Увеличение степени сжатия в компрессоре объясняется уменьшенной пропускной способностью т. в. д. приблизительно на 5,2%. При этом пропускная способность т. н. д. по сравнению с расчетом осталась неизменной (рис. 5).

Из анализа зависимостей, приведенных на рис. 4, следует, что к. п. д. осевого компрессора на номинальном режиме равен 88%, т. е. несколько выше расчетной его величины. Максимальное значение к. п. д. компрессора (88,8%) достигается на режиме $t^{np}_{n.\,т.\,в.\,д.} = 650°$ С (50% $N_{ГТУ}$). Необходимо отметить, что характер протекания зависимости $\eta_к = f t^{np}_{n.\,т.\,в.\,д.}$ оказался благоприятным, так как его значения оказываются близкими к его максимальной величине практически во всем диапазоне режимов работы данной ГТУ. К. п. д. турбины в целом на номинальном режиме составляет 85,3—85,5%, что несколько ниже расчетной его величины 86,1%.

Уменьшение к. п. д. турбины, по сравнению с расчетом, по-видимому, связано с изменением пропускной способности т. в. д. и связанного с этим падением к. п. д. т. в. д. вследствие изменения его работы по u/c_0 и с несколько повышенным по сравнению с расчетом расходом охлаждающего воздуха. Степень регенерации установки оказалась ниже расчетной величины и на режиме номинальной температуры достигает 65,5% (вместо 72% по расчету). В то же время суммарные утечки в регенераторе составляют незначительную величину и могут быть равны 0,15 *т/ч* (0,075%).

Следовательно, уменьшение степени регенерации объясняется увеличенными (по сравнению с расчетом) расходом воздуха и температуры за компрессором при сохранившейся температуре газа за т. н. д. и возможным изменением геометрических размеров профильных листов теплообменной поверхности регенератора в процессе их изготовления, о чем свидетельствует уменьшение сопротивления регенератора по воздуху.

Расход охлаждающего воздуха по данным испытаний оказался выше расчетной величины и составлял 4,24—4,4 *т/ч* или 2,2% от расхода через компрессор (вместо 3,2 *т/ч* по расчету).

Из рис. 6 следует, что средний расход газа на пуск составляет ~2 *т*, что ниже величины, указанной в ТУ на поставку агрегата (3 *т*). Время пуска из холодного состояния ~35 *мин*.

Следует отметить, что характеристики ГТУ были получены также по измеренной мощности, потребляемой нагнетателем, причем была достигнута хорошая сходимость с методом определения полезной мощности ГТУ по измеренным температурам газа до и за т. н. д. Расхождение между этими методами составляет в большом диапазоне режимов 2—2,5%. При испытании головного образца газотурбинного агрегата ГТ-6-750 УТМЗ, проведенном ЦКТИ в Новгороде, выходные характеристики ГТУ определялись также с большой достоверностью по измеренной мощности, потребляемой нагнетателем.

Проведенные испытания свидетельствуют о том, что этот метод может быть рекомендован к применению при условии тщательной статистической обработки результатов испытаний центробежных нагнетателей и при наличии достоверных значений констант перекачивающего газа. На 11 июня 1965 г. ГТУ наработала под нагрузкой 853 *ч* (670 *ч* на этапе длительных испытаний). В течение 394,5 *ч* агрегат проработал на режиме с температурой газа перед т. в. д. 730—750° С.

В период длительных испытаний было зарегистрировано несколько случаев отмены пуска из-за различных неполадок и отказов систем автоматики и регулирования. Наблюдалась неустойчивая работа системы управления на различных режимах, что приводило к колебаниям оборотов т. н. д. на 100—150 *об/мин*, вызванным некачественной антипенной присадкой в масле. После замены масла система работала устойчиво: колебания оборотов на холостом ходу и под нагрузкой в пределах оборотов 3800—5750 *об/мин* составляли ±25 *об/мин*.

В процессе длительного прогона была замечена повышенная вибрация подшипников нагнетателя с амплитудой вертикальных колебаний на крышке подшипника в 100—150 *мк* при $n_{т.\,н.\,д.} = 5750$ *об/мин* и 60—80 *мк* при $n_{т.\,н.\,д.} = 5500$ *об/мин*.

Величина потерь масла составляла 0,9—1,25 *кг/ч*. Основная доля потерь масла приходилась в основном на унос его в газопровод через уплотнительный подшипник.

Расход охлаждающей воды на агрегат значительно превышал величину, предусмотренную ТУ на поставку (35 $м^3/ч$).

После окончания междуведомственных испытаний агрегат был полностью разобран, а узлы и детали его были осмотрены.

На основании проведенных исследований можно сделать следующие выводы.

1. Газотурбинный агрегат ГТ-750-6 по основным технико-экономическим показателям находится на уровне лучших современных зарубежных образцов подобного типа.

2. Испытания ГТ-750-6 на компрессорной станции показали, что агрегат по основным показателям — мощности на муфте ГТУ и к. п. д. установки удовлетворяет гарантиям завода на поставку.

