

0,9 $\delta = 0,22-0,25$), сопоставление течения в струях с близкими числами Маха $M_a = 2,63$ и $2,78$ с разной геометрией сопл показывает, что при увеличении угла μ (см. фиг. 1), т. е. при увеличении δ , гистерезисные явления уменьшаются и исчезают. Напротив, уменьшение угла μ способствует развитию гистерезиса. Например, для струи $M_a = 2,54$, $d/D = 0,753$, $\mu = 0$, $\beta = 8^\circ$ [4] (фиг. 6, точки 1 соответствуют увеличению n , 2 — уменьшению n) зона гистерезиса имеет максимальный диапазон нерасчетностей. Таким образом, гистерезисные явления в сверхзвуковых струях существенно зависят от числа Маха и профилирования сопл.

Поступила 26 V 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Степанов Г. Ю., Гогин Л. В. Квазидномерная газодинамика сопл ракетных двигателей. М., «Машиностроение», 1973.
2. Швец А. И., Швец И. Т. Газодинамика ближнего следа. Киев, «Наукова думка», 1976.
3. Швец А. И. Сверхзвуковая кольцевая струя. — ПМТФ, 1975, № 2.
4. Гогин Л. В., Покровский О. С. Расчет гистерезиса и расходных колебаний в сверхзвуковых кольцевых струях. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 1.

УДК 532.5 : 621.22

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА ЛОПАСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОЛЬЦЕВОЙ РЕШЕТКИ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ОБТЕКАНИИ

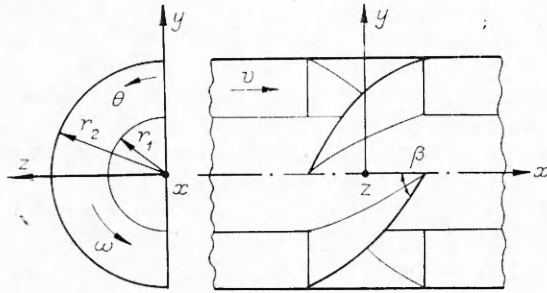
В. П. Рябченко
(Новосибирск)

Излагается реализованное на ЭВМ решение пространственной задачи нестационарного обтекания лопаточного венца осевой турбомшины безвихревым потоком идеальной несжимаемой жидкости, базирующееся на вихревой теории винта [1] и крыла конечного размаха [2].

Для решения этой задачи в работах [3, 4] геометрия лопаточного венца приближенно моделировалась прямой пространственной решеткой пластин, заключенной между двумя плоскостями, а в [5, 6] — кольцевой решеткой лопастей, представляющих собой части винтовых поверхностей. В данной работе принята вторая модель, которая, по-видимому, лучше описывает геометрию реальной турбомшины.

Ввиду сложности алгоритмов, предложенных в [4—6], имеются лишь отдельные примеры расчета нестационарных аэродинамических характеристик. Ниже на основе простого алгоритма, являющегося обобщением метода работы [7] для установившегося течения, проведен анализ влияния трехмерности течения на нестационарные аэродинамические силы, действующие на лопасти кольцевой решетки, в широком диапазоне изменения параметров решетки.

1. Рассмотрим однородный поток идеальной несжимаемой жидкости с осевой скоростью v через один ряд лопастей, которые вращаются с постоянной угловой скоростью ω в коаксиальном цилиндрическом канале, бесконечном в осевом направлении. Предположим, что лопасти могут совершать синхронные установившиеся гармонические колебания малой амплитуды с частотой ω_1 и постоянным сдвигом фазы μ ($\mu = 2\sigma/N$, где $\sigma = 0, +1, \pm 2, \dots$; N — число лопастей в решетке).



Фиг. 1

Введем декартову (x, y, z) и цилиндрическую (x, r^*, θ^*) системы координат, связанные с вращающимся рядом лопастей. Ось x направим по оси вращения, а оси y и z проведем в плоскости, перпендикулярной к ней. Координаты r^* и θ^* связаны с y и z обычными формулами: $y = r^* \cos \theta^*$, $z = r^* \sin \theta^*$, где угол θ^* отсчитывается в положительном направлении от оси y (фиг. 1).

