979.
5. Общая теория аэродинамики больших скоростей/Под ред. У. Р. Сирса.— М.: Воениздат, 1962.

г. Москва

Поступила 24/IX 1991 г.,  
в окончательном варианте —  
6/III 1992 г.

УДК 533.6.011.35

А. С. Фонарев

### ПРОФИЛЬ В ТРАНСЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПОРЫВОВ ВЕТРА И СЛАБЫХ УДАРНЫХ ВОЛН

Рассмотрена задача о взаимодействии нестационарных возмущений (порывов ветра и ударных волн малой интенсивности) с профилем в трансзвуковом потоке идеального газа. Исследована динамика скачков уплотнения, замыкающих местные сверхзвуковые зоны, определено влияние перемещения скачков на нестационарные аэродинамические характеристики. Проведен анализ влияния нелинейности задачи, связанной с трансзвуковым режимом движения. Приведены результаты численных расчетов задачи для конкретных случаев воздействия аperiодических возмущений: горизонтальных порывов ветра и догоняющих профиль ударных волн.

В последнее время исследованию нестационарных трансзвуковых течений уделяется большое внимание [1]. Это важно, например, для аэродинамики вертолетов [2—4], проблем акустики, задач аэроупругости [5—7], так как малые изменения параметров потока могут существенно сказываться на положении и интенсивности ударных волн, что в свою очередь сильно влияет на интегральные аэродинамические характеристики. В большей части ранее выполненных исследований взаимодействия нестационарных возмущений с телами рассматривались возмущения периодического характера [2, 3, 5, 8], что позволяет, вообще говоря, упростить задачу, используя так называемое низкочастотное приближение. При этом для анализа некоторых случаев (например, колебание закрылка) допускается представление нестационарного решения в виде совокупности стационарного нелинейного и нестационарного линейного [2].

Случай воздействия аperiодических возмущений на тела в трансзвуковом потоке представляет собой более сложную задачу. Отметим работу [4], где в рамках нелинейной трансзвуковой теории изучается взаимодействие с профилем аperiодических возмущений, вызванных движением вихрей.

В настоящей работе анализируется воздействие возмущений аperiодического характера на движущийся в трансзвуковом потоке профиль. В качестве последних рассматриваются порывы ветра и перемещающиеся слабые ударные волны.

**1. Постановка задачи.** Пусть тонкий профиль, установленный под малым углом атаки, обтекается стационарным трансзвуковым потоком

идеального газа со скоростью  $U_\infty$ . В начальный момент времени в потоке возникает нестационарное возмущение в виде порыва ветра, мгновенно охватывающего профиль, или слабой ударной волны, фронт которой в начальный момент расположен на некотором расстоянии от тела. Требуется исследовать нестационарный процесс обтекания профиля и изменение интегральных аэродинамических характеристик профиля в переходном режиме.

Поскольку число Маха набегающего потока  $M_\infty \sim 1$ , а толщины рассматриваемых профилей, величины скоростей порывов и интенсивность ударных волн (перепад давления на фронте) малы по сравнению с характерными значениями аналогичных величин задачи, можно воспользоваться трансзвуковой теорией малых возмущений. В рамках данной теории проблема описывается нелинейным нестационарным уравнением для потенциала возмущенной скорости  $\varphi$  [3, 4]:

$$(1.1) \quad B\varphi_{tt} + 2B\varphi_{xt} = \frac{\partial}{\partial x} \{ [C_1 + C_2(\varphi_x + u_G)] (\varphi_x + u_G) - C_1 u_G \} + \varphi_{yy}.$$

Здесь  $B = M_\infty^2$ ;  $C_1 = 1 - M_\infty^2$ ;  $C_2 = -(\gamma + 1)M_\infty^m/2$ ;  $\gamma$  — показатель адиабаты;  $u_G$  — горизонтальная составляющая скорости внешнего возмущения.

Начало декартовой системы координат  $O$  поместим в середину хорды профиля, направим ось  $Ox$  по направлению вектора скорости невозмущенного набегающего потока, ось  $Oy$  — вверх, перпендикулярно оси  $Ox$ . Будем считать, что в уравнении (1.1) и далее все величины отнесены к своим характерным значениям:

$$x_0 = y_0 = l, \quad u_0 = U_\infty, \quad t_0 = x_0/u_0, \quad \varphi_0 = u_0 x_0$$

( $l$  — длина хорды профиля).

