

УДК 532.516.013.2

© 1990 г.

**АНИКЕЕВ Г. И., ДОБРОВОЛЬСКИЙ В. А., КОКАРЕВА Е. А.,
КУФТОВ А. Ф., МОЛАХОВСКИЙ И. В., ПЕРМИНОВ С. М.,
ТИХОМИРОВ Ю. А.**

**ПУЛЬСАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА НЕСЖИМАЕМОЙ ВЯЗКОЙ
ЖИДКОСТИ В ДРОССЕЛЬНОМ УСТРОЙСТВЕ
ГРЕБЕНЧАТОГО ТИПА**

Дроссельное устройство гребенчатого типа является характерным элементом магистралей. Лабиринтные уплотнения — частный случай таких устройств [1]. Ввиду сложности процессов в каналах с резкими изменениями формы, к которым относится лабиринтное уплотнение, их гидродинамические характеристики определяются преимущественно экспериментально с последующей обработкой на базе одномерной модели.

Результаты этих экспериментов, касающихся в основном оценки коэффициентов сопротивления лабиринтных уплотнений различных типов, обобщены в [2]. Нестационарные параметры потока в дроссельных устройствах, интерес к которым возрастает в связи с ужесточением требований к виброакустическим характеристикам элементов магистралей, до сих пор определяются экспериментально, что является длительным, трудоемким и дорогостоящим процессом. Однако с возрастанием мощности ЭВМ и развитием вычислительных методов открывается возможность численно исследовать характеристики рабочего процесса на базе решения полного уравнения движения вязкой жидкости и оценивать вибрационное состояние системы на стадии проектирования.

В данной работе представлены результаты расчетов течения жидкости в канале типа лабиринтного уплотнения с одной и двумя ступенями дросселирования в диапазоне чисел Рейнольдса Re от $1,9 \cdot 10^4$ до $4,5 \cdot 10^5$, численно изучается нестационарная структура потока, распределение и пульсации давления на корпусе лабиринтного уплотнения. Проводится сравнение с данным натурного эксперимента.

Изучаемое лабиринтное уплотнение представляет собой прямой осесимметричный кольцевой канал, на внутренней и внешней стенках которого в шахматном порядке расположены диски. На фиг. 1 приведен эскиз двухступенчатого лабиринтного уплотнения (A — величина зазора между гребнями).

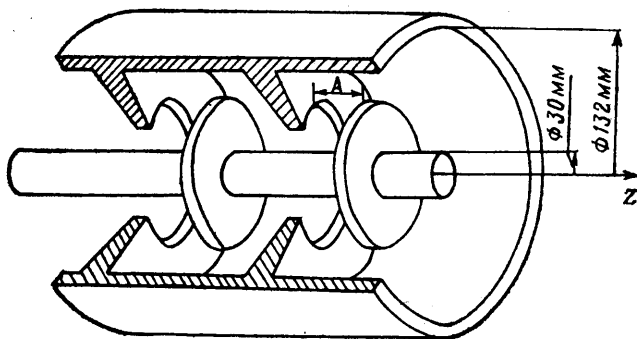
При решении задачи течения полагалось незакрученным и осесимметричным. В качестве математической модели были взяты нестационарные уравнения Навье — Стокса в цилиндрической системе координат в переменных функция тока — вихрь

$$\omega_t + \frac{1}{R} \psi_R \omega_z - \frac{1}{R} \psi_z \omega_R + \frac{\omega}{R^2} \psi_z = \frac{1}{Re} \left(\omega_{RR} + \omega_{zz} + \frac{1}{R} \omega_R - \frac{\omega}{R^2} \right) \quad (1)$$

$$\omega = \frac{1}{R} \left(\psi_{RR} + \psi_{zz} + \frac{1}{R} \psi_R \right); \quad Re = \frac{V_0 L_0}{\nu}$$

$$VR = -\frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial z}; \quad VZ = \frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial R}; \quad \omega = \frac{\partial VZ}{\partial R} - \frac{\partial VR}{\partial z}$$

