

УДК 621.515:534

О РАСПРОСТРАНЕНИИ ЗВУКА ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ МЕЖЛОПАТОЧНОМ КАНАЛЕ ТУРБОМАШИНЫ

© 1997 г. В. Л. Хитрик

Научно-исследовательский институт химического машиностроения
141300 Сергиев Посад Московской области

Поступила в редакцию 16.08.95 г.

На основе модели [9] проведено теоретическое исследование распространения звуковых волн во вращающемся межлопаточном канале турбомашин в диапазоне частот, охватывающем частоты, кратные секунднему числу оборотов колеса, включая лопаточные частоты, кратные произведению числа лопаток колеса (направляющего аппарата) на секундное число оборотов, с учетом условий на стенках канала, ограничивающих низкоскоростной дозвуковой поток жидкости в осевом направлении. Получены расчетные соотношения, связывающие режимные и конструктивные параметры турбомашин, позволяющие определить условия, при которых звуковая волна, проходя по вращающемуся межлопаточному каналу колеса, становится неоднородной с амплитудой, экспоненциально убывающей по длине канала. Показано, что применение в центробежном насосе рабочего колеса полуоткрытого типа позволяет более эффективно снизить амплитуды колебаний на лопаточных частотах, чем при использовании колеса закрытого типа.

Проблема снижения виброакустической активности турбомашин является важной для повышения надежности изделий современной техники. Это связано с тем, что высокий уровень вибраций, вызванных колебаниями, распространяющимися в потоке рабочей жидкости, приводит к снижению КПД и другим негативным явлениям, влияющим на режим работы, а при резонансном усилении – к разрушению турбомашин. Исследованию различных аспектов указанной проблемы посвящен ряд работ (например, [1–9]). В [6] выполнены экспериментально-теоретические исследования явления акустического резонанса при аэродинамическом взаимодействии решеток в дозвуковом потоке газа и определены условия его возникновения. В [8] условия возникновения акустического резонанса в потоке газа в межлопаточных каналах неподвижной решетки, полученные в [6], сопоставлены с аналогичными условиями возникновения гидродинамической неустойчивости, под которой понимается наличие нестационарных периодических сил и моментов, действующих на неподвижные и подвижные лопатки турбомашин соответственно на лопаточных частотах рабочего колеса и направляющего аппарата ($\omega_z = Z\Omega$, где через Z обозначено число лопаток рабочего колеса (РК) либо число лопаток направляющего аппарата (НА); Ω – частота вращения РК, рад/с) при аэродинамическом взаимодействии решеток. Следует отметить, что исследования, выполненные в [6, 8], ограничены изучением акустического резонанса в неподвижной решетке турбомашин, что связа-

но, как указано в [6], с отсутствием решения задачи определения собственных частот колебаний газа во вращающейся решетке.

В [9] при исследовании акустического резонанса используется модель течения сжимаемого невязкого идеального газа в радиальном межлопаточном канале РК турбомашин, вращающемся с угловой скоростью Ω . Вводится цилиндрическая система координат (z, r, θ) , жестко связанная с РК, где z, r, θ обозначают соответственно осевое, радиальное и тангенциальное направления (см. рисунок). Предполагается, что при отсутствии возмущений имеет место установившееся течение газа в радиальном направлении со скоростью u_0 , при этом принимается, что ширина РК h (ширина канала по оси z) не меняется при изменении r . Параметры течения в [9] представляются следующим образом:

$$\begin{aligned} u_r &= u_0 + u, \quad u_\theta = v, \quad u_z = w, \\ P &= p_0 + p, \quad \rho = \rho_0 + \rho', \quad S = s_0 + s, \end{aligned} \quad (1)$$

где u_r, u_θ, u_z – соответственно мгновенные значения составляющих вектора скорости в радиальном, тангенциальном и осевом направлениях; P, ρ, S – соответственно давление, плотность и энтропия газа, а p, ρ', s – возмущения этих параметров. Индексом 0 отмечены установившиеся значения параметров течения.

