

УДК 533.697:532.5.031

К РАСЧЕТУ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕШЕТОК ПРОФИЛЕЙ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФОРМЫ

В. П. РЯБЧЕНКО, В. Э. САРЕН

(Новосибирск)

Известно, что задача о безотрывном обтекании потенциальным потоком несжимаемой жидкости решетки профилей сводится к интегральному уравнению для некоторой действительной функции, определенной на контурах профилей решетки. В качестве такой функции может быть принята, как это сделано, например, в работах [1-5] относительная скорость жидкости на профилях решетки. Для решеток профилей произвольной формы необходимо численное решение соответствующего интегрального уравнения. В имеющихся частных примерах расчета аэродинамических решеток [1-3] используются численные методы, основанные на приближенном вычислении контурных интегралов по формуле прямоугольников. Как показали исследования, при этом возникают значительные погрешности в получаемом приближенном решении, особенно существенные в случае искривленных профилей с относительно малой телесностью.

В данной работе предложен метод численного решения интегрального уравнения, полученного в работе [5]. Метод основан на замене профиля решетки вписанным N -угольником с длиной стороны порядка величины N^{-1} и внутренним углом, близким к π . Доказана сходимость с ростом N численного решения к точному решению интегрального уравнения в расчетных точках. Представлены примеры расчета.

1. Пусть профили бесконечной плоской решетки совершают малые синхронные колебания с произвольной комплексной формой $f = f_x + if_y$ и произвольным сдвигом фазы $\mu\lambda$ ($0 \leq \mu < 2$) между колебаниями соседних профилей в потоке идеальной несжимаемой жидкости (фиг. 1). Будем предполагать заданными скорость потока V_1 на бесконечном удалении перед решеткой и выходные критические точки на профилях решетки. Относительную скорость жидкости на k -м профиле решетки в момент времени t с точностью до членов порядка малости A^2 можно представить в виде

$$v_k(s, t) = v_0(s) + Av(s)e^{j\omega t}e^{j\mu\pi}, \quad |A| \ll 1 \quad (1.1)$$

где A — амплитуда колебаний профилей, ω — круговая частота колебаний, s — дуговая координата точки простого гладкого контура L профиля решетки, $v_0(s)$ — скорость жидкости в среднем (стационарном) потоке, j — мнимая единица, связанная только с временными процессами, $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ — номер профиля в решетке.

Как показано в работе [5], рассматриваемая задача без учета влияния вихревых следов за профилями (квазистационарная постановка) сводится к двум интегральным уравнениям относительно функций $v_0(s)$ и $v(s)$

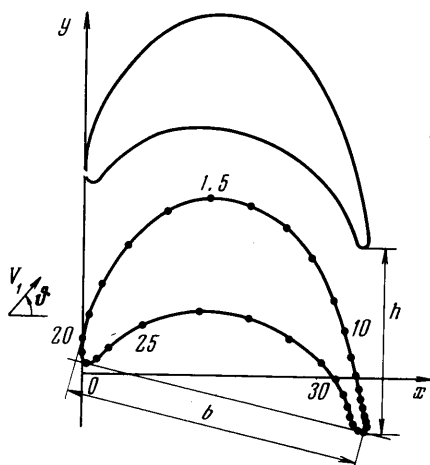
$$\frac{1}{2}v_0(s) - \frac{1}{2\pi} \int_L v_0(\sigma)R_0(s, \sigma)d\sigma = \cos(\alpha(s) - \vartheta) \quad (1.2)$$

$$\frac{1}{2}v(s) - \frac{1}{2\pi} \int_L v(\sigma)R_\mu(s, \sigma)d\sigma = \varphi(v_0(s), s) \quad (1.3)$$

Здесь

$$R_\mu(s, \sigma) = \frac{\pi\tau}{2N_1} \times$$

$$\times \sum_{k=0}^{2N_1-1} e^{jk\mu\pi} \left[\frac{\sin \alpha(s) \operatorname{sh} X(s, \sigma) - \cos \alpha(s) \sin(Y(s, \sigma) - k\pi/N_1)}{\operatorname{ch} X(s, \sigma) - \cos(Y(s, \sigma) - k\pi/N_1)} + \sin \alpha(s) \right]$$