где ψ — безразмерная функция тока; ω — функция вихря; R, Z, t — безразмерные координаты и время; ν — кинематическая вязкость; L_0 — харак-



Фиг. 1

терная длина, равная ширине канала на входе; V_0 — характерная скорость, равная отношению расхода жидкости на входе к площади входного сечения; VR, VZ — комплекты скорости. Обезразмеривание физических переменных осуществлялось следующим образом (величины со знаком штрих — размерные)

$$R = \frac{R'}{L_0'}; \quad Z = \frac{Z'}{L_0'}; \quad VR = \frac{VR'}{V_0'}; \quad VZ = \frac{VZ'}{V_0'};$$

$$t = \frac{t'V_0'}{L_0'}; \quad \omega = \frac{\omega'V_0'}{L_0'}$$

Уравнение для давления, явно не входящего в систему (1), имеет вид

$$\frac{\partial^2 P}{\partial R^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial Z^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial P}{\partial R} = -2 \left(\frac{VR^2}{R^2} + \frac{\partial VR}{\partial Z} \frac{\partial VZ}{\partial R} - \frac{\partial VZ}{\partial Z} \frac{\partial VR}{\partial R} \right)$$

Численное моделирование течения жидкости в областях сложной формы целесообразно проводить в адаптивной к форме реального объекта на физической плоскости системе координат (ξ, η) . В работе для построения адаптивной расчетной сетки используется квазилинейная система уравнений эллиптического типа

$$\begin{aligned} \alpha R_{\xi\xi} + 2\beta R_{\xi\eta} + \gamma R_{\eta\eta} &= -J^2(\theta R_{\xi} + QR_{\eta}) \\ \alpha Z_{\xi\xi} + 2\beta Z_{\xi\eta} + \gamma Z_{\eta\eta} &= -J^2(\theta Z_{\xi} + QZ_{\eta}) \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \alpha R_{\eta}^2 + Z_{\eta}^2; \quad \gamma &= R_{\xi}^2 + Z_{\xi}^2 \\ \beta &= Z_{\xi}Z_{\eta} + R_{\xi}R_{\eta}; \quad J = Z_{\xi}R_{\eta} - Z_{\eta}R_{\xi} \end{aligned}$$

Коэффициенты в правых частях системы (2) позволяют уплотнять узлы расчетных сеток в местах наибольших градиентов функции.

В адаптивной системе координат (ξ, η) уравнение Навье — Стокса (1) принимает вид

$$\begin{aligned} \omega_t + \frac{1}{RJ}(\psi_{\eta}\omega_{\xi} - \psi_{\xi}\omega_{\eta}) - \frac{\omega}{R^2J}(\psi_{\eta}R_{\xi} - \psi_{\xi}R_{\eta}) &= \\ = \frac{1}{\text{Re}} \left\{ \frac{1}{J^2}(\alpha\omega_{\xi\xi} - 2\beta\omega_{\xi\eta} + \gamma\omega_{\eta\eta}) - \frac{\omega}{R^2} + \frac{1}{RJ}(\omega_{\eta}R_{\xi} - \omega_{\xi}R_{\eta}) + \right. \\ \left. + \frac{1}{J^3}[(\omega_{\xi}Z_{\eta} - \omega_{\eta}Z_{\xi})S + (\omega_{\eta}R_{\xi} - \omega_{\xi}R_{\eta})K] \right\} \\ \omega &= \frac{1}{R} \left\{ \frac{1}{J^2}(\alpha\psi_{\xi\xi} - 2\beta\psi_{\xi\eta} + \gamma\psi_{\eta\eta}) + \frac{1}{RJ}(\psi_{\xi}R_{\eta} - \psi_{\eta}R_{\xi}) + \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{J^3} [(\psi_\xi Z_\eta - \psi_\eta Z_\xi) S + (\psi_\eta R_\xi - \psi_\xi R_\eta) K] \} \\
& S = \alpha R_{\xi\xi} - 2\beta R_{\xi\eta} + \gamma R_{\eta\eta}; \quad V_\xi = \frac{1}{RJ} \psi_\eta \\
& K = \alpha Z_{\xi\xi} - 2\beta Z_{\xi\eta} + \gamma Z_{\eta\eta}; \quad V_\eta = \frac{1}{RJ} \psi_\xi
\end{aligned} \tag{3}$$

Граничные условия для системы уравнений (3) формируются следующим образом.