С помощью подстановки (1) в уравнения движения и неразрывности, записанные в указанной выше подвижной системе координат, и последующей

линеаризации этих уравнений в [9] получена следующая система уравнений:

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + u_0 \frac{\partial \rho'}{\partial r} + \rho' \frac{u_0}{r} + \rho_0 \left(\frac{u}{r} + \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u_0 \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{a_0^2}{\rho_0} \frac{\partial \rho'}{\partial r} + 2\Omega v, \quad (3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u_0 \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{u_0 v}{r} = -\frac{a_0^2}{\rho_0 r} \frac{\partial \rho'}{\partial \theta} - 2\Omega u, \quad (4)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u_0 \frac{\partial w}{\partial r} = -\frac{a_0^2}{\rho_0} \frac{\partial \rho'}{\partial z}, \quad (5)$$

где t – время; a_0 – скорость звука в неподвижном газе, $a_0 = (\partial p / \partial \rho)_s$.

Последние члены в правых частях уравнений (3), (4) – компоненты силы Кориолиса. При выводе системы уравнений (2)–(5) авторами [9] принималось, что $u_0, \rho_0, a_0, s_0, \rho_0$ постоянны.

Решение системы уравнений (2)–(5) в [9] ищется в следующем виде

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ w \\ \rho' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{pmatrix} r^{\frac{1}{2}} \exp[i(lr + m\theta + kz - \omega t)], \quad (6)$$

где l, m, k – соответственно компоненты волнового вектора вдоль осей r, θ, z ; ω – циклическая частота колебаний; A, B, C, D – соответственно амплитуды параметров u, v, w, ρ' ; i – мнимая единица.

Посредством подстановки (6) в систему (2)–(5) и с учетом допущения, что $lr \gg 1$, в [9] получены выражения для амплитуд A, B, C следующего вида:

$$A = -\frac{\lambda l}{(2\Omega)^2 - \lambda^2 \rho_0} \frac{a_0^2}{\rho_0} D, \quad (7)$$

$$B = \frac{i2\Omega l}{(2\Omega)^2 - \lambda^2 \rho_0} \frac{a_0^2}{\rho_0} D, \quad (8)$$

$$C = \frac{1}{\lambda \rho_0} \frac{a_0^2}{\rho_0} k D. \quad (9)$$

Параметр λ , входящий в соотношения (7)–(9), представляет собой частоту колебаний с учетом доплеровского сдвига и определяется по формуле