Предположим, что лопасти Σ_n ($n = 0, \dots, N - 1$) бесконечно тонкие и в среднем положении представляют собой части винтовых поверхностей, ограниченных в плоскости (r^*, θ^*) прямоугольником $\{r_1 \leq r^* \leq r_2, \alpha_n - \psi \leq \theta^* \leq \alpha_n + \psi\}$. Здесь $\alpha_n = 2\pi n/N$; n — номер лопасти; r_1 и r_2 — радиусы внутреннего и внешнего цилиндров соответственно; $\alpha_n - \psi$ и $\alpha_n + \psi$ — углы, определяющие положение передней и задней кромок n -й лопасти. В рамках линейной теории вихревые следы, возникающие за лопастями из-за изменения циркуляции во времени и по высоте лопасти, будем моделировать поверхностями разрыва касательных скоростей W_n , расположенных вдоль поверхностей тока невозмущенного течения, ограниченных в плоскости (r^*, θ^*) полуполосой $\{r_1 \leq r^* \leq r_2, \alpha_n + \psi \leq \theta^* < \infty\}$. Винтовые поверхности Σ_n и свободные вихревые поверхности W_n ($n = 0, 1, \dots, N - 1$) будем определять следующими уравнениями:

$$(1.1) \quad x = r_1 m \theta, \quad y = r_1 r \cos(\theta + \alpha_n), \quad z = r_1 r \sin(\theta + \alpha_n),$$

где $m = v/\omega r_1$; $r = r^*/r_1$ — безразмерная радиальная координата; угол $\theta = \theta^* - \alpha_n$.

Возмущенное нестационарное движение жидкости вне лопастей и вихревых следов будем предполагать потенциальным. Тогда для определения потенциала φ возмущенных скоростей возникает следующая задача:

$$(1.2) \quad \begin{cases} \Delta \varphi = 0 \text{ вне } \Sigma_n \text{ и } W_n \quad (n = 0, 1, \dots, N - 1), \\ (\mathbf{v} \cdot \nabla) \varphi = V_n(\mathbf{x}) e^{j(n\mu\pi + \omega t)}, \quad \mathbf{x} \in \Sigma_n, \\ [p] = 0, \quad [(\mathbf{v} \cdot \nabla) \varphi] = 0 \text{ при } \mathbf{x} \in W_n, \quad \lim_{x \rightarrow -\infty} \nabla \varphi = 0, \\ \frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0 \text{ при } r = 1 \text{ и } h, \quad |\nabla \varphi| < \infty \text{ при } \mathbf{x} \in L_n, \end{cases}$$

где \mathbf{v} — вектор нормали к поверхностям Σ_n и W_n ; V_n — нормальная составляющая амплитудной функции скорости колебаний исходной лопасти ($n = 0$); p — давление, определяемое интегралом Коши — Лагранжа; L_n — линия задней кромки n -й лопасти; $\mathbf{x} = (x, y, z)$; t — время; j — мнимая единица, связанная только с временными процессами; $h = r_2/r_1$; квадратные скобки означают скачок величины, в них заключенной.

2. Для решения задачи (1.2) заменим лопасти решетки вихревыми поверхностями и перейдем от непрерывного распределения вихрей к дискретному аналогично тому, как это делается в [7] при расчете установив-

шегоя обтекания лопаточного венца. Разобьем лопасть на N_1 полос по r , N_2 полос по θ и будем моделировать каждую элементарную i -ю площадку подковообразным вихрем, состоящим из отрезка присоединенного вихря, направленного по оси r и имеющего размах $2\delta r = (h - 1)/N_1$, с интенсивностью

$$(2.1) \quad \Gamma_{+i}^{(n)}(t) = r_1 v_0 \Gamma_i e^{j(\omega_1 t + n\mu\pi)}$$

и системы свободных вихрей. Здесь Γ_i — безразмерная постоянная, комплексная по j ; v_0 — скорость невозмущенного потока на среднем радиусе канала $r = r_0 = (h + 1)/2$.

