

03

Вынужденные колебания оболочек тел вращения, обтекаемых вязкой жидкостью

© С.М. Аульченко, В.О. Каледин, Ю.В. Шпакова

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича
СО РАН, Новосибирск

Новокузнецкий филиал-институт Кемеровского государственного
университета, Новокузнецк

E-mail: aultch@itam.nsc.ru

В окончательной редакции 18 сентября 2008 г.

Исследуется влияние физико-механических свойств крупногабаритных оболочек на их колебание в потоке жидкости. Как известно [1], в качестве средства управления потоком жидкости может быть использовано создание бегущей волны на поверхности оболочки. Гидродинамический расчет, при искусственном создании только поперечной бегущей волны [2–6], показывает потенциальную возможность существенного снижения сопротивления тела, однако условия, при которых в оболочке конечной длины может поддерживаться бегущая волна, до настоящего времени не исследованы. Закономерности, которым подчиняется бегущая волна, генерируемая в носовой части вращения, исследуются в данной работе.

PACS: 47.85.Dh

Рассмотрение поведения оболочки при обтекании потоком жидкости требует решения сопряженных задач — гидродинамики и упругого деформирования — как связанной задачи гидроупругости, которая включает в себя уравнения движения упругой оболочки

$$M\ddot{\delta} + R\dot{\delta} + K\delta = F(x, t), \quad (1)$$

где $\delta = \delta(x, t)$ — перемещение, а M , R , K — матрицы масс, демпфирования, жесткости оболочки и уравнения Навье–Стокса:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u}\Delta\mathbf{u}) = -\nabla p + \frac{1}{\text{Re}} \Delta\mathbf{u}, \quad \text{div } \mathbf{u} = 0, \quad (2)$$

где \mathbf{u} — вектор скорости течения, p — давление, t — время, Re — число Рейнольдса.

Совместное движение потока и оболочки определяется системой дифференциальных уравнений (1)–(2), которая интегрируется в прямоугольной области (размером 7×3) хорды обтекаемого тела (ее длина в нормированных переменных равнялась единице) с начальными

$$\mathbf{u}(x, r, 0) = \mathbf{U}_\infty$$

и краевыми условиями

$$\mathbf{u}(x, r, t) = \mathbf{U}_\infty$$

на левой и верхней границе расчетной области, $\partial \mathbf{u}(x, r, t) / \partial t = 0$ на ее правой границе, $u_n(x, r_0, t) = \partial \delta_n / \partial t$ и $u_s(x, r_0, t) = \partial \delta_s / \partial t$ на поверхности оболочки.

Здесь оболочка и поток жидкости отнесены к цилиндрической системе координат (x, r) , в которой x — ось симметрии; r_0 — радиус оболочки, $u_n(x, r_0, t)$ — нормальная, а $u_s(x, r_0, t)$ — касательная компоненты вектора скорости на поверхности тела. Нормальные δ_n и меридиональные δ_s перемещения оболочки определяются уравнением движения (1), правая часть которого содержит давление p , вычисляемое из уравнения (2). Решение сопряженной задачи было проведено для чисел Рейнольдса $Re = 10^4$ и $Re = 10^5$.

Методика решения сопряженной разностной задачи строилась на основе совместного использования пакета программ „Композит-2005“ и программы интегрирования уравнений Навье–Стокса, основанной на принципах метода „крупных частиц“ [2,7,8]. В конечном счете интегрирование уравнений (1)–(2) с соответствующими начальными и граничными условиями сводилось к решению систем разностных уравнений в узлах расчетной сетки путем последовательного выполнения шагов по времени. На каждом шаге вначале выполнялось интегрирование уравнений движения оболочки с помощью неявной разностной схемы по времени. Полученные перемещения, определяющие текущую форму границы, и скорость движения границы потока передавались в программу, интегрирующую уравнения Навье–Стокса, в которой вычислялись давления для текущего временного шага. Затем рассчитанное давление использовалось для получения перемещений на следующем шаге по времени.

Предварительно был проведен анализ качественной картины осесимметричных колебаний оболочки конечной длины при действии на ее кромке силы, изменяющейся во времени по гармоническому закону в сравнении с решением задачи о распространении упругой волны в

оболочке бесконечной длины, рассмотренной в работе [9], в которой при некоторых упрощающих предположениях получено дисперсионное уравнение (зависимость фазовой скорости упругой волны c_f от волнового числа $\eta = 2\pi/\lambda$):

$$\left(1 - \frac{1-\nu}{3} c_0^2\right) \left(1 + \frac{k^2 \eta^4}{12} - \frac{1-\nu}{3} c_0^2 \eta^2\right) - \nu^2 = 0, \quad (3)$$