$$\lambda = \omega - u_0 l. \quad (10)$$

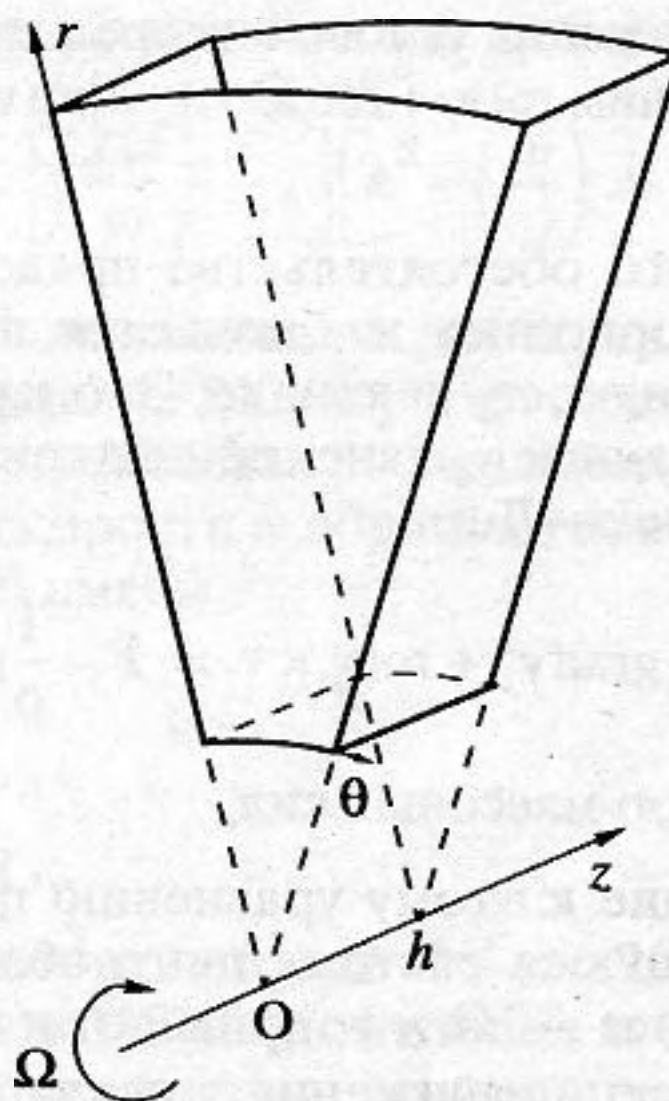


Схема межлопаточного канала рабочего колеса турбомашин.

Компоненты волнового вектора l, k связаны с частотой колебаний λ следующим дисперсионным уравнением:

$$\lambda^4 - \lambda^2 [(2\Omega)^2 + a_0^2(k^2 + l^2)] + (2\Omega a_0 k)^2 = 0. \quad (11)$$

Анализируя полученное решение (6)–(11), авторы [9] пришли к заключению о существовании акустического резонанса во вращающемся межлопаточном канале РК турбомашин радиального типа при частоте колебаний, равной удвоенной частоте вращения РК $\omega = 2\Omega$ ($\lambda = 2\Omega, l = 0$). В связи с тем что сила Кориолиса пропорциональна 2Ω , авторы [9] назвали этот резонанс резонансом Кориолиса.

Следует отметить, что теоретическое исследование [9] ограничено рассмотрением явления акустического резонанса при распространении волн в неограниченном потоке жидкости во вращающемся межлопаточном канале РК.

Кроме того, математическая модель (2)–(5) применима лишь для турбомашин определенного типа. В самом деле, если жидкость всасывается в межлопаточный канал РК из состояния покоя, то, принимая в этом случае обычное допущение об отсутствии завихренности в абсолютном движении жидкости на входе в центробежное колесо, получим, что при переходе во вращающуюся систему координат течение в ней будет обладать завихренностью, равной 2Ω .

Действительно, применяя операцию rot к левой и правой частям выражения для вектора абсолютной скорости в выбранной подвижной системе координат: $v = v_r + \Omega \times r$, где v_r – вектор относительной ско-

рости; Ω – вектор угловой скорости; \mathbf{r} – радиус-вектор, получим $\text{rot} v_r + \text{rot}(\Omega \times \mathbf{r}) = \text{rot} v = 0$. Отсюда $\text{rot} v_r = -2\Omega$.

Учет этого обстоятельства приводит к тому, что сила Кориолиса исключается из уравнений движения жидкости в канале. Это наиболее ясно видно при записи уравнений движения Эйлера в форме Громеки–Лемба:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \frac{1}{2} \text{grad} v^2 + \text{rot} v \times \mathbf{v} = \mathbf{F} - \frac{1}{\rho} \text{grad} p,$$

где \mathbf{F} – вектор массовых сил.

Добавление к этому уравнению при переходе во вращающуюся систему центробежных сил и сил Кориолиса $-2\Omega \times \mathbf{v}$, приведет к их исключению из уравнений движения, так как $\text{rot} v_r = -2\Omega$ в рассматриваемом случае.

Наконец, поскольку течение в канале при принятом допущении об отсутствии завихренности в абсолютном движении жидкости на входе в центробежное колесо имеет завихренность, отличную от нуля, то предположение о независимости величины u_0 от пространственных координат при установившемся движении является некорректным.