Поле скоростей представим в виде трех составляющих: скорости однородного набегающего потока  $\mathbf{u}_\infty$ , скорости внесенного возмущения  $\mathbf{v}_G$ , градиента неизвестного возмущенного потенциала скорости  $\nabla\varphi$ , т. е.

$$(1.2) \quad \mathbf{v} = \mathbf{u}_\infty + \mathbf{v}_G + \nabla\varphi.$$

Использование соотношения (1.2) не означает линеаризацию задачи, поскольку уравнение (1.1) является нелинейным и решение его не может быть получено в виде соответствующей суперпозиции.

Пусть контур профиля описывается уравнением  $y_b = f(x, t)$ , тогда граничное условие непротекания на профиле запишется следующим образом:

$$(1.3) \quad \left. \frac{\partial\varphi}{\partial y} \right|_{y=0} = \left( \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \right) y_b - v_G, \quad |x| < 0,5$$

( $v_G$  — вертикальная составляющая скорости внешнего возмущения).

С целью получения хорошего соответствия между решениями, найденными в рамках трансзвуковой теории малых возмущений и при использовании уравнений Эйлера, применяется переменное значение показателя степени  $m$  в выражении для  $C_2$ . Оно выбирается для конкретного приложения и зависит в некотором смысле от самого решения [2]. В настоящей работе используется предложенная в [9] процедура: значение показателя  $m$  полагается равным 1,75, а в граничном условии (1.3) величина наклона поверхности профиля делится на  $M_\infty^{1/4}$ . Точность расчетов при этом повышается за счет компенсации ошибок, вносимых при аппроксимации граничных условий на линии  $y = 0$ . Коэффициент давления  $c_p$  в нестационарном потоке вычисляется по формуле

$$(1.4) \quad c_p = -2(\varphi_x + u_G + \varphi_t).$$

Условие Чаплыгина — Жуковского на острой задней кромке профиля при выполнении непрерывности вертикальной скорости и давления в следе, расположенном в рассматриваемом приближении на оси  $Ox$  ( $y = 0, x > 0,5$ ), приводит к соотношению

$$(1.5) \quad (\Gamma_x + \Gamma_t)_{y=0} = 0 \quad (\Gamma = \varphi(x, -0, t) - \varphi(x, +0, t)).$$

Поскольку при численной реализации задача решается хотя и в большой, но конечной области, следует устранив возможное влияние границ на поле течения из-за отражения дошедших до них возмущений обратно в поток. Это достигается применением неотражающих граничных условий, разработанных для уравнения (1.1) в [10]. При этом возмущения от тела, достигнув границ расчетной области, свободно проходят через них.

Уравнения (1.1) — (1.5) вместе с вышеуказанными условиями на границах расчетной области полностью описывают задачу нестационарного взаимодействия профиля с порывами ветра (при мгновенном охвате) в трансзвуковом потоке.

При моделировании воздействия слабых ударных волн на профиль вышеизложенный метод неприменим, так как заранее неизвестно поле скоростей внешних возмущений, поскольку в процессе взаимодействия изменяются как интенсивность, так и положение фронта ударной волны. Поэтому используется другой подход. В уравнениях (1.1) — (1.5) полагается  $u_G = v_G = 0$ , а ударная волна моделируется заданием определенного распределения потенциала на достаточно большом расстоянии от профиля, где поток почти не возмущен. Слабая ударная волна, заданная распределением потенциала в момент времени  $t = 0$ , начинает распространяться при  $t > 0$  в соответствии с газодинамическими законами в поле возмущенного профилем течения.

**2. Метод решения.** Задача решается численно с помощью конечно-разностного неявного метода перемешанных направлений [8] с использованием алгоритма Энгквиста — Опшера [11] для пространственного дифференцирования, зависящего от типа уравнения. Этот алгоритм обладает свойством монотонности и автоматически исключает нефизические решения в виде скачков разрежения. В отличие от явных методов нет ограничений на шаг по времени, связанных с анализом устойчивости, что позволяет рассматривать весь переходный процесс вплоть до нового установления без существенного увеличения времени счета. Однако при исследовании нестационарного решения  $\Delta t$  не должна превышать время, за которое ударные волны в поле течения проходят расстояние, большее одной ячейки расчетной сетки. Тестовые расчеты показывают, что при рассмотрении переходных процессов в трансзвуковом диапазоне для правильного описания динамики скачков, замыкающих сверхзвуковую область, особенно при расположении их недалеко от задней кромки, на начальном этапе расчеты следует проводить при достаточно малых  $\Delta t$  (0,01—0,04).