По теореме Кельвина изменение интенсивности присоединенных вихрей сопровождается сходом свободных вихрей с интенсивностью

$$(2.2) \quad \gamma_-(s_i, t) = - \frac{1}{v_1(r_i)} \left. \frac{d\Gamma_{+i}^{(n)}}{dt} \right|_{t=t_1}$$

Здесь $t_1 = t - s_i/v_1(r_i)$, $v_1(r) = \sqrt{v^2 + \omega^2 r^{*2}}$, $s_i = r_1 \sqrt{r_i^2 + m^2} \theta$ — дуговая координата линии тока невозмущенного потока, отсчитываемая от точки (r_i, θ_i) , где r_i — координата середины отрезка i -го присоединенного вихря; θ_i — его угловая координата. Подставляя (2.1) в (2.2), получим

$$\gamma_-(s_i, i) = - \frac{m\Gamma_i v_0}{\sqrt{m^2 + r_i^2}} j \bar{q} e^{j(\omega_1 t + n\mu\pi - qm\theta)},$$

где $q = \omega_1 r_1 / v$ — число Струхали. Оси этих вихрей параллельны осям присоединенных вихрей. В систему свободных вихрей входят также два полубесконечных вихревых шнура, сходящих с концов присоединенного вихря и расположенных на винтовых линиях, определяемых уравнениями (1.4) при $r = r_i \pm \delta r$. Интенсивности этих вихревых шнуров в момент времени t равны $\Gamma_{+i}^{(n)}(t_1)$ по величине и противоположны по знаку.

Координаты присоединенных вихрей и контрольных точек, в которых определяется скорость, индуцированная вихревой системой, определяются в плоскости (r, θ) так же, как и в [7]. Если s — номер полосы по θ ($s = 1, \dots, N_2$), σ — номер полосы по r ($\sigma = 1, \dots, N_1$), l — номер подковообразного вихря, то можно ввести следующую нумерацию:

$$l = N_1(s - 1) + \sigma$$

и координаты середин отрезков присоединенных вихрей (r_l, θ_l) и контрольных точек (r_{0l}, θ_{0l}) определять по формулам

$$r_{0l} = r_l = h + \delta r(1 - 2\sigma), \quad \theta_l = \psi((0,5 + 2(s - 1))/N_2 - 1), \\ \theta_{0l} = \psi((1,5 + 2(s - 1))/N_2 - 1).$$

Используя закон Био — Савара и формулу для определения нормали к поверхности лопасти в точке (r_{0l}, θ_{0l})

$$\mathbf{v} = \frac{\mathbf{v}_1}{\sqrt{m^2 + r_{0l}^2}}, \quad \mathbf{v}_1 = (r_{0l}, m \sin \theta_{0l}, -m \cos \theta_{0l}),$$

для нормальной составляющей скорости в этой точке от i -го присоединенного вихря n -й лопасти получим

$$(2.3) \quad v_{v+}^i(r_{0l}, \theta_{0l}) = -\frac{v_0 \Gamma_i e^{j(\omega_0 t + n\mu\pi)}}{4\pi \sqrt{m^2 + r_{0l}^2}} a_{il}^n(\theta_{il}) \times \\ \times \left[\frac{r_i + \delta r - r_{0l} \cos(\theta_{il} - \alpha_n)}{R(r_i + \delta r, \theta_{il})} - \frac{r_i - \delta r - r_{0l} \cos(\theta_{il} - \alpha_n)}{R(r_i - \delta r, \theta_{il})} \right],$$