Вместе с тем модель (2)–(5) может быть использована для исследования прохождения звуковых волн через вращающийся межлопаточный канал РК такого вида турбомашин, как центробежный насос с осевым преднасосом, лопатки которого спрофилированы “по закону вынужденного вихря” с углом установки на выходе, равным $\pi/2$ [10]. Для турбомашин этого типа $\text{rot} v_r = 0$, поскольку на выходе осевого преднасоса (входе в межлопаточный канал центробежного РК) $\text{rot} v = 2\Omega$. Следовательно, применение уравнений (2)–(5) в этом случае правомерно.

Выберем для дальнейшего рассмотрения указанный вид турбомашин и будем исследовать прохождение через вращающийся межлопаточный канал РК звуковых волн, имеющих частоту, отличную от 2Ω (например, ω_z), с учетом граничных условий на стенках канала.

Известно, что по конструктивному выполнению рабочие колеса центробежных насосов разделяются на три основных типа: закрытые, полуоткрытые и открытые. Отличительным признаком, характеризующим каждый из указанных типов РК, является наличие или отсутствие стенок межлопаточного канала, ограничивающих поток рабочей жидкости в направлении оси z . Рассматривая межлопаточный канал РК как волновод, закрытому колесу можно поставить в соответствие волновод с абсолютно жесткими границами, имеющими координаты $z = 0$ и $z = h$, открытому – вол-

новод, имеющий абсолютно податливые границы $z = 0$, $z = h$, а полуоткрытому – волновод, у которого граница $z = 0$ – абсолютно жесткая, а граница $z = h$ – абсолютно податливая.

Поскольку известно [10], что КПД насоса с закрытым колесом больше, чем КПД насоса с полуоткрытым или открытым колесом, ограничимся рассмотрением распространения звуковых волн в межлопаточных каналах РК закрытого и полуоткрытого типов, чаще всего встречающихся в насосах энергетических установок, в частности жидкостных ракетных двигателей [10].

Используя модель [9], будем искать решение системы уравнений (2)–(5) в виде

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ \rho' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A \\ B \\ D \end{pmatrix} r^{\frac{1}{2}} \sin m\theta \cos kz \exp[i(lr - \omega t)], \quad (12)$$

$$w = Cr^{\frac{1}{2}} \sin m\theta \sin kz \exp[i(lr - \omega t)].$$

Подстановка (12) в систему (2)–(5) и решение получающейся при этом системы линейных относительно A, B, C, D алгебраических уравнений приводят к дисперсионному уравнению, совпадающему с уравнением (11), и выражениям для амплитуд A, B, C , совпадающим с формулами (7)–(9), полученными в [9].

Уравнение (11) можно представить следующим образом:

$$[\lambda^2 - (2\Omega)^2][\lambda^2 - (a_0 k)^2] = (a_0 \lambda l)^2. \quad (13)$$

Отметим, что, если параметр k , входящий в (13), равен по абсолютной величине $2\Omega/a_0$, то из (13) вытекает соотношение $[\lambda^2 - (2\Omega)^2]^2 = (a_0 \lambda l)^2$, откуда

$$\frac{|\lambda l|}{|\lambda^2 - (2\Omega)^2|} = \frac{1}{a_0}. \quad (14)$$

Подставляя (14) в (7), (8), получим при $\omega = 2\Omega$ ($\lambda = 2\Omega, l = 0$)

$$A = -\frac{a_0}{\rho_0} D \neq \infty, \quad B = i \frac{a_0}{\rho_0} D \neq \infty.$$

Следовательно, при $k = 2\Omega/a_0$ резонанс Кориолиса отсутствует.