где $c_0 = c_f \sqrt{\frac{3\rho}{2G}}$ — безразмерная фазовая скорость, G , ν , ρ — модуль сдвига, коэффициент Пуассона и плотность материала, k — отношение толщины оболочки к ее радиусу. Решение задачи (1) показало качественное отличие колебаний оболочки конечной длины от распространения волн в неограниченно длинной оболочке. Прежде всего, эффект бегущей волны не возникает при нулевом коэффициенте демпфирования, который был принят в работе [9]. Происходит отражение волны от задней кромки во всем диапазоне волновых чисел. В случае оболочки длиной 1 м этот коэффициент должен быть не менее 0.2. Расчет колебаний тонкой оболочки ($k = 0.01$) дает безразмерную фазовую скорость, согласующуюся с решением уравнения (3) только по порядку величины, но обнаруживающую существенные отличия в дисперсионной кривой. При равенстве меридионального и окружного модулей упругости $E_s = E_\theta$ фазовая скорость практически постоянна, а дисперсионные кривые для ортотропной оболочки зависят от соотношения модулей упругости E_s и E_θ , и при увеличении модуля E_s в 10 раз зависимость фазовой скорости от волнового числа становится заметнее. При ненулевом коэффициенте демпфирования также зафиксировано отражение волны от задней кромки, но уже для больших волновых чисел. Так, при коэффициенте демпфирования 0.2, волновом числе 50 и выше бегущая волна распадается из-за отражений, и колебания имеют довольно сложную картину, искаженную наличием стоячих волн. Коротковолновые колебания меньше затухают вдоль оси оболочки и больше подвержены отражению от задней кромки, что требует специального введения в конструкцию демпфера на задней кромке, который должен эффективно гасить короткие волны. Расчеты показали, что при увеличении коэффициента демпфирования как фазовая скорость, так и длина затухания бегущей волны уменьшаются, при этом волна не достигает кромки оболочки. В таком случае бегущая волна возбуждается не на всей оболочке. При сильном уменьшении коэффициента

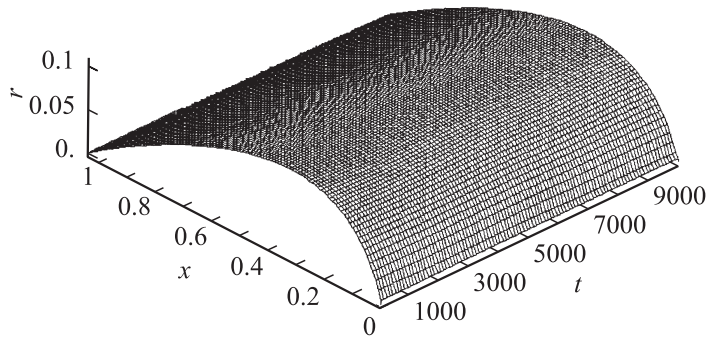


Рис. 1. Форма оболочки как функция x и t (на графике масштаб времени увеличен в 10^4) при обтекании ее вязкой жидкостью, числе Рейнольдса $Re = 10^4$, без возмущающей силы.

демпфирования (менее 0.15) происходит обратная ситуация: фазовая скорость увеличивается, а длина бегущей волны выходит за длину оболочки, что приводит к отражению данной волны от кромки и к появлению стоячих волн. Поэтому оптимальным является варьирование коэффициента демпфирования от 0.2 до 0.3. Такие значения коэффициента могут быть получены, например, в трехслойной оболочке с пенопластовым наполнителем. Кроме того, роль демпфера также может играть жидкость при условии, что фазовая скорость бегущей волны в корме выше, чем скорость потока, что и предполагается согласно [6].

На основе проведенных предварительных исследований для решения сопряженной задачи, в которой можно ожидать появления бегущей волны, были выбраны следующие физико-механические параметры материала оболочки: толщина 0.015 м, модули упругости $E_s = 20\,000$ Па, $E_n = E_\theta = 100$ Па, коэффициенты Пуассона $\nu_s = 0.1$, $\nu_n = \nu_\theta = 0$, плотность $\rho = 8000$ кг/м³. Оболочка армирована под углом 45°. Частота возмущающей силы — 100, амплитуда — 1000.