где

$$a_{il}^n(\theta) = \frac{r_{0l}^2 \sin(\theta - \alpha_n) + m^2 \theta \cos(\theta - \alpha_n)}{m^2 \theta^2 + r_{0l}^2 \sin^2(\theta - \alpha_n)}; \\ R^2(r, \theta) = m^2 \theta^2 + r_{0l}^2 + r^2 - 2rr_{0l} \cos(\theta - \alpha_n); \theta_{il} = \theta_{0l} - \theta_i.$$

Для нормальной составляющей скорости, индуцируемой свободными вихрями, сходящими с i -го присоединенного вихря, имеем

$$(2.4) \quad v_{v1}^i(r_{0l}, \theta_{0l}) = \frac{jgm v_0 \Gamma_i e^{j(\omega_0 t + n\mu\pi - qm\theta_{il})}}{4\pi \sqrt{m^2 + r_{0l}^2}} \int_{-\infty}^{\theta_{il}} e^{jqm x} a_{il}^n(x) \times \\ \times \left[\frac{r_i + \delta r - r_{0l} \cos(x - \alpha_n)}{R(r_i + \delta r, x)} - \frac{r_i - \delta r - r_{0l} \cos(x - \alpha_n)}{R(r_i - \delta r, x)} \right] dx.$$

Аналогично от свободного вихревого шнура, принадлежащего i -му подковообразному вихрю и имеющему координату r по высоте лопасти, получим

$$(2.5) \quad v_{v-}^i(r_{0l}, \theta_{0l}, r) = -\frac{v_0 \Gamma_i}{4\pi \sqrt{m^2 + r_{0l}^2}} e^{j(\omega_0 t + n\mu\pi - qm\theta_{il})} \int_{-\infty}^{\theta_{il}} e^{jqm x} \times \\ \times \frac{r_{0l}(r^2 - m^2) + r^2(m^2 - r_{0l}^2) \cos(x - \alpha_n) + rm^2 x \sin(x - \alpha_n)}{R^3(r, x)} dx.$$

Тогда нормальная составляющая скорости, индуцируемая i -м подковообразным вихрем в точке (r_{0l}, θ_{0l}) , имеет вид

$$v_v^i(r_{0l}, \theta_{0l}) = v_{v+}^i(r_{0l}, \theta_{0l}) + v_{v1}^i(r_{0l}, \theta_{0l}) + v_{v-}^i(r_{0l}, \theta_{0l}, r_i + \delta r) - \\ - v_{v-}^i(r_{0l}, \theta_{0l}, r_i - \delta r) = w_{li}^n \Gamma_i.$$

С помощью рассмотренной вихревой системы не удастся, однако, удовлетворить условиям непротекания на поверхностях цилиндров $r = 1$ и h . Для их приближенного выполнения, следуя работе [7], введем дополнительную вихревую систему, которая является отражением относительно цилиндров $r = 1$ и h вихревой системы лопастей в каждом сечении $x = \text{const}$. Для решения задачи стационарного обтекания кольцевой решетки при $h \sim 1$ в работе [7] предложен также метод, позволяющий точно учесть граничные условия на цилиндрах. Этот метод основан на применении интегралов Фурье и модифицированных функций Бесселя. Для решетки с густотой $\tau = 1$, углом выноса $\beta = 30^\circ$ и числом лопастей $N = 4$ коэффициент суммарной силы, действующей на лопасть, $C_{n\alpha} = 2,2$ при $h = 2$. При расчетах по первому методу для $h = 20; 10; 5; 2$

получилось $C_{n\alpha} = 1,7533; 1,7393; 1,7238; 1,7073$ соответственно. Угол атаки при этом менялся линейно по высоте лопасти от $\alpha(1) = 0,15$ до $\alpha(h) = 0,05$. Уменьшение коэффициента силы в данном случае можно объяснить тем, что в отличие от метода для $h \sim 1$ учтена переменность нагрузки в радиальном направлении. Следует отметить, что при значительном изменении h коэффициент силы меняется слабо и близок к значению, полученному при точном выполнении граничных условий на цилиндрах. Кроме того, при отработке метода проводилось непосредственное вычисление радиальных скоростей на цилиндрах от всех вихревых систем. В рассмотренных примерах эти величины не превышали 0,01. Поэтому можно ожидать, что метод, использующий отраженные вихревые системы, даст удовлетворительные результаты и при решении нестационарной задачи.