Используя выражение (10), запишем дисперсионное уравнение (11) в виде многочлена четвертой степени относительно l :

$$(a_0^2 u_0^2 - u_0^4) l^4 + (4\omega u_0^3 - 2\omega u_0 a_0^2) l^3 + \{u_0^2 [(2\Omega)^2 - \omega^2] + u_0^2 [(a_0 k)^2 - \omega^2] - 4\omega^2 u_0^2 + a_0^2 \omega^2\} l^2 - \{2\omega u_0 [(2\Omega)^2 - \omega^2] + 2\omega u_0 [(a_0 k)^2 - \omega^2]\} l - [(2\Omega)^2 - \omega^2] [(a_0 k)^2 - \omega^2] = 0. \quad (15)$$

Вводя число Маха $M_0 = u_0/a_0$ и обозначая через R масштаб длины вдоль радиального направления, уравнение (15) можно преобразовать к виду

$$\frac{u_0^3}{2(R\omega)^3} [1 - M_0^2] (lR)^4 + \frac{u_0^2}{(R\omega)^2} [2M_0^2 - 1] (lR)^3 + \frac{u_0}{2(R\omega)} \left\{ \left[\left(\frac{2\Omega}{\omega} \right)^2 - 1 \right] M_0^2 + \left[\left(\frac{a_0 k}{\omega} \right)^2 - 1 \right] M_0^2 - 4M_0^2 + 1 \right\} (lR)^2 - \left\{ \left[\left(\frac{2\Omega}{\omega} \right)^2 - 1 \right] M_0^2 + \left[\left(\frac{a_0 k}{\omega} \right)^2 - 1 \right] M_0^2 \right\} (lR) - \frac{u_0}{2(R\omega)} \left[\left(\frac{2\Omega}{\omega} \right)^2 - 1 \right] \times \left[(kR)^2 - \left(\frac{\omega R}{a_0} \right)^2 \right] = 0. \quad (16)$$

Пусть относительная скорость установившегося течения рабочей жидкости в радиальном направлении u_0 много меньше скорости звука a_0 ($M_0^2 \ll 1$). Это допущение справедливо для реального течения в высокооборотных центробежных насосах [10].

Имея в виду высокооборотный центробежный насос, примем в качестве масштаба R наружный радиус рабочего колеса R_0 и будем рассматривать колебания на наиболее энергоемких частотах ω , как правило, близких по величине к значениям гармоник роторной ($\omega = n\Omega$) и лопаточной ($\omega = m\omega_z$) частот, где n, m — целые положительные числа.

Практика показывает, что для указанных частот в центробежных насосах $u_0^2/(R_0\omega)^2 \ll 1$.

Тогда, опуская в (16) члены, имеющие порядок $M_0^2, u_0^2/(R_0\omega)^2$ и выше, получим следующее упро-

щенное дисперсионное соотношение:

$$l^2 = \left[\left(\frac{2\Omega}{\omega} \right)^2 - 1 \right] \left[k^2 - \left(\frac{\omega}{a_0} \right)^2 \right]. \quad (17)$$

Пусть звуковая волна распространяется в межлопаточном канале РК закрытого типа. Поскольку при $z = 0, z = h$ осевая составляющая возмущения вектора скорости w обращается в нуль, в этом случае из (12) имеем

$$k = \frac{N\pi}{h}, \quad (18)$$

где $N = 0, 1, 2 \dots$

Если частота колебаний $\Omega \leq \omega < 2\Omega$, то первый сомножитель в (17) положителен и знак правой части (17) определяется знаком второго сомножителя.

Подставляя (18) в уравнение (17), получим

$$l^2 = \left[\left(\frac{2\Omega}{\omega} \right)^2 - 1 \right] \left[\left(\frac{N\pi}{h} \right)^2 - \left(\frac{\omega}{a_0} \right)^2 \right]. \quad (19)$$

Из (19) следует, что при $\Omega \leq \omega < N\pi a_0/h$ волна распространяется по межлопаточному каналу без затухания. При $2\Omega > \omega > N\pi a_0/h$ звуковая волна не распространяется, а имеют место синфазные по всей длине канала гармонические колебания с экспоненциально убывающей вдоль канала амплитудой.