На твердых границах ставится условие прилипания, т. е. $V_\xi = V_\eta = 0$, приводящее к граничным условиям для функции тока и вихря [3]

$$\psi = \text{const}; \quad \omega = \frac{\gamma}{J^2 R} 2\Delta\psi$$

На выходе из лабиринта ставились условия, аналогичные приведенным в [4], которые в адаптивной системе координат принимают вид

$$\frac{\partial V_\eta}{\partial t} = \frac{\partial V_\eta}{\partial \xi}; \quad \frac{\partial \omega}{\partial Z} = \frac{\partial \omega}{\partial \xi}$$

Такие условия не оказывают влияния вверх по потоку, т. е. не вызывают эффектов отражения от выходной границы [5, 6].

При постановке задачи не исключалась возможность, что виброактивность лабиринтного уплотнения может определяться не процессами вихреобразования внутри лабиринтного уплотнения, а гидродинамическими процессами в подводящих трубах. Поэтому для большего приближения расчета к естественным условиям полагалось, что на входе в лабиринтное уплотнение установлена прямая кольцевая труба (канал) с наружным и внутренним радиусами, равными соответственно радиусам лабиринтного уплотнения, и приведенной длиной 6,28. Труба покрывалась расчетной сеткой 65×49 . На входе в прямую кольцевую трубу задавался пуазейлевский профиль скорости

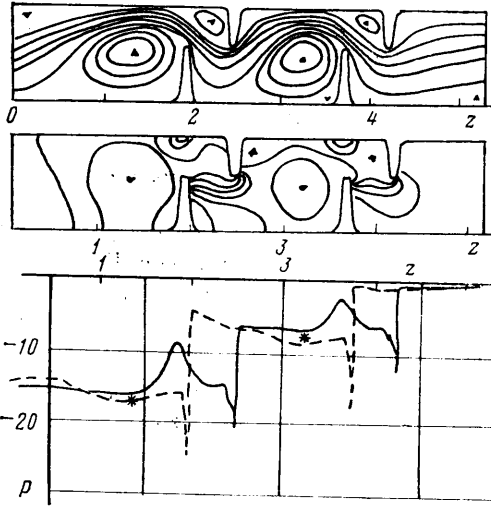
$$VZ = AR^2 + B(2 \ln R - 1) + \frac{1}{R}(C+B)$$

Коэффициенты A, B, C определялись из условия, что на жестких границах скорость равна нулю, а средняя скорость на входе, определяемая отношением расхода жидкости через входное сечение к площади этого сечения, равна константе. Остальные граничные условия аналогичны рассмотренным выше.

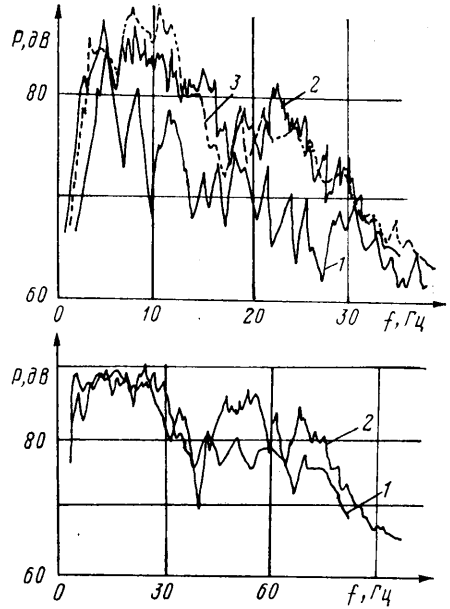
Как показали расчеты, во входном канале вне зависимости от начальных условий устанавливается нестационарный вихревой режим течения, свойства и характеристики которого подробно рассмотрены в [5, 6].