3. Анализ результатов испытаний свидетельствует о том, что после осуществления соответствующих мероприятий в серийных образцах ГТУ по увеличению пропускной способности турбины и степени регенерации до расчетных значений к. п. д. установки может быть несколько повышен по сравнению с головным образцом.

4. Дальнейшее усовершенствование конструкции агрегата и систем автоматического управления, регулирования и защиты обеспечит высокую эксплуатационную надежность ГТ-750-6 НЗЛ.

Литература

1. Кузнецов Л. А., Богорадовский Г. И., Кринский Л. А. и др. Основные результаты испытаний опытно-промышленного образца газотурбинной установки ГТ-750-6 НЗЛ. — «Энергомашиностроение», 1965, № 5.

Применение поля скоростей от особенностей в параболическом слое к расчету лопастей радиально-осевой гидротурбины

Кандидаты техн. наук А. М. Гохман
и Е. В. Н. Рао

УДК 621.224-156.001.24

В настоящее время в ЦКТИ [1] и на ЛМЗ им. XXII съезда КПСС [2] применяют для расчета лопастей радиально-осевых гидротурбин метод Киселева [3], основанный на поле скоростей в «параболическом» слое. Однако этот метод имеет ряд недостатков и неточностей принципиального характера. В настоящей работе дан уточненный метод расчета решетки, лежащей в параболическом слое (обратная задача), рассмотрена возможность применения его к расчету лопастей радиально-осевых гидротурбин, а также проанализирован этот метод.

Решетка профилей радиально-осевой гидротурбины вращается с постоянной скоростью ω в тонком криволинейном слое переменной толщины h^*, образованном соседними поверхностями тока, представляющими собой коаксиальные поверхности вращения относительно оси рабочего колеса.

Так как $h^* = h^*(r)$, где r — радиус точки криволинейного слоя, то абсолютное течение в этой решетке можно конформно отобразить на течение в прямой решетке в плоском слое с $h^* = h^*(z)$, где z — координатная ось, перпендикулярная оси решетки u [4—7], причем скорости на профиле в плоском слое отвечают следующему условию [10]:

$$-\left[v_{\infty z} + v_z^*\right] \cos\gamma + \left[v_{\infty u} + v_u^*\right] \sin\gamma = \frac{r^2}{r_0}\,\omega \sin\gamma,$$

где γ — угол между касательной к профилю в данной точке и осью u; $v_{\infty u}$, $v_{\infty z}$ — составляющие скорости параллельно-поступательного потока; v_u^*, v_z^* — составляющие скорости от особенностей.

В ф-ле (1) наибольшую трудность представляет определение скоростей от особенностей v_u^*, v_z^*. Чтобы упростить определение скоростей v_u^* и v_z^*, можно аппроксимировать толщину плоского слоя [3] следующей непрерывной функцией:

$$h = h_{(\infty)} \quad (\text{если } z \geqslant M); \tag{2а}$$

$$h = (1 + \alpha z)^2 \quad (\text{если } N \leqslant z \leqslant M); \tag{2б}$$

$$h = h_{-(\infty)} \quad (\text{если } z \leqslant N), \tag{2в}$$

где $h = h^{*}/h_0^{*}$ — относительная толщина плоского слоя и $\alpha < 0$.

Определим поле скоростей от источников в слое с толщиной, изменяющейся по закону

$$h = (1 + \alpha z)^2 \quad \left(\text{где } -\infty \leqslant z \leqslant -\frac{1}{\alpha}\right). \tag{3}$$

Запишем дифференциальное уравнение для потенциала скорости Φ, вызванного сосредоточенным источником интенсивности Q, находящимся в точке u_0, z_0 [9]

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial u^2} + \frac{2\alpha}{1+\alpha z} \cdot \frac{\partial\Phi}{\partial z} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} = \frac{Q}{h}\,\delta(u - u_0)\,\delta(z - z_0), \tag{4}$$

где $\delta(u - u_0)$, $\delta(z - z_0)$ — дельта-функции Дирака [8]; $\frac{\partial\Phi}{\partial u} = v_{q_u}$ и $\frac{\partial\Phi}{\partial z} = v_{q_z}$.

Граничные условия для решения ур-ния (4) следующие:

$$[\mathrm{grad}\,\Phi]_{r=\infty} = 0 \quad \left(\text{где } r = \sqrt{u^2 + z^2}\right); \tag{5а}$$

$$\left[h\,\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right]_{z=-\frac{1}{\alpha}} = 0. \tag{5б}$$

Условие (5б) вызвано тем, что $h = 0$ при $z = -\frac{1}{\alpha}$.

Решение выражения (4) записывается в виде

$$\Phi = \frac{\alpha}{(1+\alpha z)}\,W, \tag{6}$$

где $W = W(u, z)$ — функция гармоническая в области $-\infty < u < \infty$, $-\infty < z \leqslant -\frac{1}{\alpha}$, кроме точки u_0, z_0.