Следует отметить, что, за исключением нулевой моды ($N = 0$), для центробежных насосов современных энергетических установок (например, жидкостных ракетных двигателей [10]) в рассматриваемом диапазоне частот колебаний всегда выполняется неравенство $\Omega \leq \omega < 2\Omega < N\pi a_0/h$ и, следовательно, звуковые волны при $\Omega \leq \omega < 2\Omega$ ($N \neq 0$) распространяются в межлопаточном канале без затухания, а при $N = 0$ амплитуда колебаний уменьшается по длине канала экспоненциально с пространственным коэффициентом затухания, равным

$$\kappa = \frac{\omega}{a_0} \sqrt{\left(\frac{2\Omega}{\omega} \right)^2 - 1}.$$

Пусть частота колебаний $\omega > 2\Omega$ (например, $\omega = \omega_z$), тогда первый сомножитель в правой части (17) меньше нуля, поэтому при $\omega > N\pi a_0/h$ звуковая волна распространяется в канале без затухания. Если же имеет место неравенство $2\Omega < \omega < N\pi a_0/h$, то, согласно (19), $l^2 < 0$ и, следовательно, как и в рассмотренном выше случае, $2\Omega > \omega > N\pi a_0/h$, звуковая волна не распространяется, а происходят синфазные по всей длине канала гармонические колебания рабочей жидкости с экспоненциально

убывающей вдоль межлопаточного канала амплитудой. Последнее обстоятельство позволяет путем соответствующего подбора режимных (частоты вращения РК Ω) и конструктивных (ширины РК и количества лопаток РК (НА) h, Z) параметров снизить (за исключением нулевой моды поперечных колебаний $N = 0$) уровень колебаний рабочей жидкости на выходе из канала на наиболее энергоемких первых гармониках ($m = 1$) лопаточных частот РК (НА). Для этого необходимо подбор этих параметров осуществлять исходя из следующего условия:

$$hZ\Omega < N\pi a_0. \quad (20)$$

Очевидно, что выбор параметров h, Z, Ω , согласно (20), следует вести при $N = 1$. В этом случае охватывается вся совокупность мод поперечных колебаний $N \geq 1$.

Пусть теперь звуковая волна распространяется во вращающемся межлопаточном канале РК полуоткрытого типа.

В этом случае осевая составляющая возмущения вектора скорости при $z = 0$ обращается в нуль, а при $z = h$ имеет максимальное значение. Тогда из (12) получаем

$$k = \frac{\pi(N + 1/2)}{h}, \quad (21)$$

где, как и в формуле (20), $N = 0, 1, 2, \dots$

Допустим, что $\Omega \leq \omega < 2\Omega$, тогда, аналогично случаю РК закрытого типа, знак правой части (17) определяется знаком второго сомножителя в квадратных скобках. Подставляя (21) в дисперсионное уравнение (17), получим

$$l^2 = \left[\left(\frac{2\Omega}{\omega} \right)^2 - 1 \right] \left\{ \left[\frac{\pi(N + 1/2)}{h} \right]^2 - \left(\frac{\omega}{a_0} \right)^2 \right\}. \quad (22)$$

Из анализа (22) при $\omega < \pi a_0(N + 1/2)/h$ вытекает, что колебания на указанных частотах распространяются по межлопаточному каналу РК без затухания, а при $2\Omega > \omega > \pi a_0(N + 1/2)/h$ звуковая волна вдоль радиального межлопаточного канала не распространяется, а существует неоднородная волна с экспоненциально уменьшающейся по длине канала амплитудой. Однако для современных центробежных насосов последнее неравенство не выполняется, включая и случай нулевой моды $N = 0$, поэтому в центробежных насосах с РК полуоткрытого типа звуковая волна с частотой $\Omega \leq \omega < 2\Omega$ всегда распространяется без затухания.

Рассмотрим теперь колебания с частотой $\omega > 2\Omega$. В этом случае для того, чтобы звуковая волна

распространялась без затухания, необходимо выполнение следующего условия:

$$\omega > \pi a_0(N + 1/2)/h. \quad (23)$$

Если условие (23) не выполняется, то волны с частотами, удовлетворяющими неравенству

$$2\Omega < \omega < \pi a_0(N + 1/2)/h, \quad (24)$$

не могут распространяться вдоль канала.