Нормальные составляющие скоростей, индуцированных отраженной вихревой системой, определяются по формулам (2.3)–(2.5), в которых нужно заменить $r_i \pm \delta r$ на $1/(r_i \pm \delta r)$ или на $h^2/(r_i \pm \delta r)$ соответственно.

Потребовав теперь выполнения условия непротекания поверхности исходной лопасти, получим комплексную по j систему алгебраических уравнений для определения интенсивностей присоединенных вихрей

$$(2.6) \quad AX = B,$$

где A — матрица с элементами

$$A_{li} = \sum_{n=0}^{N-1} (w_{li}^n - w_{1li}^n - w_{2li}^n),$$

$i, l = 1, \dots, M, M = N_1 \times N_2$, величины w_{1li}^n и w_{2li}^n определяют нормальные скорости, вызванные отраженной системой; $X = \{\Gamma_i\}$ — вектор, составленный из неизвестных интенсивностей присоединенных вихрей; $B = \{V_v(r_{0l}, \theta_{0l})\}$.

Найдя Γ_i из системы (2.6), можно рассчитать нестационарные аэродинамические характеристики как всей лопасти, так и ее сечений по высоте. Определяя перепад давления на лопасти по теореме Жуковского «в малом»

$$[p] = -\rho v_1(r) \gamma_+(r, \theta)$$

и элемент площади лопасти по формуле

$$dS = r_1^2 \sqrt{m^2 + r^2} dr d\theta,$$

получим, что аэродинамическая сила, действующая на лопасть,

$$(2.7) \quad P = -\rho r_1^2 \int_1^h \int_{-\psi}^{\psi} v_1(r) \sqrt{m^2 + r^2} \gamma_+(r, \theta) dr d\theta$$

или в безразмерной форме

$$(2.8) \quad C_n = \text{Re } C_n + j \text{Im } C_n = P / \frac{1}{2} \rho v_0^2 S.$$

Здесь $\gamma_+(r, \theta)$ — интенсивность присоединенных вихрей, непрерывно распределенных по поверхности лопасти; ρ — плотность жидкости.

Подставляя (2.7) в (2.8), заменим $\gamma_+ \sqrt{m^2 + r_i^2} d\theta$ на $v_0 \Gamma_i$, dr на $2\delta r$ и перейдем от интегралов к конечным суммам. Тогда

$$C_n = - \frac{4\delta r}{S_1 \sqrt{m^2 + r_0^2}} \sum_{i=1}^M \sqrt{m^2 + r_i^2} \Gamma_i.$$

Аналогично для коэффициента аэродинамической силы, действующей на l -е ($l = 1, \dots, N_1$) сечение по высоте лопасти, имеем

$$C_{nl} = - \frac{4\delta r \sqrt{m^2 + r_0^2}}{S_{1l} (m^2 + r_0^2)} \sum_{i=1}^{N_2} \sqrt{m^2 + r_i^2} \Gamma_{N_1+i},$$

где $C_{nl} = \bar{P}_l / \frac{1}{2} \rho v_1^2(r_l) S_l$, $S_1 = S/r_1^2$ и $S_{1l} = S_l/r_1^2$ — безразмерные площади лопасти и ее l -й полосы по высоте соответственно.

