

01; 08

© 1992

„ОТПИРАНИЕ“ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

И.А. Колмаков, И.И. Попов, В.В. Самарцев

Известно [1, 2], что волноводы обладают набором критических частот, в силу чего волны с частотами ниже критических являются нераспространяющимися для данного волновода — волновод „заперт“ для них. Наличие критических частот затрудняет неискаженную передачу информации по волноводам, приводит к ограничениям на спектр используемых для передачи сигналов нормальных волн и т. п. или просто делает невозможным передачу сигнала на той или иной частоте. Указанные и иные обстоятельства свидетельствуют о важности решаемой в данном сообщении задачи об „отпирании“ волновода для какой-либо частоты или частотного диапазона, а также для ряда прикладных вопросов.

Ограничимся рассмотрением акустических волноводов, хотя, вследствие того что „отпирание“ имеет кинематический характер, результаты, аналогичные рассмотренным, справедливы и для других областей (например, физики плазмы, оптики). Сущность эффекта отпирания волновода и сам способ его осуществления просты и могут быть легко реализованы на практике. Отпирание волновода осуществляется созданием движения среды, заполняющей волновод, при условии, что „источник“, генерирующий волны, распространяющиеся в волноводе, неподвижен относительно него. Таким источником может быть, например, акустический излучатель, расположенный неподвижно на внешней поверхности волновода (в этом случае звук вводится через стенку волновода бесконтактно) или внутри волновода (контактное введение звука). Действительно, в этих условиях движение среды изменяет длину волны в волноводе, что и приводит к отпиранию его для той же частоты, для которой при неподвижной среде он был заперт.

Для получения значений параметров, характеризующих волновод с движущейся средой, рассмотрим распространение волн в цилиндрическом волноводе радиуса a с жесткими стенками, заполненного движущейся вдоль его продольной оси x со скоростью u средой. Волновое уравнение задачи в лабораторной цилиндрической системе координат в линейном приближении имеет вид:

$$\tilde{\gamma}^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho'}{\partial r} + \frac{\partial^2 \rho'}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \rho'}{\partial \varphi^2} - \tilde{c}^{-2} \left(\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} + 2u \frac{\partial^2 \rho'}{\partial t \partial x} \right), \quad (1)$$

где $\tilde{\gamma}^2 = 1 - \tilde{\beta}^2$, $\tilde{\beta} = u \tilde{c}^{-1}$; $\tilde{c} = c_0 \pm u$; c_0 — скорость звука в неподвижной среде; ρ' — акустическое давление; φ — угловая координата

(здесь и далее „волнистая“ линия над символом означает зависимость от U).

Решение уравнения (1):

$$P' = J_0(\tilde{m}r) \exp\{i(\omega t - \tilde{\eta}x)\} \cdot \cos \varphi e. \quad (2)$$

Ограничимся случаем радиальной симметрии волнового поля ($l=0$). Тогда вместо (2) запишем:

$$P' = J_0(\tilde{m}r) \exp\{i(\omega t - \tilde{\eta}x)\}, \quad (3)$$

$$\text{где } \tilde{m}^2 = \tilde{k}^2 - 2U\tilde{c}\tilde{k}\tilde{\eta} - \tilde{\eta}^2\tilde{\eta}, \quad (4)$$

а $J_0(\tilde{m}r)$ — функция Бесселя.

Из уравнения (4) находим значения $\tilde{\eta}$:

$$\tilde{\eta} = \tilde{\eta}^{-2} \left[-U\tilde{c}\tilde{k} \pm \sqrt{\tilde{k}^2 - (1 - U^2\tilde{c}^{-2})\tilde{m}^2} \right]. \quad (5)$$

Критические значения частот определяются с помощью (5) из условия $\tilde{\eta} = 0$ и равны:

$$\omega_i = c_0(1 \pm U c_0^{-1}) m_i = \omega_0(1 \pm U c_0^{-1}), \quad (6)$$

где $\omega_0 = c_0 m_i$ — критические частоты при $U=0$, значения $m_i = a^{-1}(0, 3.83, 7.02, \dots)$ находятся из условия отсутствия радиальных колебаний на внутренней стенке волновода [2].

Таким образом, согласно (6), движение среды в волноводе приводит к смещению значений критических частот на величину, пропорциональную скорости такого движения:

$$(\omega_i - \omega_0) \omega_0^{-1} = (\Delta\omega) \omega_0^{-1} = \beta.$$

Следовательно, критические при $U=0$ значения частот путем создания движения среды в волноводе становятся частотами распространяющихся волн.

Возможность „открывания“ волноводов может иметь многочисленные применения. Коротко остановимся на одном из них — использовании эффекта „открывания“ волновода в расходомерии. Принцип работы ранее неизвестного в расходомерии „волноводного“ расходомера может состоять в следующем. В отсутствие течения среды в трубопроводе зондирующая частота имеет значение, соответствующее одной из критических частот; трубопровод „заперт“, и это обстоятельство фиксируется максимумом радиальной компоненты скорости ($U=0$). При появлении течения ($U \neq 0$) трубопровод-волновод „открывается“, волна становится распространяющейся вдоль трубопровода и регистрируется приемным устройством, предназначенным для регистрации нормальных волн. Затем сигнал с приемного устройства поступает на генератор колебаний с перестраиваемой частотой

и в трубопроводе создается новая зондирующая частота, равная частоте запираания при существующей скорости течения U . Значение расхода через трубопровод $Q = S \cdot U$ ($S = \pi a^2$) определяется по значениям частот запираания (т. е. первоначальной ω_0 при $U=0$ и последующей при $U \neq 0$) и равно:

$$Q = \pi a^2 c_0 (\omega_1 - \omega_0) \omega_0^{-1}.$$

Основные преимущества такого расходомера перед существующими в настоящее время ультразвуковыми расходомерами [3] состоят в возможности измерения малых скоростей течения сред $U < 10^{-2} + 10^{-3}$ м/с (что весьма существенно, так как с помощью ультразвуковых расходомеров возможно измерение скоростей течения с удовлетворительной погрешностью не менее 1 м/с), в высокой точности измерения скоростей (расхода), в том что измеряемой величиной является частота.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] И с а к о в и ч М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. 495 с.
- [2] Ультразвук. Маленькая энциклопедия / Под ред. И.П. Голяминой. М.: Советская энциклопедия, 1979. 400 с.
- [3] К и я с б е й л и А.Ш., И з м а й л о в А.М., Г у р е в и ч В.М. Частотно-временные ультразвуковые расходомеры и счетчики. М.: Машиностроение, 1984. 127 с.

Поступило в Редакцию
4 ноября 1992 г.