Если подставить выражение (6) в ур-ние (4), то получим

$$\frac{\partial^2 W}{\partial u^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} = \frac{Q}{\alpha(1+\alpha z_0)}\,\delta(u - u_0)\,\delta(z - z_0),$$

решение которого записывается в следующем виде:

$$W_1 = \frac{Q}{4\pi\alpha(1+\alpha z_0)}\,\ln\{(u - u_0)^2 + (z - z_0)^2\},$$

тогда

$$\Phi_1 = \frac{Q}{4\pi(1+\alpha z)(1+\alpha z_0)}\,\ln\{(u - v_0)^2 + (z - z_0)^2\}. \tag{7}$$

Дифференцируя Φ_1 по z, можно убедиться в том, что

$$\left[\frac{\partial\Phi_1}{\partial z}\right]_{\substack{z=\mathrm{const}\\ u=\pm\infty}} = \infty \quad \text{и} \quad \left[h\,\frac{\partial\Phi_1}{\partial z}\right]_{z=-\frac{1}{\alpha}} \neq 0,$$

т. е. решение (7) не удовлетворяет поставленным граничным условиям (5а) и (5б).

Для получения решения ур-ния (4), удовлетворяющего граничным условиям (5а) и (5б), добавим к W_1 функцию W_2, являющуюся гармонической везде, кроме точки u_0, $z_1 = -z_0 - \frac{2}{\alpha}$ и отвечающую уравнению

$$\frac{\partial^2 W_2}{\partial u^2} + \frac{\partial^2 W_2}{\partial z^2} = \frac{Q}{\alpha(1+\alpha z_1)}\,\delta(u - u_0)\,\delta(z - z_1).$$

Тогда

$$\Phi = \frac{Q}{4\pi(1+\alpha z)(1+\alpha z_0)}\,\ln\left\{\frac{(u-u_0)^2 + (z-z_0)^2}{(u-u_0)^2 + \left(z + z + \frac{2}{\alpha}\right)^2}\right\}. \tag{8}$$

Из ф-лы (8) видно, что решение имеет в слое (3) особенность только в точке u_0, z_0 и удовлетворяет граничным условиям (5а) и (5б). Используя ур-ние (8), можно записать формулы для скоростей v_{pq_u}, v_{pq_z}, вызванных рядом источников интенсивности Q в точках $u_0 + nt$, z_0, где $-\infty < n < \infty$;

$$v_{pq_u} = \frac{Q}{2t(1+\alpha z)(1+\alpha z_0)} \times \left[\frac{\sin\frac{2\pi}{t}(u-u_0)}{\mathrm{ch}\,\frac{2\pi}{t}(z-z_0) - \cos\frac{2\pi}{t}(u-u_0)} - \frac{\sin\frac{2\pi}{t}(u-u_0)}{\mathrm{ch}\,\frac{2\pi}{t}\left(+z_0+\frac{2}{\alpha}\right) - \cos\frac{2\pi}{t}(u-u_0)}\right]; \tag{9а}$$

$$v_{pq_z} = \frac{Q}{2t(1+\alpha z)(1+\alpha z_0)} \times \left[\frac{\mathrm{sh}\,\frac{2\pi}{t}(z-z_0)}{\mathrm{ch}\,\frac{2\pi}{t}(z-z_0) - \cos\frac{2\pi}{t}(u-u_0)} - \frac{\mathrm{sh}\,\frac{2\pi}{t}\left(z+z_0+\frac{2}{\alpha}\right)}{\mathrm{ch}\,\frac{2\pi}{t}\left(z+z_0+\frac{2}{\alpha}\right) - \cos\frac{2\pi}{t}(u-u_0)}\right] - \frac{Q\alpha}{4\pi(1+\alpha z)^2(1+\alpha z_0)} \times \ln\left\{\frac{\mathrm{ch}\,\frac{2\pi}{t}(z-z_0) - \cos\frac{2\pi}{t}(u-u_0)}{\mathrm{ch}\,\frac{2\pi}{t}\left(z+z_0+\frac{2}{\alpha}\right) - \cos\frac{2\pi}{t}(u-u_0)}\right\}. \tag{9б}$$

Из ф-лы (9б) видно, что

$$[hv_{pq_z}]_{z=-\infty} = -\frac{Q}{t}; \qquad [hv_{pq_z}]_{z=-\frac{1}{\alpha}} = 0.$$

Как следует из работы [9], в слое, где $h = h(z)$ (действительный слой) граничные условия для ряда источников получаются следующие:

$$\left[v_{pq_z}^{(\partial)}\right]_{z=\infty} = -\left[v_{pq_z}^{(\partial)}\right]_{z=-\infty} = \frac{Q}{t\,[h_{(\infty)} + h_{(-\infty)}]},$$

т. е. если добавить к v_{pq_z} параллельно-поступательный поток вдоль оси z,

$$v_{nz} = \frac{Qh_\infty}{t\,[h_\infty + h_{-\infty}]\,(1+\alpha z)^2},$$

то поток со скоростями v_{pq_u} и $v_{pq_z} + v_{nz}$ будет приближенно описывать течение для $N \leqslant z \leqslant M$ в кусочно-параболическом слое от ряда источников интенсивности Q вдоль линии $z = z_0$ с периодом t.