На точность и время расчета существенное влияние оказывает алгоритм вычисления несобственных интегралов, входящих в формулы (2.4), (2.5). При его построении разложим подынтегральные функции на две части так, чтобы одна из них содержала почти все особенности и интеграл от нее находился точно, а интеграл от второй части мог быть вычислен механическими квадратурами с малой погрешностью. В качестве первой части удобно взять подынтегральные функции при $n = 0$ и $x \ll 1$, так как в этом случае исключаются особенности, когда контрольная точка (r_{0l}, ϑ_{0l}) находится вблизи подковообразного вихря. Представим полученные интегралы в виде

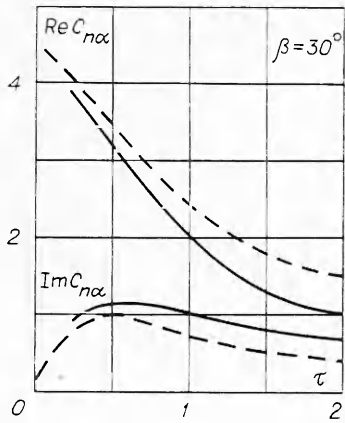
$$(2.9) \quad \int_{-\infty}^{\vartheta_{il}} f(x) dx = \int_{-\Delta}^{\vartheta_{il}} f(x) dx + \int_{-\infty}^{-\Delta} f(x) dx,$$

где $f(x)$ — подынтегральная функция без особенности, а $\Delta \gg 1$ выбрано таким образом, чтобы вторым интегралом можно было пренебречь, допуская при этом малую погрешность. Для вычисления первого интеграла правой части (2.9) применим следующий прием. Рассмотрим неопределенный интеграл

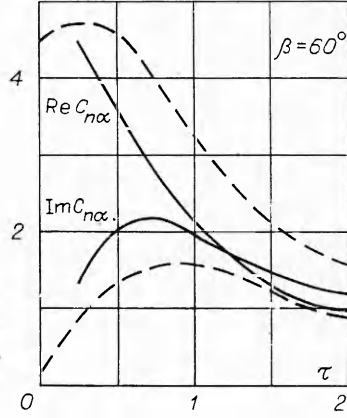
$$y(\theta) = \int_{-\Delta}^{\vartheta} f(x) dx$$

для значений θ , заданных в интервале $[-\Delta, 2\varphi]$. Вычислим значения функции y для заданной сетки значений аргумента θ : $\theta_n = -\Delta + nh_1$ ($n = 0, 1, \dots$) по формуле трапеций $y_{n+1} = y_n + 0,5h_1(f_n + f_{n+1})$. Используя затем линейную интерполяцию, найдем нужные значения интегралов при $\theta = \vartheta_{il}$. Предложенный способ позволяет полностью исключить повторные вычисления значений подынтегральной функции и тем самым значительно уменьшить машинное время, требуемое для вычисления элементов матрицы A .

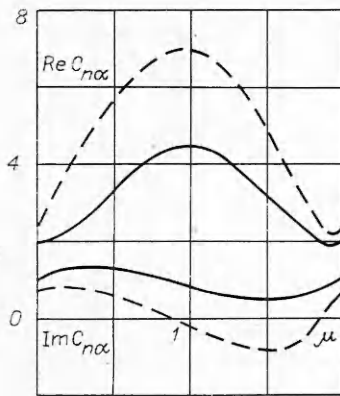
3. По изложенному алгоритму произведен расчет на ЭВМ БЭСМ-6 распределенных и суммарных нестационарных аэродинамических характеристик ряда кольцевых решеток. Так как развертка цилиндрического сечения рассмотренных кольцевых решеток на плоскость дает решетку пластин, то было проведено сравнение полученных результатов с данными работы [4]. При этом параметры, характеризующие геометрию решет-