Схема является консервативной. Скачки уплотнения специально не выделяются, а получаются в процессе счета в виде резкого сгущения изобар в поле потока. Процесс решения не является итерационным, а значение  $\phi^{n+1}$  на  $(n+1)$ -м временном слое находится непосредственно из значения  $\phi^n$  на  $n$ -м слое.

Численные расчеты задачи о воздействии нестационарных порывов ветра проводились на сетке с 91 узлом в  $x$ - и 60 в  $y$ -направлении. С целью лучшего выявления динамики скачков в потоке в задаче о воздействии на профиль догоняющей сзади ударной волны число узлов увеличивается до 167 в  $x$ - и 120 в  $y$ -направлении. Сетка сгущается в областях передней и задней кромок и разрежается к внешним границам расчетной области, которые расположены на расстоянии 80 хорд в  $x$ - и 120 хорд в  $y$ -направлении от тела. На профиле, расположенном на оси  $x$  ( $|x| < 0,5$ ), имеется 55 узлов.

Необходимое в качестве начального условия решение задачи стационарного трансзвукового обтекания профиля получается также с помощью настоящего алгоритма методом установления. Найденные подобным образом стационарные решения хорошо согласуются с полученными другими методами решениями уравнений Эйлера и полного потенциала.

**3. Воздействие порывов ветра.** Большой интерес с точки зрения приложений, а также выявления особенностей, характерных именно для

трансзвуковой области, представляет задача о взаимодействии профиля с горизонтальным порывом ветра, направленным навстречу профилю. Важным является исследование динамики ударных волн в переходном процессе, вызывающих значительные изменения интегральных аэродинамических характеристик.

На рис. 1 представлены значения коэффициента подъемной силы  $c_y(t)$  в зависимости от времени для случаев, когда на двояковыпуклый профиль, образованный дугами окружности, толщиной  $\delta = 0,04$  под углом  $\alpha = 2^\circ$ , находящийся в потоке с  $M_\infty = 0,8$ , действуют горизонтальные порывы, направленные навстречу профилю, со скоростью  $u_G = 0,037; 0,074; 0,147; 0,221$  (кривые 1—4). Следует отметить, что данные значения  $u_G$  отвечают реальным, наблюдаемым в природе, величинам порывов в 10, 20, 40, 60 м/с.

Общая схема взаимодействия для данного примера имеет следующий вид. Горизонтальный порыв вызывает увеличение скорости пабегающего потока. Происходит «наполнение» эпюр давления на поверхности профиля. На верхней поверхности скорость потока значительно выше, чем на нижней, и через некоторое время после начала воздействия порыва там образуется большая сверхзвуковая зона. Скачок, замыкающий сверхзвуковую зону, постепенно смещается к задней кромке, одновременно растет его интенсивность. Если на нижней поверхности также образуется сверхзвуковая зона, то замыкающий ее скачок тоже начинает двигаться к задней кромке, но медленнее, чем скачок на верхней поверхности, так как скорость потока на нижней поверхности меньше. Если же сверхзвуковых зон нет, то происходит рост площадей эпюр давления, причем на верхней поверхности он идет быстрее. В результате на начальном этапе взаимодействия наблюдается рост подъемной силы.

Если порыв достаточно сильный, то скачок на верхней поверхности достигает задней кромки еще в переходном процессе и дальше не движется. В то же время движение скачка вниз по потоку на нижней поверхности продолжается. Это приводит к уменьшению разности между площадями эпюр давления и как следствие к падению подъемной силы. Так формируется характерный заброс подъемной силы в переходном периоде (сплошные кривые 3 и 4, рис. 1).

В зависимости от условий первоначального обтекания и от величины порыва новое стационарное значение  $c_y$  может быть как больше, так и меньше первоначального. Как видно из рис. 1, больший порыв может привести к меньшему новому стационарному значению  $c_y$ . Это связано с тем, что зависимость коэффициента стационарной подъемной силы от числа Маха в околосзвуковом диапазоне имеет максимум; начальная и конечная точки переходного процесса на этой кривой находятся по разные стороны от ее максимума.