Система уравнений (3) решалась явным конечно-разностным методом, на сетке с числом узлов 81×49 для одноступенчатого и 129×49 — для двухступенчатого лабиринтного уплотнения. Временная производная аппроксимировалась односторонними разностями вперед по времени. В расчете использовался шаг по времени, равный $\Delta t = 3 \cdot 10^{-3}$ ед. безразмерного времени. Производные по пространственным переменным для вязких членов аппроксимировались центральными разностями на девяти-точечном шаблоне. Конвективные члены уравнения аппроксимировались схемами с демпфированием [7]. Итерационная точность решения уравнения Пуассона для функции тока составляла $\sim 10^{-7}$, при этом максимальная невязка решения уравнения Пуассона не превышала 10^{-3} . Различие значений функции тока и вихря при удвоении числа узлов расчетной сетки не превышало 3%. Расчет проводился на 32-разрядной ЭВМ с двойной точностью.

Для повышения скорости сходимости итерационной процедуры решения уравнения Пуассона для функции тока использовался метод вложенных сеток [8, 9]. В этом методе при решении разностных уравнений используется последовательность



Фиг. 2



Фиг. 3

сеток с возрастающей в геометрической прогрессии длиной шага. Ускорение итерационного метода происходит за счет эффективного сглаживания составляющих погрешности с длиной волны, соизмеримой с размером шага на данной подсетке. Более подробно применение метода вложенных сеток для данного класса задач описано в работе [6].

Расчеты проводились для элементов лабиринтного уплотнения с одной и двумя ступенями дросселирования при числах $Re=1,9 \cdot 10^4$; $4,5 \cdot 10^4$; $9,0 \cdot 10^4$; $4,5 \cdot 10^5$.

За перегородками при всех рассмотренных режимах течения образуются зоны возвратного течения. Их максимальный размер соизмерим с размером внутренних перегородок. С течением времени вихревые структуры в застойных зонах пульсируют, но не срываются вниз по потоку. Вихри из подводящей трубы при этом диссипируют, передавая возмущение вниз по течению. На фиг. 2 приведена мгновенная картина течения в изолиниях функции тока в лабиринтном уплотнении при $Re=19\ 250$ и величине зазора 23 мм.

В нижней части фиг. 2 приведено усредненное по времени поле давления в изобарах и распределение давления по корпусу лабиринтного уплотнения (сплошная линия — вдоль внешней поверхности, штриховая линия — вдоль внутренней, точки — данные эксперимента).

Область минимального давления расположена за большой перегородкой, ее расположение определяется формой дроссельного устройства. Максимальное падение давления в лабиринтном уплотнении происходит при «ударе» потока о переднюю кромку каждой перегородки и частично восстанавливается ниже по течению. На фиг. 2 нанесены также экспериментально полученные величины давления. Видно хорошее совпадение данных экспериментов и расчета.

Численное моделирование позволило определить размеры области дросселирования (области срабатывания давления). Из фиг. 2 видно, что продольный размер области между ступенями, где давление постоянно, может быть сокращен при сохранении выходных характеристик дроссельного устройства, что весьма актуально при компоновке многоступенчатого дросселя.

При данной величине зазора между гребнями изменение числа ступеней дросселирования не приводит к качественному изменению структуры

лотока. Вниз по течению около каждой последующей ступени образуются аналогичные рассмотренным выше (фиг. 2) вихревые структуры.

Для изучения виброакустических характеристик дроссельных устройств на фиг. 3 приведены экспериментальные и расчетные спектрограммы пульсаций давления на корпусе исследуемых устройств (1 — расчетная кривая; 2 — эксперимент для дросселя; 3 — эксперимент для подводящей трубы).