Фиг. 1

$$X = \frac{\pi\tau}{N_1} [x(s) - x(\sigma)],$$

$$Y = \frac{\pi\tau}{N_1} [y(s) - y(\sigma)] \quad (1.4)$$

Здесь $\tau = b/h$ — густота решетки, равная отношению длины хорды профиля решетки b к шагу h ; $\alpha(s)$ — угол наклона касательной контура L к оси x ; ϑ — геометрический угол атаки, образуемый вектором входной скорости потока V_1 и осью x ; $N_1|_{\mu>0}$ — наименьшее целое число, определяемое из условия¹: $N_1\mu$ — целое, $N_1|_{\mu=0} = 1/2$. Интегрирование по контуру ведется в положительном направлении (против часовой стрелки). Линейные размеры в соотношениях (1.2) — (1.4) и далее нормированы к длине хорды профиля b , а величины, имеющие размерность скорости, — к скорости набегающего потока V_1 .

Правая часть уравнения (1.3) в предположении, что f — аналитическая функция, представляет собой действительную (по i) часть выражения

$$\begin{aligned} \Phi(s) = e^{i\alpha(s)} \left\{ \frac{jq\tau}{4N_1i} \sum_{k=0}^{2N_1-1} e^{jk\mu\pi} \int_L f^*(\sigma) \operatorname{cth} \frac{1}{2} \left(Z - \frac{ik\pi}{N_1} \right) \times \right. \\ \left. \times e^{i\alpha(\sigma)} d\sigma - \frac{\tau^2\pi}{4N_1^2} \sum_{k=0}^{2N_1-1} \int_L v_0(\sigma) [f(s) - f(\sigma) e^{jk\mu\pi}] \operatorname{sh}^{-2} \frac{1}{2} \left(Z - \right. \right. \quad (1.5) \\ \left. \left. - \frac{ik\pi}{N_1} \right) d\sigma - \frac{jq}{2} f^*(\sigma) \right\} \end{aligned}$$

$$Z = X + iY, \quad f^* = f_x - if_y, \quad q = \omega b / V_1$$

где q — число Струхала.

Имеют место следующие утверждения.

Равенство 1

$$\lim_{\sigma \rightarrow s} R_\mu(s, \sigma) = \begin{cases} 1/2\kappa(s) + \pi\tau \sin \alpha(s), & \mu = 0 \\ 1/2\kappa(s), & \mu \neq 0 \end{cases}$$

где $\kappa(s)$ — кривизна контура L в точке s .

Равенство 2

$$\int_L \cos(\alpha(s) - \vartheta) ds = 0, \quad \int_L \varphi(s) ds = \operatorname{Re}_i \int_L \Phi(s) ds = 0$$

Теорема 1. Пусть $K_\mu^* w$ — интегральные операторы, сопряженные операторам $K_\mu v$, фигурирующим в левых частях уравнений (1.2) и (1.3). Уравнение $K_\mu^* w = 0$ при любом μ имеет единственное нетривиальное решение $w(s) = \operatorname{const}$.

¹ В качестве N_1 во всяком случае можно взять число лопаток в соответствующей реальной круговой решетке.

Теорема 2. Если $v_{\Gamma}(s) = v_{\Gamma}'(s) + jv_{\Gamma}''(s)$ — нетривиальное решение однородного уравнения $K_{\mu}v = 0$, то для всех $s \in L$ и при любых μ имеет место неравенство: $v_{\Gamma}(s) \neq 0$.

Равенства 1 и 2 устанавливаются в результате несложных вычислений. Доказательство теоремы 1 при $\mu = 0$ содержится в работе [1] и легко обобщается на случай произвольного μ . Для этого достаточно рассмотреть в качестве области основного периода решетки полосу, содержащую $2N_1$ профилей L_k

$$(x, y_k) \in L_k, \quad y_k = y + kh, \quad k = 0, 1, \dots, 2N_1 - 1, \quad L_0 = L$$

и воспользоваться обобщенной периодичностью искомого решения (1.1). Теорема 2 следует далее из теоремы 1 и принципа максимума, примененного к гармонической в полосе основного периода решетки функции

$$\Psi_{\mu}(x, y) = -\frac{1}{4\pi} \int_L v_{\Gamma}(\sigma) \sum_{k=0}^{2N_1-1} e^{jk\mu x} \ln \left[\operatorname{ch} X - \cos \left(Y - \frac{k\pi}{N_1} \right) \right] d\sigma$$

$$\left(v_{\Gamma}(\sigma) = \frac{\partial \Psi_{\mu}}{\partial \nu} \right)$$

где ν — внешняя нормаль к контуру L в точке z .