Немонотонное поведение аэродинамических характеристик в переходном периоде отражает принципиальное отличие нелинейной задачи от линейной, где переход на новый режим носит монотонный характер. На рис. 1 штриховыми линиями представлены численные решения данной задачи в линейной постановке. Она получается, если в уравнении (1.1) положить  $C_2 = 0$ . Воздействие нелинейности, как это видно из рис. 1, проявляется помимо указанного выше свойства в затягивании времени

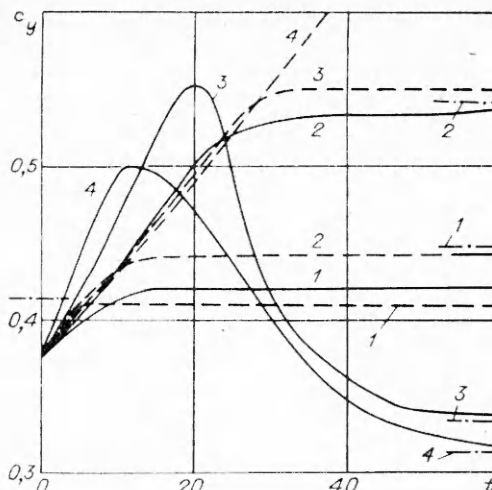


Рис. 1

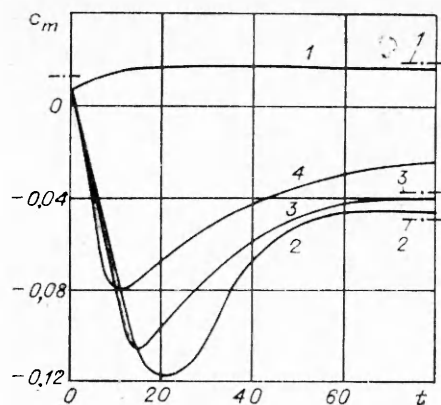


Рис. 2

перехода процесса к новому стационарному обтеканию. Кроме того, новое линейное стационарное значение существенно отличается от полученного в рамках нелинейной теории, причем это отличие увеличивается с ростом порыва.

Последние выводы согласуются с результатами [4, 8], где рассматривались задачи о внезапном вертикальном порыве снизу и о входе в вертикальный порыв. Следует также отметить, что величина заброса кривой  $c_m$ , наблюдаемого при взаимодействии горизонтальных порывов с профилем, может в несколько раз превосходить стационарное значение коэффициента подъемной силы.

Показанные на рис. 2 зависимости коэффициента момента силы  $c_m(t)$  относительно  $1/4$  хорды также проявляют немонотонные свойства, связанные с особенностями трансзвукового обтекания (обозначения здесь аналогичны обозначениям рис. 1). Перемещения скачков на профиле оказывают более сильное влияние на изменение  $c_m$ , чем на  $c_y$ , так как при взаимодействии одновременно с изменением площади эпюр давлений на поверхности профиля меняется и плечо приложенной силы.

На рис. 1, 2 штрихпунктирными горизонтальными линиями представлены стационарные значения  $c_y$  и  $c_m$  для данного профиля, полученные экспериментальным путем в [12], отвечающие установившимся после воздействия порывов течениям. Наблюдается хорошее соответствие между экспериментальными и численными результатами.

Выводы, аналогичные вышеописанным, получаются и при рассмотрении задач о нестационарном взаимодействии профилей с вертикальными порывами ветра в трансзвуковом потоке. Кроме того, сравнение нелинейных численных решений с линейными численными, полученными также с помощью данного метода, и известными аналитическими линейными решениями [13, 14] позволяет сделать вывод о более сильном влиянии нелинейных членов в дозвуковом диапазоне, чем при  $M_\infty > 1$ .

**4. Нестационарное взаимодействие слабой ударной волны с профилем.** С целью определения эффективности рассматриваемого подхода к изучению воздействия слабых ударных волн на профиль исследуется взаимодействие с профилем ударной волны, набегающей сзади. Это один из характерных случаев, позволяющий выявить особенности нестационарных взаимодействий в трансзвуковом потоке.

