

Н. М. МАРКОВ

**РАСЧЕТ ПРОФИЛЬНЫХ ПОТЕРЬ РЕАКТИВНЫХ ТУРБИННЫХ
И КОМПРЕССОРНЫХ РЕШЕТОК ПРИ БЕЗОТРЫВНОМ
ИХ ОБТЕКАНИИ ПОТОКОМ ГАЗА**

(Представлено академиком А. И. Некрасовым 19 III 1948)

Для оценки качества турбинных и компрессорных лопаток необходимо в области рабочих режимов, т. е. при безотрывном их обтекании, знать аэродинамические характеристики плоских решеток, составленных из этих лопаток. К указанным характеристикам в первую очередь следует отнести безразмерные коэффициенты, определяющие профильные потери. Обычно эти коэффициенты определяются при продувке воздухом плоских решеток. Несомненно, весьма желательно уметь их находить расчетом.

Раньше была дана методика расчета профильных потерь в конфузорном турбинном канале без учета сжимаемости жидкости в пограничном слое⁽¹⁾. В настоящей работе указанный вопрос решен для реактивной решетки, независимо от ее типа — будь то конфузорная (турбинная) или диффузорная (компрессорная), с учетом сжимаемости рабочей среды. При этом, ограничиваясь рассмотрением лопаток с тонкими выходными кромками и принимая их (в системе решетки) за хорошо обтекаемые тела, величиной сопротивления давления пренебрегаем.

Коэффициент потерь в реактивной решетке определяем отношением

$$\zeta_v = E_v / E_{ad}, \quad (1)$$

где E_v — потеря энергии газового потока в решетке и E_{ad} — энергия адиабатического расширения (в турбинной решетке) или сжатия (в компрессорной решетке) в действительности протекающего через решетку количества газа.

На рис. 1 представлена плоская решетка, обтекаемая реальным (вязким и сжимаемым) потоком. Контрольная поверхность $I-I$ расположена перед фронтом решетки; $II-II$ — непосредственно в выходном сечении решетки. Такое расположение последней контрольной поверхности обуславливается тем фактором, что в турбомеханизме поток, выходя из одного венца, который здесь заменяется решеткой, не выравниваясь, поступает на следующий. Линии тока $a-a$, $b-b$ и т. д., проходящие в выходном сечении решетки через внешние границы пограничного слоя, выделяют центральные области потенциального потока. Определение потери энергии в решетке сводится, таким образом, к нахождению потери в граничных областях потока $a-a-b-b-a$, $a'-a'-b'-b'-a'$ и т. д. Условимся величину располагаемой энергии давления элементарной массы dm , движущейся в граничной области, например, $a-a-b-b-a$ по какой-либо линии тока, отсчитывать от состояния газа в пограничном слое в

сечении II—II. Благодаря незначительной толщине пограничного слоя давление в последнем принимаем постоянным и в сечении II—II равным давлению на кромке лопатки p_k .

Потеря энергии элементарной массы dm при движении ее по линии тока $n-n$ от поверхности I—I до II—II будет:

$$dE_v = \left[\left(\int_{p_k}^{p_1} \frac{dp}{\rho} + \frac{U_1^2}{2} \right) - \frac{u^2}{2} \right] dm, \quad (2)$$

где p — давление, ρ — плотность, p_1 и U_1 — соответственно, давление и скорость натекающего на решетку потока, u — скорость движения элементарной массы в выходном сечении решетки на линии тока $n-n$.

Энергия единицы массы натекающего потока (сумма, заключенная в (2) в круглые скобки) равна энергии единицы массы газа в выходном сечении решетки на внешней границе пограничного слоя $U^2/2$, где

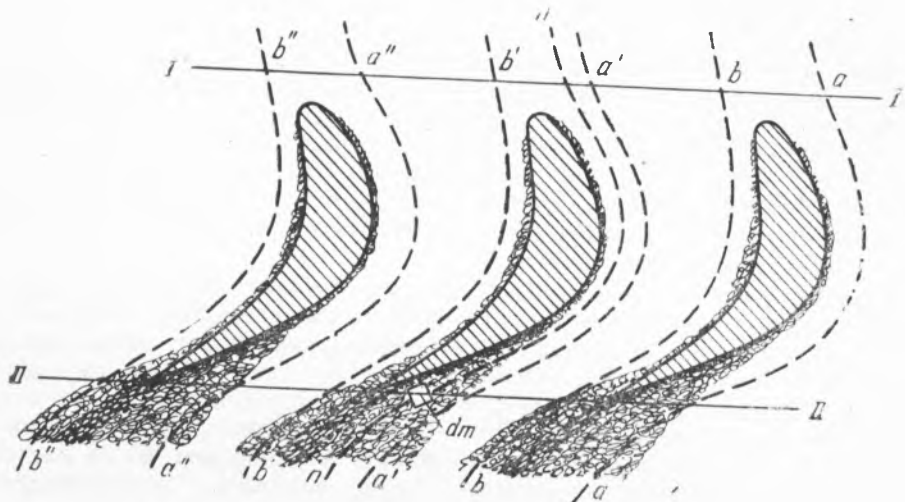


Рис. 1

U — скорость на внешней границе пограничного слоя. Тогда, заменяя dm через $\rho_s u dy$, где ρ_s — плотность газа в пограничном слое и y — координата, совпадающая с направлением нормали к поверхности лопатки, находим потерю энергии газа, протекающего в выходном сечении решетки через все поперечное сечение пограничного слоя,

$$E_v = \frac{1}{2} \int_0^{\delta} (U^2 - u^2) \rho_s u dy, \quad (3)$$

где δ — толщина пограничного слоя.