Пусть $s_0 = 0$ — фиксированная выходная кромка профиля решетки. Из общей теории уравнений Фредгольма второго рода, равенств 1, 2 и теорем 1, 2 заключаем, что интегральные уравнения (1.2) и (1.3) при дополнительном условии

$$v_0(s_0) = 0, \quad v(s_0) = 0 \tag{1.6}$$

имеют единственное решение в классе непрерывно дифференцируемых функций.

Искомое решение (1.1) согласно (1.2), (1.3) и условию (1.6) удовлетворяет уравнениям

$$\frac{1}{2} v_0(s) - \frac{1}{2\pi} \int_L v_0(\sigma) [R_0(s, \sigma) - R_0(s_0, \sigma)] d\sigma =$$

$$= \cos(\alpha(s) - \vartheta) - \cos(\alpha(s_0) - \vartheta) \tag{1.7}$$

$$\frac{1}{2} v(s) - \frac{1}{2\pi} \int_L v(\sigma) [R_{\mu}(s, \sigma) - R_{\mu}(s_0, \sigma)] d\sigma = \varphi(s) - \varphi(s_0) \tag{1.8}$$

Нетрудно видеть, что справедливо следующее утверждение. Решение $v_{0,1}(s)$, $v_1(s)$ уравнений (1.7) и (1.8) соответственно совпадает с решениями $v_0(s)$ и $v(s)$ уравнений (1.2) и (1.3) при дополнительном условии (1.6).

Действительно, функции

$$\delta v_0(s) = v_0(s) - v_{0,1}(s), \quad \delta v(s) = v(s) - v_1(s)$$

есть соответственно решения уравнений

$$K_0 \delta v_0 = \frac{1}{2\pi} \int_L v_{0,1}(\sigma) R_0(s_0, \sigma) d\sigma + \cos(\alpha(s_0) - \vartheta) \tag{1.9}$$

$$K_{\mu} \delta v = \frac{1}{2\pi} \int_L v_1(\sigma) R_{\mu}(s_0, \sigma) d\sigma + \varphi(s_0)$$

при условиях

$$\delta v_0(s_0) = 0, \quad \delta v(s_0) = 0.$$

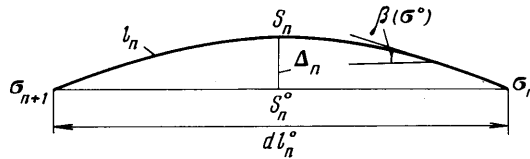
Согласно теореме 1 и третьей теореме Фредгольма условие разрешимости уравнений (1.9) сводится к равенствам

$$\frac{1}{2\pi} \int_L v_{01}(\sigma) R_0(s_0, \sigma) d\sigma + \cos(\alpha(s_0) - \vartheta) = 0$$

$$\frac{1}{2\pi} \int_L v_1(\sigma) R_\mu(s_0, \sigma) d\sigma + \varphi(s_0) = 0$$

Отсюда в силу теоремы 2 получаем $\delta v_0(s) \equiv 0$, $\delta v(s) \equiv 0$ и, следовательно, единственность решения уравнений (1.7) и (1.8).

Перейдем к изложению метода численного решения интегральных уравнений (1.7) и (1.8). Разобьем контур L на N участков l_n ($n = 1, 2, \dots, N$) длины dl_n и обозначим через l_n° и dl_n° соответственно хорду, стягивающую дужку l_n и длину хорды l_n° (фиг. 1, 2). Пусть далее s° , σ° — дуговые координаты точек на ломаной $L^\circ = Ul_n^\circ$, отсчитываемые в поло-



Фиг. 2

жительном направлении обхода контура L ; $\beta_n(\sigma)$ — угол, образуемый касательной к контуру L в точке $\sigma \in l_n$ и хордой l_n° ; $\Delta_n(\sigma)$ — длина отрезка нормали к линии l_n° , заключенного между дужкой l_n и хордой l_n° ; $\rho(s, \sigma)$ — длина хорды, стягивающей точки s и σ контура L (фиг. 2).