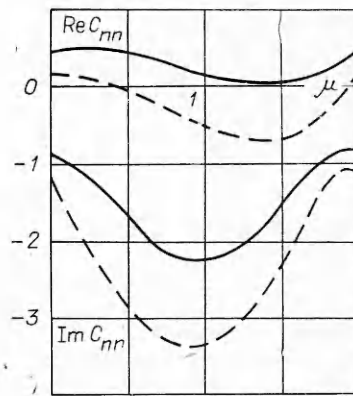
Ф и г. 2



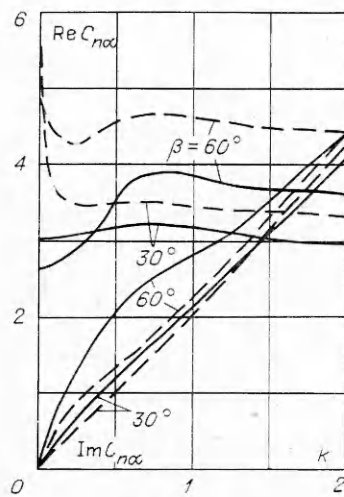
Ф и г. 3



Ф и г. 4



Ф и г. 5



Ф и г. 6

ки и процесс колебаний, определялись на среднем радиусе кольцевого канала: $m = r_0 \operatorname{ctg} \hat{\beta}$ ($\hat{\beta}$ — угол выноса решетки), густота решетки $\tau = \psi \sqrt{m^2 + r_0^2} N / (\pi r_0)$, удлинение лопасти $\lambda = (h - 1)^2 / S_1$, число Струхаля $k = \omega_1 b_0 / v_0 = 2r_1 \omega_1 \psi \sqrt{m^2 + r_0^2} / v_0$ связано с величиной q соотношением $k = 2\psi \sqrt{m^2 + r_0^2} q$. Здесь b_0 — длина хорды лопасти на среднем радиусе канала.

Ниже рассмотрены изгибно-крутильные колебания лопастей как твердого тела в сечении $r = \operatorname{const}$. В случае крутильных колебаний относительно некоторого центра с координатой $\theta = \theta_0$ и углом $\alpha(t) = \varepsilon e^{j\omega_1 t}$ правая часть системы уравнений (2.6) имеет вид

$$V_v(r_{0l}, \theta_{0l}) = \varepsilon \sqrt{\frac{m^2 + r_l^2}{m^2 + r_0^2}} v_0 [jqm(\theta_{0l} - \theta_0) + 1],$$

где $\varepsilon \ll 1$ — угловая амплитуда колебаний лопастей.

Для определения коэффициента нестационарной аэродинамической силы, действующей на всю лопасть или ее сечение по высоте при изгибных колебаниях, проводились расчеты для двух центров кручения и использовалась формула

$$C_{n\alpha} = C_{n\alpha 0} - \frac{|\theta_0|}{2\psi} C_{nn},$$

где $C_{n\alpha 0} = C_{n\alpha} / \alpha(t)$ — коэффициент нормальной силы при крутильных колебаниях относительно середины лопасти ($\theta_0 = 0$); C_{nn} — коэффициент силы при изгибных колебаниях в направлении нормали к поверхности лопасти.

Расчеты, приведенные ниже, проведены при $h = 2$. На фиг. 2, 3 представлены зависимости коэффициентов нестационарных аэродинамических сил $C_{n\alpha} = \operatorname{Re} C_{n\alpha} + j \operatorname{Im} C_{n\alpha}$ при крутильных колебаниях около середины лопасти от густоты решетки τ для углов выноса $\hat{\beta} = 30$ и 60° соответственно. При этом число Струхаля $k = 0,5$, сдвиг фазы $\mu = 0$, число лопастей $N = 4$. На фиг. 2—6 сплошной линией изображена зависимость силы, действующей в среднем сечении лопасти, штриховой — силы, рассчитанной для соответствующей решетки пластин [4]. Как видно из проведенных расчетов, отличие результатов при $\hat{\beta} = 30^\circ$ незначительно; для больших углов выноса ($\hat{\beta} = 60^\circ$) это отличие становится существенным. Таким образом, можно сделать вывод о том, что с увеличением угла выноса решетки эффекты пространственности течения проявляются в большей степени.

