В диффузорных зазорах $n>0$ и первое слагаемое радиальной силы (19) при больших перепадах давления может превышать силу вязкого сопротивления $F_{\mu q}$. При этом возникают автоколебания внутреннего цилиндра, что подтверждается экспериментом [I].

Обнаруженное явление самовозбуждения внутреннего цилиндра имеет важное практическое значение и показывает, что в конструкциях, где цилиндрические щели используются как демпферы, нужно предотвращать возможность образования диффузорности.

Литература

I. Марцинковский В.А. Гидродинамика и прочность центробежных насосов. М., "Машиностроение", 1970.

2. Hsu J.C., Burton R.A. A study of the interactions of turbulent shear flow and displacement flow between parallel walls. „ASLE Trans.", 1968, 11, N3, 191-195.

3. Y. Yamada. Resistance of a flow through an annulus with an inner rotating cylinder. „Bulletin of JSME", 1962, 5, N18, 302-310.

В.А.Марцинковский

ПРОТЕЧКИ ЧЕРЕЗ КОЛЬЦЕВОЙ ЗАЗОР С ПОДВИЖНЫМИ СТЕНКАМИ

Вычислим расход вязкой несжимаемой жидкости через короткий кольцевой канал при турбулентном течении (рисунок и основные обозначения те же, что и в работе [I]. Внутренний и внешний цилиндры вращаются с частотами ω_1 и ω_2; вектор эксцентриситета вращается с частотой Ω, а его амплитуда изменяется по гармоническому закону с частотой ν.

В работе [I] на основании приближенного вычисления инерционных членов в уравнениях Рейнольдса для турбулентного течения получена формула (13) для средней по толщине канала осевой скорости. Ограничиваясь рассмотрением каналов с постоянным по длине зазором (без конусности), формулу для осевой скорости можно привести к виду

$$w=\left[\frac{\Delta p h_0^2}{\mu \ell k_1}\gamma^{1/2}+\frac{\ell U}{2h_0\gamma}+\frac{\rho \ell h_0 \dot U}{2\mu k_1\gamma^{1/2}}\right]\times$$

$$\times\left\{1-\frac{\rho h_0^2}{\mu k_1\gamma^{1/2}}\left[\dot\varepsilon\cos\varphi-\varepsilon(2\bar\omega+\omega_*-\Omega)\sin\varphi\right]\right\}^{-1}, \qquad (1)$$

где $U=\bar\omega h_0\left(\theta\varepsilon\sin\varphi-\frac{\dot\varepsilon}{\bar\omega}\cos\varphi\right)$; $\bar\omega=\frac{\omega_1+\omega_2}{2}$; $\omega_*=0{,}29\frac{\omega_1-\omega_2}{2}$,

$\theta=1-\frac{\Omega}{\bar\omega}$, $\gamma=1-\varepsilon\cos\varphi$.

Полный расход через зазор в данный момент времени

$$Q=r\int_0^{2\pi} wh\,d\varphi, \qquad (2)$$

а осредненный за период изменения эксцентриситета $T=\frac{2\pi}{\nu}$

$$\tilde Q=\frac{1}{T}\int_0^T Q\,dt. \qquad (3)$$

Принимая во внимание, что второе слагаемое в фигурных скобках (1) имеет порядок 10^{-2}, и ограничиваясь малыми относительными эксцентриситетами, после интегрирования по φ получим

$$Q=Q_1+Q_2+Q_3,$$

где

$$Q_1=Q_0\left(1+\frac{3}{16}\varepsilon^2-\frac{3}{4}\frac{\rho h_0^2}{\mu k_1}\varepsilon\dot\varepsilon\right), \qquad (4)$$

$$Q_2=-\frac{1}{2}\pi r\ell h_0^3\frac{\rho}{\mu k_1}\left[\dot\varepsilon^2+\varepsilon^2\bar\omega\theta(2\bar\omega-\omega_*-\Omega)\right]; \qquad (5)$$

$$Q_3=\frac{1}{2}\pi r\ell h_0^3\frac{\rho}{\mu k_1}\left[\left(\frac{1}{2}\varepsilon-\frac{\rho h_0^2}{\mu k_1}\dot\varepsilon\right)(\ddot\varepsilon+\bar\omega\theta\Omega\varepsilon)-\right.$$

$$\left.-\frac{\rho h_0^2}{\mu k_1}\varepsilon\dot\varepsilon(\bar\omega-2\nu)(2\bar\omega+\omega_*-\Omega)\right]; \qquad (6)$$

$$Q_0=2\pi r h_0\frac{\Delta p h_0^2}{\mu k_1 \ell} \qquad (7)$$

Формула (7) дает расход через концентричный канал между вращающимися цилиндрами, а формулы (4) - (6) - расход, соответствующий текущему значению относительного эксцентриситета $\varepsilon = \varepsilon_0 \cos \nu t$.

Практический интерес представляет расход, осредненный во времени. Относя его к расходу Q_0 , после интегрирования (4) - (6) по времени получим

$$\frac{\tilde{Q}}{Q_0} = 1 + \frac{3}{32} \varepsilon_0^2 (1 - \Delta), \tag{8}$$

где
$$\Delta = 2 \frac{\rho \ell^2}{\Delta p} \left[\nu^2 + \Omega^2 + \frac{4}{3} \bar{\omega}^2 + \frac{2}{3} \omega_* (\bar{\omega} - \Omega) - \frac{7}{3} \bar{\omega} \Omega \right] \tag{9}$$

представляет поправку, обусловленную учетом инерционных членов.

В случае прямой синхронной процессии $\Omega = \omega_1$, с постоянным по величине эксцентриситетом $\varepsilon_0 \cdot (\nu = 0)$ и неподвижным внешним цилиндром $\omega_2 = 0$; $\bar{\omega} = 0{,}5\omega_1$; $\omega_* = 0{,}145\,\omega_1$;

$$\frac{\tilde{Q}}{Q_0} = 1 + \frac{3}{16} \varepsilon_0^2 (1 - \Delta_0); \quad \Delta_0 = 0{,}22 \frac{\rho \ell^2}{\Delta p} \omega_1^2 .$$

Полученные результаты показывают, что инерционные эффекты снижают расход, но влияние их мало (пропорционально квадрату относительного эксцентриситета), и это затрудняет экспериментальную проверку расчетных формул. Однако имеющиеся экспериментальные данные по замеру расхода через зазор с колеблющимся внутренним цилиндром подтверждают тенденцию к уменьшению расхода при увеличении частоты колебаний. При ламинарных течениях влияние инерционных эффектов становится еще менее заметным.

Литература

1. Марцинковский В.А. Гидродинамические характеристики цилиндрических щелевых демпферов. Статья в настоящем сборнике.