На рис. 3 представлена в виде поля изобар эволюция картины течения взаимодействия ударной волны ( $\Delta p = 0,21$ ) с профилем, образованным дугами парабол, с толщиной  $\delta = 0,1$  под углом атаки  $\alpha = 1^\circ$  в трансзвуковом потоке с  $M_\infty = 0,875$ .

При  $t = 0,8$  (рис. 3, а) волна еще не достигла задней кромки профиля. Течение перед ней не возмущено. Интегральные аэродинамические характеристики не изменяются и соответствуют первоначальным стационарным значениям.

На рис. 3, б показан момент  $t = 4,2$ , когда ударная волна провзаимодействовала со скачками, замыкающими сверхзвуковые зоны, и движется по профилю. Так как скорость потока перед волной на нижней поверхности профиля меньше, чем на верхней, ее перемещение происходит здесь быстрее. Перед волной картина течения не меняется, часть профиля за волной обтекает потоком с новой скоростью.

Еще более ярко выраженная несимметрия при прохождении волны на верхней и нижней поверхностях профиля представлена на рис. 3, в ( $t = 7,8$ ). При  $t = 10,2$  (рис. 3, г) волна на нижней поверхности минует переднюю кромку, искривляясь и ослабляясь вблизи нее, и уходит вверх

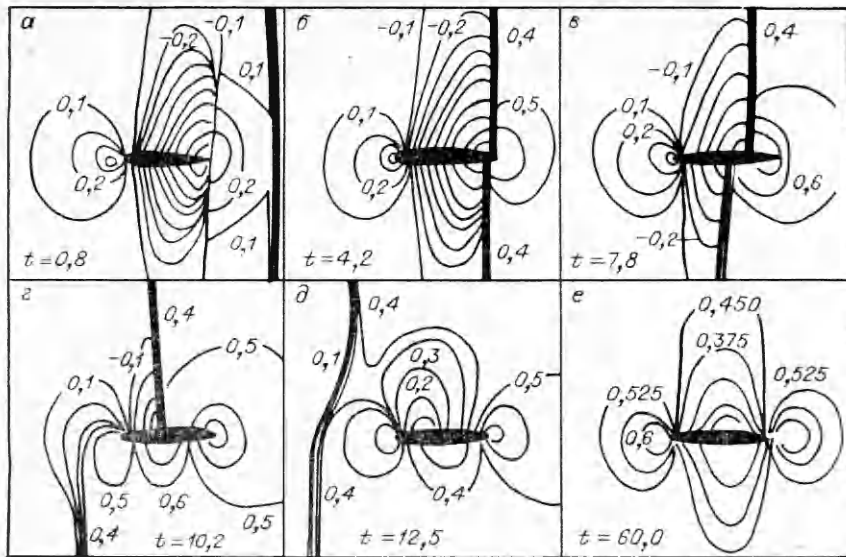


Рис. 3

по потоку, в то время как на верхней поверхности она еще находится на теле. Большая часть профиля обтекается потоком со скоростью, соответствующей скорости за волной. Начинается постепенное «наполнение» эпюры давления на нижней поверхности профиля. Следует отметить, что там, где поток слабо возмущен (2—3 хорды вверх и вниз от профиля), скорости фронтов ударной волны в верхней и нижней плоскостях одинаковы. На рис. 3, *д* ( $t=12,5$ ) изображен момент, когда и волна на верхней поверхности миновала переднюю кромку. Весь профиль обтекается потоком с новой скоростью. Фронт уходящей вверх по потоку волны искривлен. Продолжается «наполнение» эпюры давления.

Наконец, на рис. 3, *е* ( $t=60,0$ ) показано установившееся течение, соответствующее потоку с новым  $M_\infty$ , меньшим прежнего. Следует отметить, что рассмотренный случай характерен тем, что в результате взаимодействия установилось докритическое, т. е. без наличия сверхзву-