Определим поле скоростей от вихрей в слое (3). Запишем дифференциальное уравнение для функции тока ψ, вызванной сосредоточенным вихрям интенсивности Γ, находящимся в точке u_0, z_0 [9],

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial u^2} - \frac{2\alpha}{(1+\alpha z)} \cdot \frac{\partial\psi}{\partial z} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} = \Gamma h\,\delta(u - u_0)\,\delta(z - z_0), \tag{10}$$

где $\frac{\partial\psi}{\partial u} = hv_{\gamma_z}$ и $\frac{\partial\psi}{\partial z} = -hv_{\gamma_u}$.

Граничные условия для решения ур-ния (10)

$$\left[\frac{1}{h}\,\mathrm{grad}\,\psi\right]_{r=\infty} = 0; \tag{11а}$$

$$\left[\frac{\partial\psi}{\partial u}\right]_{z=-\frac{1}{\alpha}} = 0. \tag{11б}$$

Решение ур-ния (10) записывается в виде

$$\psi = \frac{(1+\alpha z)}{\alpha}\cdot\frac{\partial W_Г}{\partial z} - W_Г, \qquad (12)$$

где $W_Г = W_Г(u, z)$ — гармоническая функция в области $-\infty < u < \infty$, $-\infty < z \leqslant -\frac{1}{\alpha}$, кроме точки u_0, z_0.

Если подставить (12) в ур-ние (10), то

$$\left[\frac{1+\alpha z}{\alpha}\right]\cdot\left[\frac{\partial^3 W_Г}{\partial u^2\,\partial z} - \frac{\partial^3 W_Г}{\partial z^3}\right] - \left[\frac{\partial^2 W_Г}{\partial u^2} + \frac{\partial^2 W_Г}{\partial z^2}\right] = Гh\delta(u-u_0)\,\delta(z-z_0). \qquad (13)$$

Обозначим

$$\frac{\partial^2 W_Г}{\partial u^2} + \frac{\partial^2 W_Г}{\partial z^2} = \eta.$$

Тогда ур-ние (13) принимает вид

$$\left[\frac{1+\alpha z}{\alpha}\right]\frac{\partial\eta}{\partial z} - \eta = Гh\delta(u-u_0)\,\delta(z-z_0).$$

Решение этого уравнения записывается

$$\eta = Г\alpha(1+\alpha z)\,\delta(u-u_0)\,[\varkappa(z-z_0) - K_1],$$

где $\varkappa(z-z_0)$ — каппа-функция [8]. Или

$$\frac{\partial^2 W_Г}{\partial u^2} + \frac{\partial^2 W_Г}{\partial z^2} = \pm\frac{1}{2}\,Г\alpha(1+\alpha z)\,\delta(u-u_0) - K_1Г\alpha(1+\alpha z)\,\delta(u-u_0), \qquad (14)$$

где плюс и минус соответствуют для $z \geqslant z_0$ и $z \leqslant z_0$; K_1 — произвольная постоянная.

Запишем решение ур-ния (14)

$$W_{Г_1} = \frac{1}{8\pi}\,Г\alpha\int_{z_0}^{\infty}(1+\alpha\zeta)\ln\{(u-u_0)^2+(z-\zeta)^2\}\,d\zeta - \frac{1}{8\pi}\,Г\alpha\int_{-\infty}^{z_0}(1+\alpha\zeta)\ln\{(u-u_0)^2+(z-\zeta)^2\}\,d\zeta - \frac{K_1}{4\pi}\,Г\alpha\int_{-\infty}^{\infty}(1+\alpha\zeta)\ln\{(u-u_0)^2+(z-\zeta)^2\}\,d\zeta.$$

Для решения ур-ния (10), удовлетворяющего граничным условиям (11а) и (11б), добавим к $W_{Г_1}$ функцию $W_{Г_2}$, являющуюся гармонической везде, кроме точки u_0, $z_1 = -z_0 - \frac{2}{\alpha}$, и отвечающую уравнению

$$\left[\frac{1+\alpha z}{\alpha}\right]\left[\frac{\partial^3 W_{Г_2}}{\partial^2 u\,\partial z} + \frac{\partial^3 W_{Г_2}}{\partial z^3}\right] - \left[\frac{\partial^2 W_{Г_2}}{\partial u^2} + \frac{\partial^2 W_{Г_2}}{\partial z^2}\right] = -Гh\delta(u-u_0)\,\delta(z-z_1),$$

