

ного покрывного диска, до $\varphi = 0,9$ – при отсутствии покрывного диска.

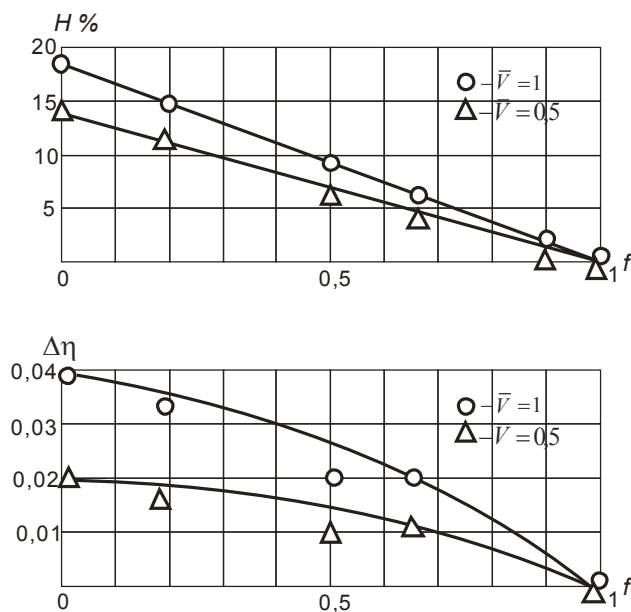


Рис. 4. Влияние проницаемости диска на характеристики насоса

M. V. Kraev, E. M. Kraeva

POWER PARAMETERS' IMPROVEMENTS FOR CENTRIFUGAL PUMPS WITH A SEMI OPEN-TYPE IMPELLER

Data for power parameters' improvement for centrifugal pumps with semi open-type impeller was acquired. It is based on the theoretical analysis of canal flows with a semi open-type impeller in the pump side spacing and information collected experimentally.

Keywords: compensating element, coefficient of efficiency, head, pump, impeller.

© Краев М. В., Краева Е. М., 2009

UDC 621.675-181.4:629.78

E. M. Kraeva

ON CALCULATION OF MOMENT OF RESISTANCE IN CANALS OF LOW-RATE CENTRIFUGAL PUMPS*

In our calculations we make use of the system of equations for turbulent boundary-layer pulses in projections onto the cylindrical coordinate axes. We have performed transformations and integration of equations in the presence of accepted assumptions on the flow core motion pattern and compared the theoretical results with the empirical data.

Keywords: moment of resistance, high-speed, low-rate, centrifugal pump.

High-speed low-rate centrifugal pumps with rotor angular velocity ω of up to 10000 rad/s have a wide use in the turbo-

pump units of liquid-propellant engines of low traction and aircraft energy installation. They have wide range of

This research is sponsored by state grant MK-1826.2008.8 and state program «Scientific Potential of Higher Institutes of Education Development» № 2.1.2/802.

operating conditions e. g. if the rotor angular velocity $\omega = 3000 \div 10000$ rad/s, the value \dot{V}/ω is equal to $1 \cdot 10^{-7} m^3$ under the Reynolds number $Re_\omega > 10^5$. The feed decrease in such pumps parallel with rotor angular velocity increase leads to \dot{V}/ω decrease below value $\dot{V}/\omega = 1 \cdot 10^{-6} m^3$. It is a rating value for closed-type impeller rotary pumps [1]. Therefore high-speed rotary pumps with semi open-type impeller are widely used.

For the low-rate centrifugal pumps (LCP) the moment of resistance in the pump canal is half of the total resistance moment in the LCP case. For this reason the problem for determining the moment of resistance is of great importance.

In this paper we speak about the pump canal. The flow in the canal is divided by a convention of the core and the boundary layer; the liquid movement in the core is axisymmetrical: flow streamlines are closed annular lines. When the liquid passes between two coaxial cylinders [2] the circumferential velocity U is distributed according to $UR = \text{const}$. For the pump canal this formula is done with sufficient accuracy in regimes when the flow rates are close to optimal.