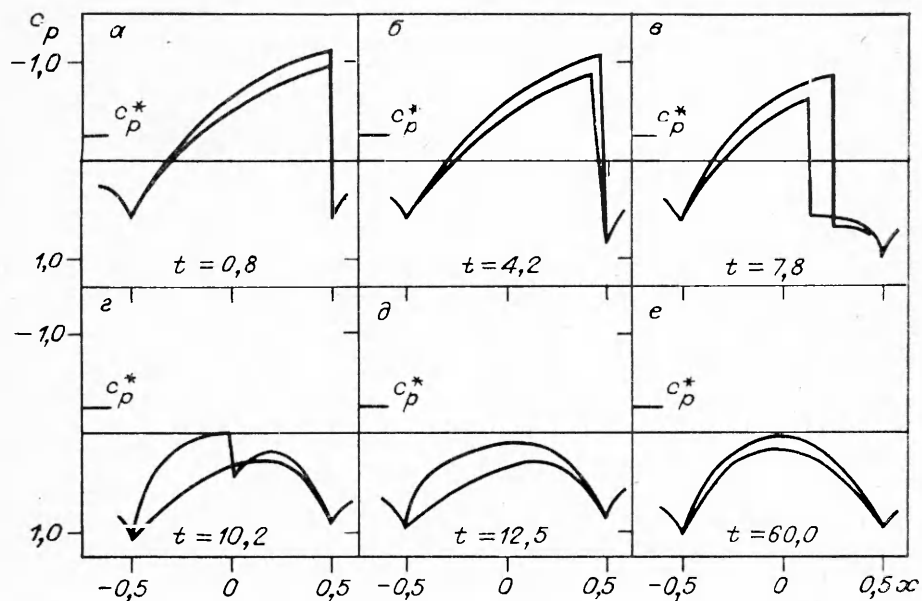


Рис. 4

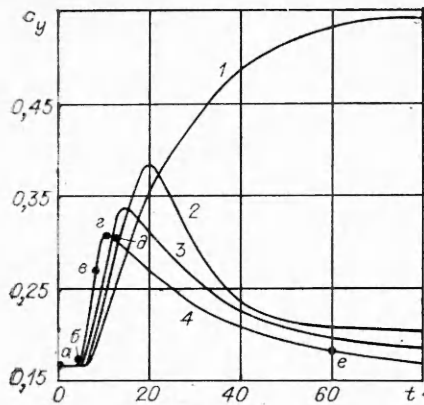


Рис. 5

длине хорды профиля на нижней и верхней поверхностях в те же, что и на рис. 3, моменты времени ( $c_p^*$  — критическое значение коэффициента давления). Хорошо видно, что при прохождении ударной волны по профилю происходит «съедание» горба давления, причем этот процесс идет быстрее на нижней поверхности (рис. 4,  $a - z$ ). Это обуславливает увеличение площади между эпюрами давления на нижней и верхней поверхностях, что приводит к росту подъемной силы. Как видно из рис. 4,  $z - e$ , площадь между эпюрами давлений начинает уменьшаться после того, как волна на нижней поверхности покидает профиль. Рост подъемной силы сменяется ее падением с выходом на новое стационарное значение. Таким образом во время взаимодействия происходит заброс подъемной силы.

Изменение коэффициентов подъемной силы  $c_y(t)$  при нестационарных взаимодействиях профиля с ударными волнами различной интенсивности представлено на рис. 5 (кривые 1—4 соответствуют  $\Delta p = 0,05; 0,1; 0,16; 0,21$ ). Новое стационарное значение  $c_y$ , получающееся в результате взаимодействия, полностью определяется начальными условиями задачи и может быть как больше, так и меньше первоначальной подъемной силы.

Все зависимости представлены так, что ударные волны достигают задней кромки в одно и то же время. На кривой для  $\Delta p = 0,21$  нанесены точки, отвечающие моментам времени, выделенным на рис. 3, 4. Следует отметить, что забросы кривых могут превышать стационарные значения  $c_y$  в несколько раз, причем, поскольку они действуют в течение достаточно длительного времени, влияние их может оказаться существенным. Зависимость момента силы  $c_m(t)$  в этих случаях также характеризуется большими по величине забросами и качественно повторяет зависимость  $c_y(t)$  на рис. 5.

Наблюдаемые немонотонные изменения интегральных аэродинамических характеристик профиля при монотонном изменении интенсивности догоняющей профиль ударной волны, как и в случае воздействия горизонтальных порывов ветра, являются характерными особенностями трансзвукового диапазона скоростей, указывающими на необходимость исследования данных задач только в рамках нелинейной теории.