и запишем окончательное решение для скоростей $v_{p\gamma_u}$, $v_{p\gamma_z}$, вызванных рядом вихрей интенсивности Г, находящихся в точках $u_0 + nt$, z_0, где $-\infty < n < \infty$,

$$v_{p\gamma_u} = -\frac{Г(1+\alpha z_0)}{2t(1+\alpha z)}\times\left[\frac{\operatorname{sh}\frac{2\pi}{t}(z-z_0)}{\operatorname{ch}\frac{2\pi}{t}(z-z_0) - \cos\frac{2\pi}{t}(u-u_0)} - \frac{\operatorname{sh}\frac{2\pi}{t}\left(z+z_0+\frac{2}{\alpha}\right)}{\operatorname{ch}\frac{2\pi}{t}\left(z+z_0+\frac{2}{\alpha}\right) - \cos\frac{2\pi}{t}(u-u_0)}\right] - \frac{Г\alpha}{4\pi(1+\alpha z)}\times\ln\left\{\frac{\operatorname{ch}\frac{2\pi}{t}(z-z_0) - \cos\frac{2\pi}{t}(u-u_0)}{\operatorname{ch}\frac{2\pi}{t}\left(z+z_0+\frac{2}{\alpha}\right) - \cos\frac{2\pi}{t}(u-u_0)}\right\}; \qquad (15а)$$

$$v_{p\gamma_z} = \frac{Г(1+\alpha z_0)}{2t(1+\alpha z)}\times\left[\frac{\sin\frac{2\pi}{t}(u-u_0)}{\operatorname{ch}\frac{2\pi}{t}(z-z_0) - \cos\frac{2\pi}{t}(u-u_0)} + \frac{\sin\frac{2\pi}{t}(u-u_0)}{\operatorname{ch}\frac{2\pi}{t}\left(z+z_0+\frac{2}{\alpha}\right) - \cos\frac{2\pi}{t}(u-u_0)}\right] - \frac{Г\alpha(1+\alpha z_0)}{2\pi(1+\alpha z)^2}\times$$

$$\times\left[\arcsin\frac{1-\cos\frac{2\pi}{t}(u-u_0)\operatorname{ch}\frac{2\pi}{t}\left(z+z_0+\frac{2}{\alpha}\right)}{\operatorname{ch}\frac{2\pi}{t}\left(z+z_0+\frac{2}{\alpha}\right) - \cos\frac{2\pi}{t}(u-u_0)} - \arcsin\frac{1-\cos\frac{2\pi}{t}(u-u_0)\operatorname{ch}\frac{2\pi}{t}\left(z_0+\frac{1}{\alpha}\right)}{\operatorname{ch}\frac{2\pi}{t}\left(z_0+\frac{1}{\alpha}\right) - \cos\frac{2\pi}{t}(u-u_0)}\right] + \frac{Г\alpha^2}{t(1+\alpha z)^2}\sin\frac{2\pi}{t}(u-u_0)\operatorname{sh}\frac{2\pi}{t}\left(z_0+\frac{1}{\alpha}\right)\times$$

$$\times\int_{-\frac{1}{\alpha}}^{z}(z-z_0)\frac{\operatorname{sh}\frac{2\pi}{t}\left(z+\frac{1}{\alpha}\right)}{\left\{\operatorname{ch}\frac{2\pi}{t}\left(z_0+\frac{1}{\alpha}\right)\operatorname{ch}\frac{2\pi}{t}\left(z+\frac{1}{\alpha}\right) - \cos\frac{2\pi}{t}(u-u_0)\right\}^2 - \operatorname{sh}^2\frac{2\pi}{t}\left(z_0+\frac{1}{\alpha}\right)\operatorname{sh}^2\frac{2\pi}{t}\left(z+\frac{1}{\alpha}\right)}\,dz. \qquad (15б)$$

Из ф-лы (15а) следует, что

$$[v_{p\gamma_u}]_{z=-\infty} = 0 \quad \text{и} \quad \int_{-\frac{t}{2}}^{\frac{t}{2}}[v_{p\gamma_u}]_{z=-\frac{1}{\alpha}}\,du = Г.$$

Чтобы описать течение для $N \leqslant z \leqslant M$ в кусочно-параболическом слое от ряда вихрей интенсивности Г вдоль линии $z = z_0$ с периодом t, отвечающее граничным условиям для $h = h(z)$ (действительный слой), необходимо добавить параллельно-поступательный поток вдоль оси u [9]

$$v_{nu} = -\frac{Г}{t}\cdot\frac{h_{(\infty)}}{h_{(-\infty)} + h_{(\infty)}}.$$

В этом случае поток со скоростями $v_{p\gamma_u} + v_{nu}$ и $v_{p\gamma_z}$ будет описывать течение в кусочно-параболическом слое еще более приблизительно, чем в случае ряда источников, так как в этом случае $[v_{p\gamma_u}]_{z=-\frac{1}{\alpha}} = f(u)$, в то время как для ряда источников $[hv_{pq_u}]_{z=-\frac{1}{\alpha}} = 0$.