If we split the solution into two parts, one of which corresponds to the moment of resistance on the face wall of the pump canal $M_{f.w}$, and the other part corresponds to the moment on the cylindrical peripheral part $M_{p.w}$ (fig. 1). Let us pass from the natural coordinates to the cylindrical coordinates $\varphi = \alpha$ and $\psi = R$. Based on the accepted assumptions we suppose that the liquid flow is axisymmetrical, hence the terms containing $\partial/\partial\alpha$ are equal to zero; $UR = C = \text{const}$, the Lamé coefficients for the cylindrical coordinates $H_\varphi = H_\alpha = R, H_\psi = H_R = 1$; the derivative of the coefficient $\partial H_\varphi/\partial\psi = \partial H_\alpha/\partial R = \partial R/\partial R = 1$; the pressure derivative $\partial p/\partial R = \rho C^2/R^3$.

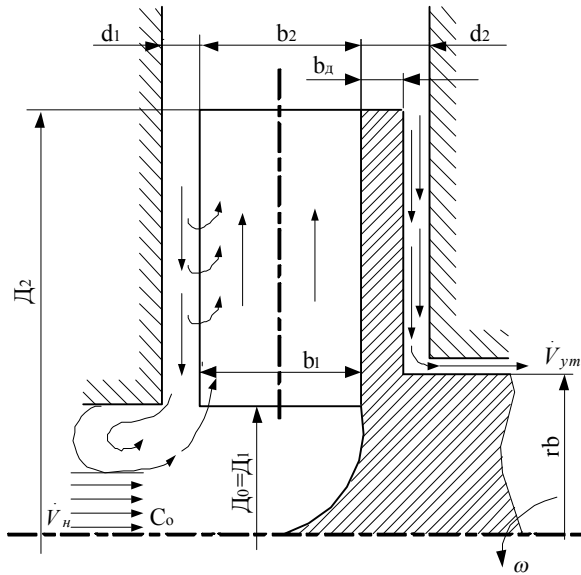


Fig. 1. Scheme of calculations

The equations for the spatial turbulence layer (TL) pulse in the natural coordinates φ and ψ [2; 3].

We get:

$$\frac{\partial \delta_{aR}^{**}}{\partial R} + \frac{R}{C} \frac{\partial (C/R)}{\partial R} (\delta_R^* - 2\delta_{aR}^{**}) + \frac{1}{R} (\delta_R^* - 2\delta_{aR}^{**}) = \frac{\tau_{0\alpha}}{\rho U^2};$$

$$\frac{\partial \delta_R^{**}}{\partial R} + \frac{2\delta_R^{**}}{C} \frac{\partial (C/R)}{\partial R} + \frac{1}{R} (\delta_R^{**} + \delta_a^{**} + \delta_a^* - \delta) + \frac{1}{R} (\delta_R^* - 2\delta_{aR}^{**}) = -\frac{\delta}{R} - \frac{\tau_{0R}}{\rho U^2}. \quad (1)$$

If we take the derivatives and perform the necessary reductions, we modify the system (1) to a simpler form:

$$\frac{\partial \delta_{aR}^{**}}{\partial R} = \frac{\tau_{0\alpha}}{\rho U^2};$$

$$\frac{\partial \delta_R^{**}}{\partial R} + \frac{1}{R} (\delta_a^{**} + \delta_a^* - \delta_R^{**}) = -\frac{\tau_{0R}}{\rho U^2}. \quad (2)$$

Where the characteristic thicknesses of spatial boundary layer are:

– momentum thickness of the longitudinal flow in the direction α

$$\delta_a^{**} = \int_0^\delta \left(1 - \frac{u}{U}\right) \frac{u}{U} dy;$$

– momentum thickness of the longitudinal flow in the lateral direction

$$\delta_{aR}^{**} = \int_0^\delta \left(1 - \frac{u}{U}\right) \frac{\omega}{U} dy;$$

– momentum thickness of the cross flow in the direction R

$$\delta_R^{**} = \int_0^\delta \frac{\omega^2}{U^2} dy.$$

Here U, ω are the velocities of the longitudinal and cross flows within the limits of boundary-layer thickness δ ; U is the velocity in the flow core on the boundary-layer interface.