Для простого гладкого контура L имеют место соотношения

$$\left. \frac{d\sigma^\circ}{d\sigma} \right|_{l_n} = \cos \beta_n(\sigma), \quad |\beta_n| \leq \sup_{l_n} \kappa(\sigma) dl_n \quad (1.10)$$

$$\Delta_n(\sigma) = \sup_{l_n} \kappa(\sigma) (dl_n)^2$$

$$\rho(s, \sigma) = r(s, \sigma) d(s, \sigma), \quad 0 < r_0 \leq r(s, \sigma) \leq 1; \quad s, \sigma \in L$$

Здесь под $d(s, \sigma)$ следует понимать длину меньшей части контура L , заключенной между точками s и σ .

Обозначим через $s_m \in l_m$ и $s_m^\circ \in l_m^\circ$ пары таких точек, в которых нормали к линиям L и l_m° соответственно совпадают (фиг. 2).

Оценим разность

$$\delta I_m = \int_L v(\sigma) R_\mu(s_m, \sigma) d\sigma - \int_{L^\circ} v(\sigma^\circ) R_\mu(s_m^\circ, \sigma^\circ) d\sigma^\circ$$

$$v(\sigma) |_{l_n} = v(s_n) = v_n \quad (n = 1, 2, \dots, N)$$

После несложных преобразований, учитывая (1.10), получим

$$|\delta I_m| = \delta I_{m1} + \delta I_{m2} + \delta I_{m3}$$

$$\delta I_{m1} = \left| \sum_{n=1}^N \int_{l_n} [v(\sigma) - v(s_n)] R_\mu(s_m, \sigma) d\sigma \right| \leq \sup_{L,n} |v'(\sigma)|_{l_n} dl_n |B$$

$$\begin{aligned} \delta I_{m2} &= \left| \sum_{n=1}^N v_n \int_{l_n} R_\mu(s_m, \sigma) \left(1 - \frac{d\sigma^\circ}{d\sigma}\right) d\sigma \right| \leq \sup_{L,n} |v(\sigma) \kappa(\sigma) (dl_n)^2| B \\ \delta I_{m3} &= \left| \sum_{n=1}^N v_n \int_{l_n^\circ} [R_\mu(s_m, \sigma) - R_\mu(s_m^\circ, \sigma^\circ)] d\sigma^\circ \right| \leq \\ &\leq 2 \sum_{\substack{n=1 \\ n \neq m}}^N |v_n| \int_{l_n^\circ} \Delta_n(\sigma^\circ) \frac{d\sigma^\circ}{r^2(s_m, \sigma)} + \sup_{l_m} |v(\sigma) \kappa(\sigma)| dl_m \leq \quad (1.11) \\ &\leq 4 \sup_{L,n} \left| \frac{v(\sigma) \kappa(\sigma) dl_n}{r^2(s, \sigma)} \right| + \sup_{l_m} |v(\sigma) \kappa(\sigma)| dl_m \\ B &= \int_L |R_\mu(s_m, \sigma)| d\sigma \end{aligned}$$

Суммируя неравенства (1.11), получим окончательно¹

$$|\delta I_m| \leq C \sup_n dl_n \quad (m = 1, 2, \dots, N) \quad (1.12)$$

$$C = \sup_L |v'(s)B| + 4 \sup_L \left| \frac{v(s) \kappa(s)}{r^2(s, \sigma)} \right|$$

Заметим, что, как можно заключить из соотношения (1.12) при фиксированном числе разбиений N наименьшее значение δI_m достигается при таком неравномерном разбиении, когда точки s_m относительно «густо» расположены на участках большей кривизны и малой относительной толщины (где $r(s, \sigma)$ достигает наименьших значений) контура L . В практически интересных случаях выходная кромка профиля представляет обычно точку максимальной кривизны. Поэтому разбиение контура L на дужки l_n целесообразно выбирать таким, чтобы выходная кромка являлась общей для дужек l_1 и l_N . Нетрудно видеть, что для искомых решений $v_0(s)$ и $v(s)$ в любой окрестности точки s_0 существуют точки s_1', s_N' и s_1'', s_N'' , для которых выполняются равенства

$$v_0(s_0) = \frac{v_0(s_1') + v_0(s_N')}{2} = 0 \quad v(s_0) = \frac{v(s_1'') + v(s_N'')}{2} = 0 \quad (1.13)$$