На фиг. 4, 5 показаны зависимости коэффициентов нестационарных аэродинамических сил от сдвига фазы μ между колебаниями соседних лопастей при крутильных колебаниях около середины и изгибных колебаниях соответственно. Расчеты проводились при значениях $\tau = 1$, $\hat{\beta} = 30^\circ$, $k = 0,5$, $N = 4$ и $\mu = \sigma/2$ ($\sigma = 0, 1, 2, 3$). Сравнение с результатами плоской теории показывает, что максимальное отличие наблюдается при колебаниях в противофазе ($\mu = 1$). Этот факт следует также из результатов расчета, приведенных в работе [5].

На фиг. 6 изображены зависимости нестационарных аэродинамических коэффициентов от числа Струхаля k при значениях $\hat{\beta} = 30$ и 60° . При этом полагалось $\tau = 0,5$, $\mu = 0$, $\theta_0 = 0$, $N = 4$. Следует отметить, что при $\hat{\beta} = 30^\circ$ и в данном случае результаты расчетов по предлагаемому методу и для решетки пластин очень близки, за исключением области

$k = 0$, где не было отмечено резкого изменения аэродинамических характеристик, как в плоской теории [4]. При $\beta = 60^\circ$ отличие результатов значительно, особенно в области небольших чисел Струхалия ($k \sim 0,5$), а с увеличением числа Струхалия влияние пространственности течения уменьшается.

Значения коэффициентов суммарной силы и силы в среднем сечении в рассмотренных примерах практически совпадают.

Поступила 19 VIII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Ветчинкин В. П., Поляхов Н. Н. Теория и расчет воздушного гребного винта. М., Оборонгиз, 1940.
2. Белоцерковский С. М., Скрипач Б. К. Аэродинамические производные летательного аппарата и крыла при дозвуковых скоростях. М., «Наука», 1975.
3. Самойлович Г. С. Нестационарное обтекание и аэроупругие колебания решеток турбомашин. М., «Наука», 1969.
4. Горелов Д. Н., Курзин В. Б., Сарен В. Э. Аэродинамика решеток в нестационарном потоке. Новосибирск, «Наука», 1971.
5. Salaün P. Pressions aérodynamiques instationnaires sur une grille annulaire en écoulement subsonique. Publ. ONERA, 1974, N 158.
6. Namba M. Lifting surface theory for unsteady flows in a rotating annular cascade. Symposium IUTAM on aeroelasticity in turbomachines. Papis, R. F. M., 1976, N spécial.
7. Рябченко В. П. Расчет пространственного обтекания лопаточного венца осевой турбомашины потенциальным потоком несжимаемой жидкости. — ПМТФ, 1979, № 2.

УДК 533.6.011.533.697

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ИСТЕЧЕНИЕ ГАЗА В ВАКУУМ ЧЕРЕЗ ПОЛУПРОНИЦАЕМЫЙ ЭКРАН

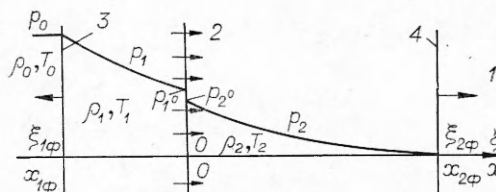
Г. И. Ганноченко

(Москва)

Методом теории подобия и размерностей решена задача о распределении параметров газа в волне разрежения при нестационарном истечении газа в вакуум через экран, обладающий гидродинамическим сопротивлением и отбирающий часть энергии газа.

Пусть плоскость $x = 0$ (фиг. 1) отделяет левое полупространство $x < 0$, заполненное идеальным газом с параметрами ρ_0, p_0, T_0 и уравнением состояния $p = \rho T$, от правого полупространства — вакуума $x > 0$.

В некоторый момент времени через расположенный в этой плоскости бесконечно тонкий экран 2, обладающий гидродинамическим сопротивлением и отбирающий часть энергии потока, начинается истечение газа в вакуум. Влево от экрана (по невозмущенному газу) распространяется фронт волны разрежения 3, вправо — граница расширяющегося газа 4. Параметры течения в волне разрежения слева от плоскости $x=0$ имеют индекс 1, справа от этой плоскости — индекс 2.



Фиг. 1