The system of differential equations (2) has seven unknown functions in two equations. Making use of the recommendations from [4], we reduce the number of the unknown functions. The expression for the circumferential component of friction stress is the same as the expression for 2-D boundary layer:

$$\frac{\tau_{0\alpha}}{\rho U^2} = 0,01256 (Re^{**})^{-0,25} = 0,01256 \left(\frac{U \delta_a^{**}}{\nu}\right)^{-0,25} = 0,01256 \left(\frac{C \delta_a^{**}}{R \nu}\right)^{-0,25}, \quad (3)$$

where ν – is the liquid viscosity; ρ – is the liquid density; U – is the velocity in the flow core on the BL interface. For the radial component we have $\tau_{0R} = \varepsilon \tau_{0\alpha}$, where ε is the tangent of the angle specifying the direction of bottom streamlines and the wall stress. We introduce the relative significantly positive values

$$I = \frac{\delta_{aR}^{**}}{\varepsilon \delta_a^{**}}; K = \frac{\delta_R^*}{\varepsilon \delta_a^{**}}; L = \frac{\delta_R^{**}}{\varepsilon^2 \delta_a^{**}}; H = \frac{\delta_a^*}{\delta_a^{**}},$$

which are considered to be constant. Let us make substitutions and take the derivatives

$$I \left(\delta_a^{**} \frac{\partial \varepsilon}{\partial R} + \varepsilon \frac{\partial \delta_a^{**}}{\partial R} \right) = 0,01256 \left(\frac{C \delta_a^{**}}{R \nu} \right)^{-0,25};$$

$$L \left(2\delta_a^{**} \varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial R} + \varepsilon^2 \frac{\partial \delta_a^{**}}{\partial R} \right) + \frac{1}{R} (\delta_a^{**} + H\delta_a^{**} - L\varepsilon^2 \delta_a^{**}) = -0,01256 \varepsilon \left(\frac{C \delta_a^{**}}{R \nu} \right)^{-0,25}. \quad (4)$$

For the velocity distribution laws in BL of longitudinal $\bar{U} = (y/\delta)^{1/7}$ and lateral $\bar{w} = 2,12\bar{u}(1-\bar{u}^3)$, in accordance with [3] we have $H = 1,28$; $I = 0,46$; $L = 0,8$; $K = 2,46$. After modifying (4) we obtain the system of two differential equations with two unknowns ε and δ_α^{**} :

$$\begin{aligned} 0,46\varepsilon \frac{\partial \delta_\alpha^{**}}{\partial R} + 0,46\delta_\alpha^{**} \frac{\partial \varepsilon}{\partial R} &= 0,01256\varepsilon \left(\frac{C\delta_\alpha^{**}}{Rv} \right)^{-0,25}; \\ 0,8\varepsilon^2 \frac{\partial \delta_\alpha^{**}}{\partial R} + 1,6\varepsilon\delta_\alpha^{**} \frac{\partial \varepsilon}{\partial R} + \frac{\delta_\alpha^{**}}{R} (2,28 - 0,8\varepsilon^2) &= \\ &= -0,01256\varepsilon \left(\frac{C\delta_\alpha^{**}}{Rv} \right)^{-0,25}, \end{aligned} \quad (5)$$

where ε – is the tangent of angle of bottom streamline skewness; δ_α^{**} – is the momentum thickness in the circumferential direction.

After examining the system of quasi-linear partial differential first-order equations (5) with the aid of the characteristics method [5] we obtain the directions of characteristics of two families coinciding with the angles of their incidence equal to zero. It means that the characteristic of (5) coincides with the coordinate axis R at $\partial/\partial\alpha = 0$. Physically, the momentum thickness δ_α^{**} cannot be constant, since the static pressure p (force factor connected with variation of pulse with elementary volume) varies along R . It is apparent that the final relation is $\varepsilon = \varepsilon_0 = \text{const}$.

Numerous tests for bottom streamline visualization on the surface of canal in wide range of regime and geometrical parameters of LCP have shown that the value of ε varies along the radius and is

$$\begin{aligned} \text{ctg}\varepsilon_{\text{cpi}} &= \frac{2C_{2m}D_24\pi}{U_2D_i} \times \\ &\times \left[\arccos \left(\frac{D_2}{D_1} \cos\beta_{2n} + \frac{R_i}{2R_n} - \frac{R_2^2}{2R_nR_i} \right) \right], \end{aligned} \quad (6)$$