Автор выражает благодарность О. Г. Филатову за помощь при проведении численных расчетов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Edwards J. W., Thomas J. L. Computational methods for unsteady transonic flow.— N. Y., 1986.— Paper/AIAA; N 0107).
2. Численные методы в динамике жидкостей/Под ред. Г. Вирца, Ж. Смолдена.— М.: Мир, 1981.
3. McCroskey W. J. The effects of gusts on the fluctuating airloads of airfoils in transonic flow.— N. Y., 1984.— (Paper/AIAA; N 1580).

4. McCreskey W. J., Goorjian P. M. Interaction of airfoils with gusts and concentrated vortices in unsteady transonic flow.— N. Y., 1983.— (Paper/AIAA; N 1691).
5. Нунтаев Ю. П. О флаттере крыла с элероном в околосзвуковом потоке // ЖБММФ.— 1989.— Т. 29, № 4.
6. Borland C. J., Rizetta D. P. Nonlinear transonic flutter analysis // AIAA J.— 1982.— V. 20, N 11.
7. Edwards J. W. Application of potential theory computations to transonic aeroelasticity // ISAC.— 1986.— V. 2.
8. Ballhaus W. F., Goorjian P. M. Implicit finite difference computations of unsteady transonic flows about airfoils // AIAA J.— 1977.— V. 15, N 12.
9. Krupp J. A. The numerical calculation of plane steady transonic flow past thin lifting airfoils // BSRLRD 180.— 1971.— N 12958.
10. Whitlow W., Woodrow J. XTRAN2L; A program for solving the general-frequency unsteady transonic small disturbance equation.— N. Y., 1983.— (Techn. Mem./NASA; N 85723).
11. Goorjian P. M., van Buskirk R. Implicit calculation of transonic flows using monotone methods.— N. Y., 1981.— (Paper/AIAA; N 0331).
12. Henshall B. D., Cash R. F. Observations of the flow past a two-dimensional 4 per cent thick biconvex airfoil at high subsonic speed.— London, 1958.— (Rept and Memo/Gr. Brit. Aeron. Res. Council; N 3092).
13. Майле Дж. У. Потенциальная теория неустановившихся сверхзвуковых течений.— М.: ГИФМЛ, 1963.
14. Абрамов Ю. А. Нестационарные аperiodические движения несущей поверхности в дозвуковом потоке газа // Асимптотические методы в теории нестационарных процессов.— М.: Наука, 1971.

*г. Жуковский*

*Поступила 7/IV 1992 г.*

УДК 532.529

*И. Х. Еникеев*

## РАСЧЕТ ОБТЕКАНИЯ ТОРЦА ПОЛУБЕСКОНЕЧНОГО ЦИЛИНДРА ЗАКРУЧЕННЫМ ПОТОКОМ ГАЗОВЗВЕСИ

В рамках трехскоростной трехтемпературной схемы движения взаимопроникающих континуумов рассмотрено поперечное обтекание цилиндрического торца закрученным газодисперсным потоком вблизи контактной поверхности. Обсуждены вопросы постановки граничных условий. Выявлен диапазон изменения определяющих параметров, в котором существует зона возвратно-циркуляционного течения газа и частиц.

В большинстве теоретических работ, посвященных как внешнему обтеканию тел потоком газозвеси, так и исследованию внутренних течений дисперсных сред, предполагалось, что частицы, попавшие на твердую поверхность, исчезают из потока [1—5]. Такая постановка задачи наиболее приемлема для случая, когда в качестве дисперсной фазы рассматриваются жидкие капли или частицы, образующие после попадания на тело тонкую пленку вдоль обтекаемой поверхности.

Если дисперсную фазу образуют твердые частицы, то постановку граничных условий требуется усложнить: необходимо ввести дополнительные фазы — фазу частиц, отраженных от твердой поверхности [6, 7], а также фазу частиц, хаотически движущихся вблизи обтекаемого газозвесью тела [8].

**1. Постановка задачи.** Рассмотрим поперечное обтекание полубесконечного цилиндрического торца, расположенного внутри контактной поверхности, соосной с ним (рис. 1), закрученным потоком газозвеси.

В соответствии с [7] введем фракцию (фазу) падающих частиц, т. е. летящих к поверхности обтекаемого тела, и фракцию (фазу) отраженных частиц, т. е. летящих от поверхности обтекаемого тела навстречу набегающему потоку. Как уже указывалось, при обтекании затупленных тел учет столкновений между частицами различных фракций приводит