Выведем формулы для скоростей, вызванных особенностями, которые расположены на скелетах профилей прямой решетки, лежащей в кусочно-параболическом слое.

Распределим вдоль скелета длины 2 особенности q и γ, отвечающие условиям

$$\int_{-1}^{1} q(x_0)\, dx_0 = 0; \tag{16}$$

$$\int_{-1}^{1} \gamma(x_0)\, dx_0 = \frac{2\Gamma}{l}, \tag{17}$$

где x_0 — координата вдоль скелета.

Из ф-л (9б) и (15а) видно, что при подходе к точке (u_0, z_0) скорости дополнительного потока Δv_{pq_z} и $\Delta v_{p\gamma_u}$ имеют логарифмические особенности

$$[\Delta v_{pq_z}]_{\substack{u=u_0\\ z=z_0}} \approx -\frac{Q}{4\pi h_0}\left[\frac{d\ln h}{dz}\right]_{z=z_0} \ln r;$$

$$[\Delta v_{p\gamma_u}]_{\substack{u=u_0\\ z=z_0}} \approx -\frac{\Gamma}{4\pi}\left[\frac{d\ln h}{dz}\right]_{z=z_0} \ln r$$

(это соответствует результатам, полученным авторами в работе [9]). В связи с этим приходится представлять скорости от особенностей в следующем виде:

$$u^*_u = V_u + v'_u + v''_u;$$

$$v^*_z = V_z + v'_z + v''_z.$$

В соответствии с работой [9] можно в случае произвольного слоя $h = h(z)$ написать

$$v'_u = \frac{1}{2\pi}\int_{-1}^{1}\left[\frac{q(x_0)}{h(z)}\cdot\frac{(u-u_0)}{(u-u_0)^2+(z-z_0)^2} - \gamma(x_0)\frac{(z-z_0)}{(u-u_0)^2+(z-z_0)^2}\right]dx_0; \tag{18а}$$

$$v'_z = \frac{1}{2\pi}\int_{-1}^{1}\left[\frac{q(x_0)}{h(z)}\cdot\frac{(z-z_0)}{(u-u_0)^2+(z-z_0)^2} + \gamma(x_0)\frac{(u-u_0)}{(u-u_0)^2+(z-z_0)^2}\right]dx_0; \tag{18б}$$

$$v''_u = -\frac{1}{8\pi}\cdot\frac{d\ln h(z)}{dz} \times \int_{-1}^{1}\gamma(x_0)\ln\{(u-u_0)^2+(z-z_0)^2\}\,dx_0; \tag{19а}$$

$$v''_z = -\frac{1}{8\pi}\cdot\frac{d\ln h(z)}{dz} \times \frac{1}{h(z)}\int_{-1}^{1} q(x_0)\ln\{(u-u_0)^2+(z-z_0)^2\}\,dx_0; \tag{19б}$$

$$V_u = \int_{-1}^{1}[A(x_0;\,u;\,z)\,q(x_0) + B(x_0;\,u;\,z)\,\gamma(x_0)]\,dx_0 + v_{nu}; \tag{20а}$$

$$V_z = \int_{-1}^{1}[C(x_0;\,u;\,z)\,q(x_0) + D(x_0;\,u;\,z)\,\gamma(x_0)]\,dx_0, \tag{20б}$$

где A, B, C, D функции, ограниченные при $-\infty < z \leqslant -\frac{1}{\alpha}$, $-\frac{t}{2} \leqslant u \leqslant \frac{t}{2}$ и $-1 \leqslant x_0 \leqslant 1$.

Следует отметить, что если не учесть в ф-ле (20а) скорость v_{nu}, то получим поток, содержащий помимо скоростей от особенностей на скелете дополнительную скорость ($-v_{nu}$). Однако при расчете решетки наличие дополнительных поступательных потоков не приведет к ошибке, если определить $\vec{v}_\infty$ следующим образом:

$$\vec{v}_\infty = \vec{v}_1 - \left[\vec{v}^{\,n}_0\right]_{(\infty)}, \tag{21}$$

где $\vec{v}_1$ — скорость на входе в решетку; $\left[\vec{v}^{\,n}_0\right]_{(\infty)}$ — скорость при $z = \infty$, подсчитанная по формулам, дающим помимо потока от особенностей дополнительный поток.

Действительно, так как сумма источников и стоков внутри профиля равна нулю, то $v_{nz} = 0$. В свою очередь при любых поступательных потоках

$$\left[v^n_{0u}\right]_{(\infty)} - \left[v^n_{0u}\right]_{(-\infty)} = \frac{\Gamma}{t}. \tag{22}$$

Из ф-л (21) и (22) следует, что

$$\vec{v}_\infty + \left[\vec{v}^{\,n}_0\right]_{-\infty} = \vec{v}_1 - \frac{\Gamma}{t} = \vec{v}_2.$$

Проанализируем метод Киселева [3]. В этом методе имеются следующие недостатки и неточности.