obtained in the case wall facing to the impeller [3]. We have expressed the derivatives in (5) in the explicit form:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta_\alpha^{**}}{\partial R} &= 0,0703\varepsilon^{-1} \left(\frac{C\delta_\alpha^{**}}{Rv} \right)^{-0,25} + \frac{\delta_\alpha^{**}}{R} (2,853\varepsilon^{-2} - 1); \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial R} &= \frac{1}{\varepsilon R} (\varepsilon^2 - 2,853) - \frac{0,043}{\delta_\alpha^{**}} \left(\frac{C\delta_\alpha^{**}}{Rv} \right)^{-0,25}, \end{aligned} \quad (7)$$

and replaced the differential relation for ε and pass to the complete differentials:

$$\frac{d\delta_\alpha^{**}}{dR} = 0,0703\varepsilon^{-1} \left(\frac{C\delta_\alpha^{**}}{Rv} \right)^{-0,25} + \frac{\delta_\alpha^{**}}{R} (2,853\varepsilon^2 - 1). \quad (8)$$

The system (7) can be easily integrated numerically. We note that the initial value of $\delta_{\alpha 0}^{**}$ had been calculated with the use of the technique from [3] in accordance with the principle of BL closure. The results of integrating δ_α^{**} for three different values of C are presented in fig. 2.

Determining the resistance moment $M_{f.w}$ on the face lateral wall of the canal:

$$M_{f.w} = \int_{R_2}^R \tau_{0\alpha} 2\pi R^2 dR, \quad (9)$$

where $\tau_{0\alpha}$ – is the circumferential component of friction stress determined from (4); R_2 – is the radius at the impeller outlet; R – is the canal radius. We have modified (8) into the form

$$\begin{aligned} M_{f.w} &= \int_{R_2}^R 0,01256\rho (C/R^2) (C\delta_\alpha^{**}/Rv)^{-0,25} 2\pi R^2 dR, \\ M_{f.w} &= 0,07892\rho C^{1,75} v^{0,25} \int_{R_2}^R (\delta_\alpha^{**}/R)^{-0,25} dR. \end{aligned} \quad (10)$$

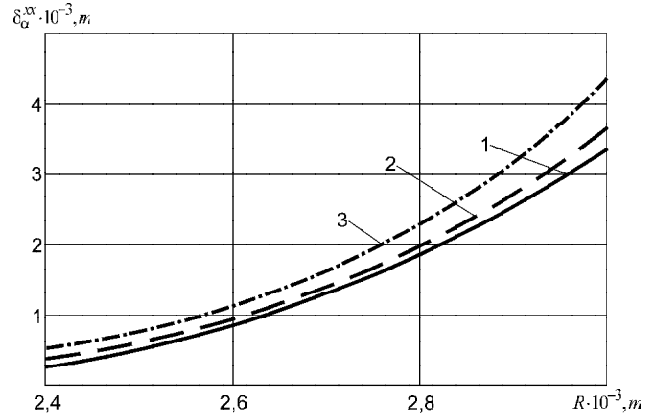


Fig. 2. Distribution of momentum thickness in the circumferential direction for different values of parameter C :

$$1 - C = 1,8 \frac{m^2}{s}; \quad 2 - C = 1,2 \frac{m^2}{s}; \quad 3 - C = 0,6 \frac{m^2}{s}$$

The expression (9) is integrated joined with the system (7).

Determining the resistance moment across the cylindrical peripheral part of runner hub M_p we assume that the value of momentum thickness δ_α^{**} doesn't vary along the width and is equal to the final value of $\delta_{\alpha c}^{**}$ on the face wall in the radius R . The expression for momentum of resistance on the cylindrical peripheral wall of the canal will then be written

$$\begin{aligned} M_{p.w} &= 2\pi R^2 b \tau_{0\alpha}, \\ M_{p.w} &= 0,07892\rho C^{1,75} v^{0,25} b (\delta_{\alpha c}^{**}/R)^{-0,25}, \end{aligned}$$

where b – is the canal width.

The experimental data on the resistance moment in the pump canal and the data obtained from (7), (9), (10) coincide with sufficient accuracy which corroborates the validity of the accepted assumptions and the herein presented solution.

We must note that the relations (7), (9), (10) and the solution of the system of equations [2] for liquid rotating over the stationary base in accordance with the solid body law represent in general the closed system of equations for rotor (disk) rotation in closed conditions ensuring the turbulent regime of liquid flow.