Эксперимент проводился в одно- и двухступенчатых лабиринтных уплотнениях, а также в кольцевой трубе. Внутренние и внешние радиусы моделей равнялись 15 и 66 мм. Температура жидкости (вода) 5 С. В ходе эксперимента замерялись пульсационные составляющие давления жидкости на стенках моделей пьезодатчиками пульсации давления, имеющими чувствительность 6–8 мкВ/Па. Точки расположения датчиков указаны на фиг. 2, 1, 2, 3. Определялся статический перепад давления. Модели виброизолировались, а возмущения от активных источников, а также генерируемые поворотами подводящих труб гасились. Погрешность эксперимента составляла 5%.

При сравнительном анализе спектрограмм пульсации давления (верхняя часть фиг. 3) отмечено, что для лабиринтного уплотнения с зазором 23 мм наблюдается, во-первых, хорошее совпадение экспериментальных и расчетных данных в области низких частот, что свидетельствует об адекватности принятой модели в низкочастотной области спектра; во-вторых, очевидно, что при данной величине зазора виброакустическая активность устройства определяется «собственными» гидродинамическими пульсациями подводящих труб; в-третьих, при данной величине зазора лабиринтное уплотнение не вносит в поток собственных источников пульсаций.

Расчеты при больших числах Рейнольдса (до $4,5 \cdot 10^6$) показали, что картина течения существенно не изменилась; увеличивается амплитуда пульсаций всех параметров. Геометрическое положение зон возвратного течения остается практически постоянным, пульсируют лишь их размеры и интенсивность.

Как показали данные расчета и эксперимента, уменьшение величины зазора (до 17 мм) приводит к существенному изменению вихревой структуры течения. В лабиринте начинаются процессы собственного вихреобразования, что существенно меняет спектральные характеристики течения. На нижней части фиг. 3 приведен спектр пульсации давления при зазоре 17 мм. Расчеты и эксперимент показали, что спектр расширяется почти в 3 раза за счет собственных процессов вихреобразования в лабиринтном уплотнении при неизменных числах Рейнольдса и структуре течения в подводящей трубе. Таким образом, при больших величинах зазора виброактивность определяется пульсациями течения в подводящей трубе, при малых — собственным процессом вихреобразования в дросселе.

В результате численного моделирования показано, что течение в лабиринтном уплотнении определяется крупномасштабными вихревыми структурами, ответственными за низкочастотные пульсации гидродинамических параметров течения.

Оценено вибрационное состояние устройства и даны практические рекомендации по улучшенной компоновке многоступенчатого дросселя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Байбиков А. С., Карзахьян В. К. Гидродинамика вспомогательных трактов лопастных машин. М.: Машиностроение, 1982. 113 с.
2. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1975. 559 с.
3. Роуч П. Дж. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980. 616 с.
4. Люгт Х., Хослинг Г. Ламинарный поток за плоской пластинкой, обтекаемой под разными узлами атаки // Численные методы в механике жидкостей. М., Мир, 1973. С. 269.

5. Генкин М. Д., Добровольский В. А., Перминов С. М. Крупномасштабные структуры и хаос течения вязкой несжимаемой жидкости в трубе кольцевого сечения // ЖТФ. 1987. Т. 57. № 9. С. 1799–1804.
6. Аникеев Г. А., Генкин М. Д., Добровольский В. А. и др. Численное моделирование нестационарных процессов в осесимметричных каналах сложной геометрической формы: Препринт № 178. М.: Ин-т общ. физики АН СССР, 1987. 57 с.
7. Толстых А. И. О неявных схемах повышенной точности для систем уравнений // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1981. Т. 21. № 2. С. 339–354.
8. Брандт А. Расчеты многосеточным адаптивным методом в гидродинамике // Ракетная техника и космонавтика. 1980. Т. 18. № 10. С. 18–29.
9. Brandt A. Multy-Level adaptiv solutions to boundary value problem // Math. Comput. 1979. V. 31. № 138. P. 33–390.

Москва

Поступила в редакцию
15.II.1988