Уравнения (1.7) и (1.8) можно записать тогда в эквивалентной форме

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} v_0(s) - \frac{1}{2\pi} \int_L v_0(\sigma) [R_0(s, \sigma) - R_0(s_1', \sigma) - R_0(s_N', \sigma)] d\sigma = \\ = \cos(\alpha(s) - \vartheta) - \cos(\alpha(s_1') - \vartheta) - \cos(\alpha(s_N') - \vartheta) \quad (1.14) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} v(s) - \frac{1}{2\pi} \int_L v(\sigma) [R_\mu(s, \sigma) - R_\mu(s_1'', \sigma) - R_\mu(s_N'', \sigma)] d\sigma = \\ = \varphi(s) - \varphi(s_1'') - \varphi(s_N''). \quad (1.15) \end{aligned}$$

Пусть $l_n (n = 1, 2, \dots, N)$ — разбиение, при котором начало дуги l_1 и конец дуги l_N совпадают, и $s_m \in l_m (m = 1, 2, \dots, N)$ — последовательность точек, в которых выполняются уравнения (1.14) и (1.15). При до-

¹ Следует отметить, что в предположении существования ограниченных производных $d^2v(\sigma)/d\sigma^2$ и $d\kappa(\sigma)/d\delta$ оценка (1.12) может быть получена в виде

$$|\delta I_m| \leq \text{const} \max_m (dl_m^2 |\ln dl_m|)$$

статочно большом N (малых dl_1 и dl_N) можно считать приближенно

$$s_1' = s_1'' = s_1, \quad s_N' = s_N'' = s_N.$$

Заменяя далее интегралы в уравнениях (1.14) и (1.15) конечными суммами, получим две системы из N алгебраических уравнений относительно величин v_{0m} и v_m

$$v_{0m} - \sum_{n=1}^N v_{0n} (a_{0mn} - a_{01n} - a_{0Nn}) = 2[\cos(\alpha_m - \vartheta) - \cos(\alpha_1 - \vartheta) - \cos(\alpha_N - \vartheta)] \quad (1.16)$$

$$v_m - \sum_{n=1}^N v_n (a_{\mu mn} - a_{\mu 1n} - a_{\mu Nn}) = 2[\varphi(s_m) - \varphi(s_1) - \varphi(s_N)] \quad (m = 1, 2, \dots, N) \quad (1.17)$$

$$a_{\mu mn} = \frac{1}{\pi} \int_{l_n^{\circ}} R_{\mu}(s_m^{\circ}, \sigma^{\circ}) d\sigma^{\circ} = \sum_{k=0}^{2N_1-1} e^{jk\mu\pi} \left\{ \frac{\tau}{2N_1} \sin \alpha_m dl_n^{\circ} - \frac{1}{2\pi} \sin(\alpha_m - \alpha_n) \ln \frac{\operatorname{ch} X_{m,n+1} - \cos(Y_{m,n+1} - k\pi/N_1)}{\operatorname{ch} X_{m,n} - \cos(Y_{m,n} - k\pi/N_1)} - \frac{1}{\pi} \cos(\alpha_m - \alpha_n) \left[\operatorname{Arc} \operatorname{tg} \frac{\operatorname{tg}^{1/2}(Y_{m,n+1} - k\pi/N_1)}{\operatorname{th}^{1/2} X_{m,n+1}} - \operatorname{Arc} \operatorname{tg} \frac{\operatorname{tg}^{1/2}(Y_{m,n} - k\pi/N_1)}{\operatorname{th}^{1/2} X_{m,n}} \right] \right\}$$

$$X_{m,n} = \pi\tau \frac{x(s_m^{\circ}) - \xi_n}{N_1}, \quad Y_{m,n} = \pi\tau \frac{y(s_m^{\circ}) - \eta_n}{N_1}$$

где ξ_n, η_n — соответственно абсцисса и ордината концов дужки l_n , α_n — угол, образуемый хордой l_n° с положительным направлением оси x .