Bibliography

1. Kraev, M. V. Low-rate pumps of air and space system / M. V. Kraev, V. A. Lukin, B. V. Ovsyannikov. Moscow : Mashinostroenie, 1985.
2. Loitsyanskii, L. G. Mechanics of Fluids / L. G. Loitsyanskii. Moscow : Nauka, 1970.
3. Schlichting, H. Theory of boundary layer / H. Schlichting. Moscow : Nauka, 1969.

4. Stepanov, G. Yu. Hydrodynamics of Turbo-Machine Cascades / G. Yu. Stepanov. Moscow : Fizmatgiz, 1962.

5. Turchak, L. I. Fundamentals of Numerical Methods / L. I. Turchak. Moscow : Nauka, 1987.

Е. М. Краева

К РАСЧЕТУ МОМЕНТА СОПРОТИВЛЕНИЯ В КАНАЛАХ МАЛОРАСХОДНЫХ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ НАСОСОВ

Для расчета использована система уравнений импульсов турбулентного пограничного слоя в проекциях на оси цилиндрических координат. При принятых допущениях о характере движения ядра потока выполнены преобразования и проведено интегрирование уравнений. Полученные теоретические результаты сравниваются с эмпирическими.

Ключевые слова: момент сопротивления, высокооборотный, малорасходный, центробежный насос.

© Краева Е. М., 2009

УДК:629.78.015

Ю. М. Ермошкин, С. А. Орлов, А. Ю. Усанов

ФОРМИРОВАНИЕ РЕЖИМОВ МЕХАНИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЙ СИЛЬФОННЫХ БАКОВ

Рассматриваются вопросы формирования режимов квалификационных и приемочных испытаний сильфонных баков на механические нагрузки, анализируются методические ошибки, выявленные в процессе проведения испытаний.

Ключевые слова: космический аппарат, бак, блок хранения и подачи, механические испытания, резонанс.

В монотопливных двигательных установках отечественных космических аппаратов (КА) уже на протяжении нескольких десятков лет успешно применяются блоки хранения и подачи топлива (БХП) на основе сильфонных баков. Для использования БХП в составе КА нового поколения (с иными уровнями механических нагрузок) возникла необходимость проведения его доквалификации на механические воздействия.

Объем наземной экспериментальной отработки и приемных испытаний оборудования КА на механические воздействия включает испытания на линейные, вибрационные, ударные воздействия [1; 2]. Режимы нагружения формируются из анализа условий эксплуатации оборудования, его массы и местоположения на КА.

Предприятие-изготовитель БХП покупает готовые баки у другого изготовителя, оснащает его дополнительным оборудованием, в результате чего появляется БХП как элемент двигательной подсистемы КА.

При проведении доводочных испытаний БХП на механические воздействия произошло разрушение сильфонов двух баков (по внешнему сварному шву гофра). При этом разрушение произошло не в околосшовной зоне, как это обычно бывает, если шов качественный, а непосредственно по шву, что указывает на недостаточное качество соединения. Необходимо отметить, что в данной конструкции бака сварные соединения являются критическим элементом, определяющим прочность всей конструкции, так как толщина свариваемых деталей мала, а

общая длина швов достигает сотен метров. Однако все поставленные для комплектации БХП баки успешно прошли приемочные испытания на заводе-изготовителе.

Для установления причины разрушения сильфонов баков, формирования режимов квалификационных и приемочных испытаний были проведены дополнительные испытания двух БХП на механические нагрузки. Настоящая работа посвящена анализу результатов данных испытаний и выявлению возможных методических ошибок, не позволивших выявить дефекты изготовления в процессе проведения приемочных испытаний баков.

В процессе проведения испытаний необходимо было решить комплекс взаимодополняющих задач:

- выявить причины разрушения сильфона бака;
- разработать методики определения низших собственных частот сильфона, находящегося внутри корпуса бака;
- оценить влияния методики проведения испытаний на результаты испытаний;
- подтвердить или исключить влияния оборудования (оснастки, приспособлений, системы управления и т. д.) на результаты испытаний;
- уточнить режимы квалификационных и приемочных испытаний бака и БХП.

Испытания включали следующие виды воздействий:

- поиск резонансов в диапазоне частот от 5 Гц до 2 кГц с уровнями 0,5 g и скоростью сканирования 2 окт/мин;