Колебания рабочей жидкости с частотами из диапазона (24) происходят синфазно по всей длине канала с экспоненциально убывающей амплитудой.

Из (24) следует, что для снижения уровня колебаний рабочей жидкости на выходе из канала на первых гармониках лопаточных частот РК (НА) необходимо, чтобы частота вращения РК, ширина РК и количество лопаток РК (НА) удовлетворяли неравенству

$$hZ\Omega < \pi a_0/2. \quad (25)$$

В отличие от случая РК закрытого типа выполнение (25) позволяет снизить уровень колебаний на лопаточных частотах РК (НА) для всех мод поперечных колебаний, включая и нулевую, $N = 0$.

Следовательно, для снижения уровня колебаний рабочей жидкости на лопаточных частотах РК (НА), возникающих от аэродинамического взаимодействия решеток – наиболее мощного, постоянно действующего периодического источника возмущений, в турбомашинах рассмотренного вида предпочтительнее использовать РК полуоткрытого типа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Покровский Б.В., Юдин Е.Я. Основные особенности шума и вибрации центробежных насосов // Акуст. журн. 1966. Т. 12. Вып. 3. С. 355–364.
2. Баженов Д.В., Баженова Л.А., Римский-Корсаков А.В. Исследование дискретных составляющих в спектре шума осевого компрессора // Физика аэродинамических шумов. М.: Наука, 1967. С. 5–16.
3. Баженов Д.В., Римский-Корсаков А.В. О вихревом звуке лопаточных машин // Акустико-аэродинамические исследования. М.: Наука, 1975. С. 41–45.
4. Римский-Корсаков А.В. Шум лопаточного колеса, вызываемый случайными неоднородностями набегающего потока // Акустико-аэродинамические исследования. М.: Наука, 1975. С. 72–77.
5. Гроховский Д.В. О причинах повышенных уровней вибрации на “лопастных” частотах центробежных гидромашин // Вестник машиностроения. 1985. № 3. С. 22–26.
6. Измайлов Р.А., Курзин В.Б., Окулов В.Л. Явление акустического резонанса при аэродинамическом

- взаимодействии решеток в дозвуковом потоке газа // Прикладная механика и техническая физика. 1987. Т. 28. № 1. С.20–27.
7. Боровский Б.И., Чучеров А.И., Хитрик В.Л. О спектральном составе сил, возбуждающих вибрации в турбомашинах // Изв. вузов. Авиац. техника. 1986. № 3. С. 42–44.
8. Хитрик В.Л. Об акустическом резонансе в турбомашинах при аэродинамическом взаимодействии решеток в дозвуковом потоке газа // Прикладная механика и техническая физика. 1994. Т. 35. № 4. (206). С. 78–85.
9. Kurosaka M., Caruthers J.E. Coriolis Resonance within a Rotating Duct // AIAA J. 1982. V. 20. № 8. P. 1148–1150.
10. Овсянников Б.В., Боровский Б.И. Теория и расчет агрегатов питания жидкостных ракетных двигателей. М.: Машиностроение, 1986. 376 с.

On the Propagation of Sound in the Rotating Duct of a Turbine Pump

V. L. Khitrik

The propagation of sound in the rotating duct of a turbine pump is investigated theoretically using the model by Kurosaka and Caruthers [9]. The investigation covers the range of frequencies that are multiples of the impeller's revolutions per second, including the blade (vane) frequencies, which are multiples of the product of the number of impeller blades (guide vanes) by the revolutions per second, assuming that the conditions prevailing at the duct wall limit the low-velocity subsonic flow of liquid in the axial direction. Design relations involving the operating and structural parameters of a turbine pump are derived. They offer a way to determine the conditions in which a sound wave passing through the rotating duct becomes inhomogeneous and its amplitude decreases exponentially along the duct. It is shown that, when used in a centrifugal pump, a semiopen-type impeller would be more efficient than its closed-type counterpart in reducing the amplitude of vibrations at the blade (vane) frequencies.