В случае отсутствия теплопередачи между лопаткой и газом законы Бернулли и Клапейрона определяют ρ_s как функцию скорости, т. е.

$$\rho_s = \rho_{00} \left(1 - \frac{U^2}{2i_0} \right)^{\frac{k}{k-1}} / \left(1 - \frac{u^2}{2i_0} \right), \quad (4)$$

где ρ_{00} — постоянная, i_0 — полная энергия и $k = c_p / c_v$.

Подставляя значение ρ_s согласно (4) и (3) и обозначая, для краткости, как в работе (2),

$$\alpha = u / \sqrt{2i_0}, \quad \alpha_0 = U / \sqrt{2i_0}, \quad (5)$$

получим:

$$E_v = \frac{1}{2} \rho_{00} U^3 \int_0^{\delta} \frac{(1 - \alpha_0^2)^{\frac{k}{k-1}}}{1 - \alpha^2} \left(1 - \frac{u^2}{U^2}\right) \frac{u}{U} dy. \quad (6)$$

Вводя условную толщину пограничного слоя

$$\delta^{***} = \int_0^{\delta} \frac{(1 - \alpha_0^2)^{\frac{k}{k-1}}}{1 - \alpha^2} \left(1 - \frac{u^2}{U^2}\right) \frac{u}{U} dy, \quad (7)$$

выражение (6) напишется

$$E_v = \frac{1}{2} \rho_{00} \sum U^3 \delta^{***}. \quad (8)$$

Здесь и в дальнейшем знак Σ означает, что входящее под знак суммы выражение подсчитывается отдельно для выпуклой и вогнутой поверхностей лопатки и затем значения суммируются.

Энергия E_{ad} может быть представлена

$$E_{ad} = \frac{1}{g} G \frac{c_0^2}{2}, \quad (9)$$

где g — ускорение свободного падения, c_0 — фиктивная скорость адиабатического расширения, подсчитанная по перепаду давления в решетке, и G — действительный расход газа через один канал решетки. Этот расход может быть выражен следующим образом:

$$G = G_0 - g \sum \left(\rho_0 \int_0^{\delta} dy - \int_0^{\delta} \rho_s u dy \right), \quad (10)$$

где G_0 — расход газа при адиабатическом течении, а ρ_0 — плотность на выходной кромке также при адиабатическом течении.

Выражая в (10) ρ_0 по уравнению состояния через ρ_{00} и воспользовавшись уравнением Бернулли, будем иметь

$$G = G_0 - g \rho_{00} \sum U (-\alpha_0^2)^{\frac{1}{k-1}} \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{1 - \alpha_0^2}{1 - \alpha^2} \frac{u}{U}\right) dy. \quad (11)$$

Вводя условную толщину пограничного слоя

$$\delta^* = (1 - \alpha_0^2)^{\frac{1}{k-1}} \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{1 - \alpha_0^2}{1 - \alpha^2} \frac{u}{U}\right) dy, \quad (12)$$

получим

$$E_{ad} = \frac{1}{2} \left(\frac{G_0}{g} - \rho_{00} \sum U \delta^* \right) c_0^2. \quad (13)$$

Подставляя (8) и (13) в (1), будем иметь

$$\zeta_v = \frac{\rho_{00} \sum U^3 \delta^{***}}{\left(\frac{G_0}{g} - \rho_{00} \sum U \delta^* \right) c_0^2}. \quad (14)$$

Расчет пограничного слоя с учетом сжимаемости производится относительно условной толщины

$$\delta^{**} = \int_0^{\delta} \frac{(1-\alpha_0^2)^{\frac{k}{k-1}}}{1-\alpha^2} \left(1 - \frac{u}{U}\right) \frac{u}{U} dy. \quad (15)$$

Заменяя в (14) δ^{***} и δ^* через δ^{**} и обозначая δ^*/δ^{**} через H^* и δ^{***}/δ^{**} через H^{***} , получим

$$\zeta_v = \frac{\rho_{00} \sum H^{***} U^3 \delta^{**}}{\left(\frac{G_0}{g} - \rho_{00} \sum H^* U \delta^{**}\right) c_0^2}. \quad (16)$$

Входящие в (16) величины U , δ^{**} , H^{***} и H^* относятся к сечению II—II. Величина δ^{**} находится в результате расчета пограничного слоя по распределению скорости U вдоль поверхности лопатки, которое может быть определено одним из наиболее оперативных методов, например, на установке электрогидродинамической аналогии (ЭГДА) с последующим учетом влияния сжимаемости газа расчетным путем. H^* и H^{***} определяются законом изменения скорости в пограничном слое. Зависимость их от критериев, определяющих профиль скорости, может быть построена на основании или опытных данных, или какого-либо аналитического метода расчета пограничного слоя.

В области малых скоростей плотность ρ_s при принятом допущении постоянства давления поперек пограничного слоя также постоянна и в выходном сечении решетки может быть принята равной плотности на кромке лопатки ρ_k . В этом случае (16) напишется

$$\zeta_v = \frac{\sum \rho_k H^{***} U^3 \delta^{**}}{\left(\frac{G_0}{g} - \sum \rho_k H^* U \delta^{**}\right) c_0^2}. \quad (17)$$

Входящие в (17) δ^{**} , H^* и H^{***} находятся без учета сжимаемости газа в пограничном слое.

Центральный научно-исследовательский
котлотурбинный институт
им. И. И. Ползунова

Поступило
5 XI 1947

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Н. М. Марков, Судостроение, № 4 (1947). ² А. А. Доронинцын, Прикл. мат. и мех., № 6 (1942).