На рис. 1 представлена форма оболочки как функция x и t (на графике масштаб времени увеличен в 10^4) при обтекании ее вязкой жидкостью, числе Рейнольдса $Re = 10^4$, без возмущающей силы. На рис. 2 и 3 приведены радиальные перемещения и форма оболочки при обтекании ее той же жидкостью при наличии возмущающей силы, приложенной по нормали вблизи носка тела. Видно, что, формируется бегущая волна, не гаснущая в нормальных перемещениях. Средние

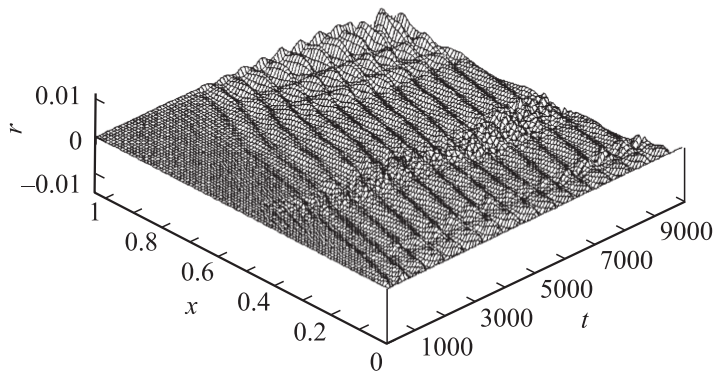


Рис. 2. Радиальные перемещения оболочки как функция x и t при обтекании ее вязкой жидкостью при наличии возмущающей силы, приложенной по нормали вблизи носка тела.

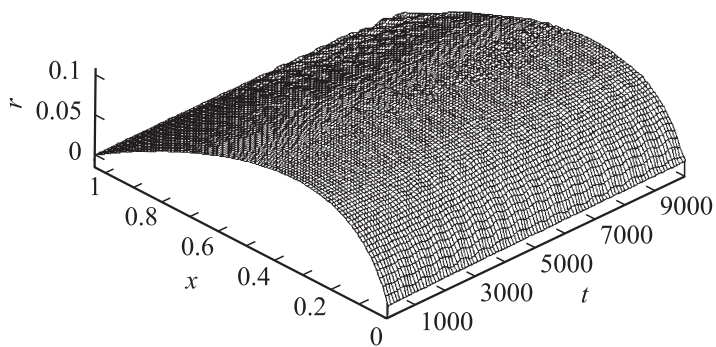


Рис. 3. Форма оболочки как функция x и t при обтекании ее вязкой жидкостью при наличии возмущающей силы, приложенной по нормали вблизи носка тела.

амплитуды нормальных и радиальных перемещений близки и равны ~ 0.006 . Ликвидация некоторой нерегулярности в поведении бегущей волны требует в дальнейшем использования оболочек с переменной по длине жесткостью. Увеличение числа Рейнольдса на порядок сохраняет качественно ту же картину колебаний оболочки, но амплитуды нормальных и радиальных перемещений уменьшаются до ~ 0.002 .

Заключение. Для реализации бегущей волны в оболочке конечной длины необходим специальный подбор физико-механических параметров оболочки, обеспечивающих рассеяние энергии волны при ее прохождении от передней кромки к задней. С этой целью можно предусмотреть в оболочечной конструкции специальные демпфирующие слои.

Особенностью волновых процессов в корпусных конструкциях является отражение волн от кромок оболочки, приводящее к распаду бегущей волны и формированию сложной картины, обусловленной стоячими волнами, что тоже должно учитываться при выборе свойств покрытия.

Оболочки переменной по длине жесткости в принципе могут обеспечить такую фазовую скорость бегущей волны вдоль меридиана, чтобы на начальном участке передать энергию от жидкости к упругому покрытию и таким образом сохранить ее в виде энергии упругих колебаний, а в кормовой части восстановить импульс в жидкости.

Авторы выражают благодарность Е.А. Седовой за помощь в проведении расчетов колебаний оболочки.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 06-01-00004а.

Список литературы

- [1] Меркулов В.И. Управление движением жидкости. Новосибирск: Наука, 1981.
- [2] Аульченко С.М. // ИФЖ. 2003. Т. 76. № 6. С. 24–28.
- [3] Аульченко С.М. // ИФЖ. 2005. Т. 78. № 3. С. 193–195.
- [4] Аульченко С.М. // ИФЖ. 2006. Т. 79. № 5. С. 109–111.
- [5] Аульченко С.М., Каледин В.О., Решетникова Е.В., Аникина Ю.В. // Краевые задачи и математическое моделирование: Сб. тр. 9-й Всероссийской научной конференции. Новокузнецк: НФИ Кем ГУ, 2006. С. 8–14.
- [6] Аульченко С.М., Каледин В.О., Аникина Ю.В. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. В. 17. С. 83–88.
- [7] Гуцин В.А., Щенников В.В. // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1974. Т. 14. № 2. С. 512–520.
- [8] Белоцерковский О.М., Гуцин В.А., Щенников В.В. // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1975. Т. 15. № 1. С. 197–207.
- [9] Горшков А.Г., Пожуев В.И. Стационарные задачи динамики многослойных конструкций. М.: Машиностроение, 1992. 224 с.