1. При конформном отображении криволинейного слоя на плоский слой, для получения профиля вводится относительная скорость $\vec{w} = \frac{r}{r_0}\vec{w}_s$, т. е. применяется конформное отображение к вектору $\vec{w}_s$, причем $\operatorname{rot} w_s = 2\omega\sin\theta$, где θ — угол между касательной к слою и осью вращения колеса, что недопустимо, так как вектор $\vec{w}_s$ не удовлетворяет условию Коши—Римана. Однако, учитывая, что по величине $\vec{w} = \vec{M}$ [10], указанная неточность носит чисто принципиальный характер.

2. При получении скоростей от рядов вихрей и источников соответственно используются две разные аппроксимации $h_1 = (1+\alpha_1 z)^{-2}$ и $h_2 = (1+\alpha_2 z)^2$.

Применение двух разных слоев приводит к существенной ошибке, так как

$$\frac{d\ln h_1}{dz} = -\frac{2\alpha_1}{(1+\alpha_1 z)}; \quad \frac{d\ln h_2}{dz} = \frac{2\alpha_2}{(1+\alpha_2 z)}, \tag{23}$$

где $\alpha_1 > 0$ и $\alpha_2 < 0$. Действительно, $\frac{d\ln h_1}{dz}$ является отрицательной и по абсолютной величине монотонно убывающей функцией на участке $-\frac{1}{\alpha_1} \leqslant z \leqslant \frac{1}{\alpha_1}$, а $\frac{d\ln h_2}{dz}$ — отрицательной и по абсолютной величине монотонно возрастающей функцией на участке $\frac{1}{\alpha_2} \leqslant z \leqslant -\frac{1}{\alpha_2}$, т. е. на участках, включающих в себя параболическую часть кусочно-параболической аппроксимации.

3. Для получения скоростей от рядов вихрей и источников в соответствующих слоях h_1 и h_2 с областями определения $-\infty < z < \infty$ берутся произвольные гармонические функции, имеющие особенности в точках $u = u_0 + nt$ и $z = z_0$. При этом никаких граничных условий не выставляется. Эти функции не определяют течение от рядов особенностей. Действительно, в работе [1] показано, что скорости от ряда вихрей в слое $h_1 = (1+\alpha_1 z)^{-2}$ получаются суммированием скоростей от одиночных вихрей и приводится формула для составляющей скорости $v_{\gamma u}$:

$$v^Э_{\gamma u} = \frac{1}{\sqrt{h_1}}\left[\frac{\partial\psi}{\partial z} + \frac{1}{2h_1}\cdot\frac{dh_1}{dz}\psi\right], \tag{24}$$

где

$$\psi = -\frac{\gamma\sqrt{h_0}}{4\pi}\ln[(u-u_0)^2+(z-z_0)^2]. \tag{25}$$

Из ф-л (24) и (25) видно, что $\lim_{\substack{z=\mathrm{const}\\ u\to\infty}}\left[v^Э_{\gamma u}\right] = -\infty$, что противоречит граничному условию для вихря: $\lim_{r\to\infty}[v_\gamma] = 0$, т. е. ф-ла (24) неправильная.

4. Для определения поля скоростей от особенностей, распределенных на скелетах, в работе [3] представляют дробь $\frac{1}{1+\alpha_K z_0} = 1 - \alpha_K z_0$. После подстановки в эти формулы пренебрегают величинами $\alpha_K^2 z_0$ и вместо $\frac{d \ln h}{dz}$ получают коэффициент при логарифмической особенности равный α_K.

Предложенным нами способом можно также получить формулы для скоростей от источников и вихрей в слое с аппроксимацией:

$$h = h_{(-\infty)} \quad (\text{если } z < N); \tag{26а}$$

$$h = (1 + \alpha z)^{-2} \quad (\text{если } N \leqslant z \leqslant M); \tag{26б}$$

$$h = h_{\infty} \quad (\text{если } z \geqslant M). \tag{26в}$$

Как следует из ф-л (23), аппроксимацию (2) можно применять к слоям с монотонно возрастающей $\left|\frac{d \ln h}{dz}\right|$, а аппроксимацию (26) — к слоям с монотонно убывающей $\left|\frac{d \ln h}{dz}\right|$.

Однако, как это видно на примере аппроксимации (2), применение кусочно-параболической аппроксимации к расчету решетки профилей радиально-осевой гидротурбины приводит к погрешностям, вызванным, во-первых, невозможностью при помощи одного параметра α достаточно точно аппроксимировать h и $\frac{d \ln h}{dz}$, которые входят в ф-лы (18а), (18б), (19а) и (19б) и, во-вторых, тем, что невозможно получить распределение скоростей, при котором

$$v(N, u) = [v]_{z=-\infty} = \text{const};$$

$$v(M, u) = [v]_{z=\infty} = \text{const},$$

особенно вдоль линии $z = M$ при наличии ряда вихрей.