Сравнивая решения систем (1.16) и (1.17) соответственно со значениями искомой скорости $v_0(s_m)$ и $v(s_m)$, согласно оценке (1.12) получим

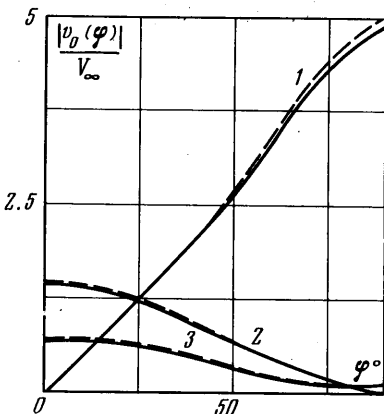
$$|v_0(s_m) - v_{0m}| \leq C_0 B_0 \sup_n dl_n$$

$$|v(s_m) - v_m| \leq C_{\mu} B_{\mu} \sup_n dl_n,$$

$$\sum_{n=1}^N |\Delta_{\mu mn}|$$

$$B_{\mu} = 3 \sup_m \frac{1}{|\Delta_{\mu}|}$$

где Δ_{μ} — определитель матрицы $\{a_{\mu mn}\}$, $\Delta_{\mu mn}$ — алгебраическое дополнение элемента m -й строки и n -го столбца.



Фиг. 3

филей решеток. Характер разбиений контура профиля определяется требованиями минимальной ошибки при вычислении интегралов и для рассмотренных здесь случаев выбирается из условия $\max \theta(s^{\circ}, l_k^{\circ}) \approx 2\pi/N$, где $\theta(s^{\circ}, l_k^{\circ})$ — угол, под которым виден отрезок l_k° из точки s° .

2. Изложенный выше алгоритм численного решения уравнений (1.14), (1.15) реализован на ЭВМ М-220 для нескольких видов про-

При выборе непрерывной ветви функции Arc tg , необходимой для вычисления элементов матрицы $\{a_{imn}\}$, использовался метод нормировки, предложенный в работе [6]. Системы алгебраических уравнений (1.16), (1.17) решались методом исключения.

При заданных густоте решетки τ , угле атаки ϕ , числе Струхала q , форме колебаний f и сдвиге фазы μ один вариант расчета определяется заданием координат концов дужек l_n ($n = 1, 2, \dots, N$) и расчетных точек s_m° ($m = 1, 2, \dots, N$). Последние обычно выбираются в серединах хорд l_n° . Время расчета варианта на ЭВМ М-220 во всех рассмотренных случаях составляло 2—3 мин. При обработке метода расчета проводилось сравнение с некоторыми известными результатами. На фиг. 3 представлено распределение стационарной скорости потока $|v_0(\phi)| V_\infty^{-1}$ на профиле для решетки кругов ($\tau = 0.78$), полученное при $N = 40$. Здесь V_∞ — модуль средней скорости потока через решетку, ϕ — угол между радиус-вектором точки на окружности и осью x . Кривые 1 соответствуют поперечному, кривые 2 — продольному беспиркуляционному течению, т. е. двум частным ($\phi = 0$, $\phi = \pi/2$) решениям уравнения (1.2) при дополнительном условии

$$\int_L v_0(s) ds = 0$$

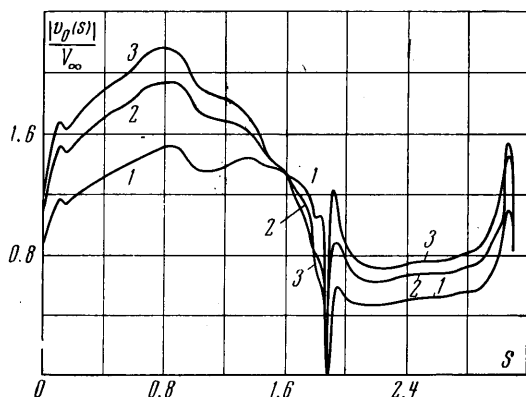
Кривые 3 соответствуют чисто циркуляционному течению, т. е. решению однородного уравнения $K_0 v_0 = 0$ с дополнительным условием

$$\int_L v_0(s) ds = 1$$

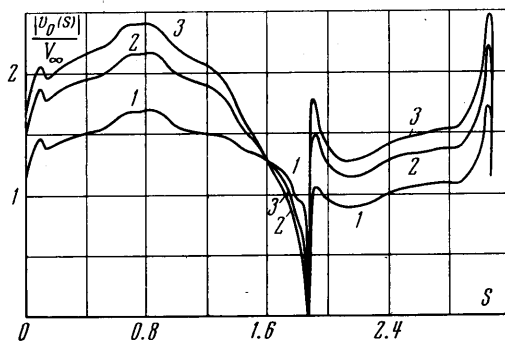
В силу известного свойства симметрии [7] достаточно привести кривые $v_0(\phi)$ для значений $0 \leq \phi \leq \pi/2$.