В связи с тем, что формулы для скоростей v_u^* и v_z^* очень сложны и требуют применения ЭВЦМ, представляется более целесообразным использовать для расчета рабочего колеса радиально-осевой гидротурбины предложенный нами метод расчета решеток в слое произвольной формы [9], в котором отсутствуют указанные погрешности и который немного сложнее за счет ф-л (20а) и (20б).

Литература

1. Этинберг И. Э. Теория и расчет проточной части поворотно-лопастных гидротурбин. Изд-во «Машиностроение», 1965.
2. Колтон А. Ю. и Невский Д. Ю. Разработка и исследование рабочих колес турбин Красноярской ГЭС. — Гидротурбостроение. № 10. Изд-во «Машиностроение», 1964.
3. Киселев К. А. Профилирование лопастей рабочего колеса радиально-осевой турбины методом особенностей. — Вестник ЛГУ. Вып. 1, 1958, № 1.
4. Фавер Ж. Курс локальной дифференциальной геометрии. Изд-во ИЛ, 1960.
5. Валландер С. В. Протекание жидкости в турбине. — ДАН. Т. 84, 1952, № 4.
6. Farr H. K. and Keen W. A. — «Communication and electronics», 1955, v. 7, N 19.
7. Гохман А. М. Гидродинамический расчет рабочих колес высоконапорных поворотно-лопастных гидротурбин (осевой и диагональной) по методу особенностей с углом атаки. Автореферат диссертации. МЭИ, 1961.
8. Снеддон И. Преобразование Фурье. Изд-во ИЛ, 1955.
9. Гохман А. М. и Рао Е. В. Н. Поле скоростей от особенности в слое переменной толщины. ДАН. Т. 164, 1965, № 5.
10. Гохман А. М. Расчет плоской круговой решетки профилей, вращающейся с постоянной угловой скоростью. — Гидромашиностроение, № 2 (8), ВНИИгидромаш, 1959.

Напряжения в спиральной камере гидротурбины Братской ГЭС по данным натурных измерений

УДК 621.224-225.12.001.5

Инж. Н. Н. Комов

Приводятся результаты исследования напряженного состояния спиральной камеры с подкрепленной железобетоном оболочкой в околостаторной зоне

Конструкция спиральной камеры и агрегатного блока. Спиральная камера Братской ГЭС состоит из отдельных вальцованных звеньев, соединенных на монтаже при помощи сварки. Звенья выполнены из листовой стали марок 10ХСНД и ст.3 с наибольшей толщиной листа 32 *мм*. Статор отлит из четырех частей. Материал статора — сталь 20ГСЛ. Спиральная камера входным сечением присоединяется к напорному трубопроводу. На выходе спираль соединена со статором. Гидротурбинный блок по высоте разбит на несколько ярусов бетонирования, отделенных друг от друга строительными швами. Совместная работа стенок спиральной камеры с окружающим бетоном допускалась в нижней части спирали и у верхнего кольца статора. Чтобы уменьшить усилия, передаваемые на бетон, верхняя внешняя часть спирали до горизонтальной оси сечения покрывалась войлочным ковром. Ранее проведенными исследованиями на моделях [1] было установлено, что напряжения, возникающие в спирали, значительно превышают допустимый уровень.

Учитывая высокий уровень полученных напряжений, после проведения исследований на моделях в рабочий проект станционной части здания Братской ГЭС были внесены коррективы по усилению бетона агрегатного блока, примыкающего к верхнему кольцу статора. Упругая прокладка, отделяющая металл от бетона, была удалена на 1 *м* от верхнего кольца статора и, кроме того, здесь была значительно усилена арматура. В околостаторной зоне была частично оребрена оболочка спирали. Бетонный массив в зоне нижнего кольца статора не усиливался, так как нижнее кольцо жестко связано фундаментными болтами с бетонным основанием статора.

Напряжения в спиральной камере и статоре гидротурбины Братской ГЭС измерялись в два этапа: при напоре 51,5 *м*, во время работы турбины на временном водозаборе и при напоре 77,1—77,6 *м*, во время работы турбины на постоянном водозаборе (максимальный напор ГЭС составляет 106 *м*).

Методика измерений. Деформации измерялись методом статического тензометрирования [2]. Исследуемые сечения и отдельные точки выбирались на основании результатов ранее проведенных испытаний спиральных камер на моделях.

В каждой исследуемой точке наклеивалась розетка тензодатчиков с базой 10 *мм*, сопротивлением 100 *ом*. Датчики от воздействия потока воды защищались с помощью герметичных крышек и влагостойкого состава на основе эпоксидной смолы.

Испытания начинались при остановленном агрегате, когда спиральная камера находилась под полным напором. Далее измерения проводились при различных установившихся и неустановившихся режимах работы турбины.

Вместе с записью относительных деформаций во время измерений фиксировалось давление в спиральной камере, положение направляющего аппарата (НА), а также отметки верхнего и нижнего бьефов.

В процессе измерений за нулевые отсчеты принимались показания прибора при осушенной спиральной камере и трубопроводе и при закрытом НА.