Пунктиром на фиг. 3 приведены кривые, построенные по данным работы [7], которые получены другим методом с использованием 72 расчетных точек. В рассмотренных случаях отличие результатов не превышало 2%.

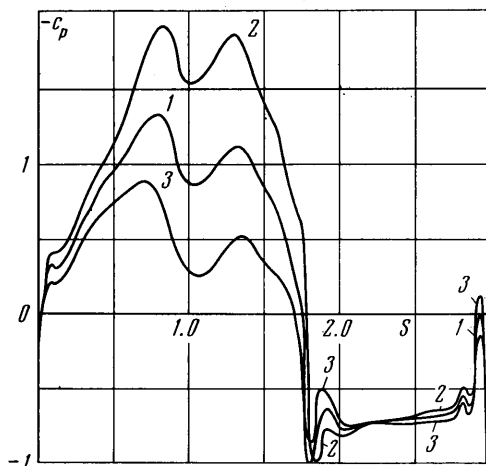
На фиг. 4 и фиг. 5 приведены распределения стационарной скорости на профиле решетки, изображенной на фиг. 1, в зависимости от угла атаки для разных густот ($\tau = 1.1$ на фиг. 4 и $\tau = 1.58$ на фиг. 5). Расположение концов дужек ($N = 36$) дано на фиг. 1. Кривые 1 соответствуют углу атаки $\phi = 60^\circ$, кривые 2 — $\phi = 51^\circ 36'$, кривые 3 — $\phi = 45^\circ$. В качестве лей (фиг. 1, $\tau = 1.1$, $\phi = 60^\circ$), примера было рассмотрено также обтекание решетки тех же профи-



Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 6

совершающих изгибные колебания перпендикулярно хорде ($f = e^{1/3 i \pi}$) со сдвигом фазы π ($\mu = 1$) между колебаниями соседних профилей. На фиг. 6 дано распределение коэффициента $c_p = (p - p_\infty) / (\frac{1}{2} \rho V_1^2)^{-1}$ на профиле решетки в стационарном потоке (кривая 1) и для двух характерных моментов времени, когда исходный профиль решетки максимально отклонен от своего среднего положения. Закон колебаний задавался в виде $(A/b) \sin qt$ при $A/b = 0.1$ и числе Струхала $q = 0.25$.

Коэффициент давления вычислялся по формуле

$$c_p = 1 - \{v_0(s) + (A/b) \operatorname{Im}_j [(v(s) + jq \cos(\alpha(s) - \pi/3)) e^{iqt}]\}^2$$

причем для стационарного потока было принято $A = 0$. Кривая 2 соответствует моменту времени, когда профиль двигается вперед выпуклой частью ($qt = 1/2\pi$), кривая 3 — вогнутой ($qt = 3/2\pi$).

Поступило 20 I 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Martensen E. Berechnung der Druckverteilung an Gitterproblemschen Integralgleichung. Arch. Ration. Mech. and Analysis, 1959, Nr 3.
2. Wilkinson D. H. A numerical solution of the analysis and design problems for the flow past one or more aerofoils or cascades. Aeronaut. Res. Council. Repts. and Mem., 1968, No. 3545.
3. Самойлович Г. С. Нестационарное обтекание и аэроупругие колебания решеток турбомашин. М., «Наука», 1969.
4. Нитусов В. В., Самойлович Г. С. Расчет обтекания произвольных профилей, вибрирующих с произвольным сдвигом фаз и с учетом смещения профилей. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 3.
5. Сарен В. Э. Решетка произвольных вибрирующих профилей в потоке несжимаемой жидкости. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 3.
6. Жуковский М. И. Аэродинамический расчет потока в осевых турбомашинах. Л., «Машиностроение», 1967.
7. Гинзбург С. И. Вычисление потенциала и скорости обтекания плоскопараллельным потоком решетки круговых цилиндров. Сб. «Теплопередача и аэродинамика», Тр. ЦКТИ, кн. 18, М., Машгиз, 1950.