СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Капустин А.П.* Дегазация жидкости в ультразвуковом поле // ЖТФ. 1954. Т. 24. В. 6. С. 1008–1012.
2. *Капустина О.А.* Дегазация жидкостей // Физические основы ультразвуковой технологии / Под ред. Розенберга Л.Д. М.: Наука, 1970. С. 253–337.
3. *Миронов М.А.* Рост парового пузырька в ультразвуковом поле // Акуст. журн. 1976. Т. 22. № 4. С. 568–575.
4. *Медников Е.П.* Акустическая коагуляция и осаждение аэрозолей. М.: Изд-во АН СССР, 1963.
5. *Немцов Б.Е., Эйдман В.Я.* Коллективный эффект конденсации капель под действием звука // Акуст. журн. 1989. Т. 25. № 5. С. 882–886.
6. *Котюсов А.Н., Немцов Б.Е.* Неустойчивость равномерного распределения твердых частиц в потоке газа // Изв. вузов. Радиофизика. 1990. Т. 33. № 12. С. 1230–1236.
7. *Нигматуллин Р.И.* Динамика многофазных сред. Т. 1. М.: Наука, 1987.
8. *Котюсов А.Н., Немцов Б.Е., Орлова Е.Е.* О механизме коалесценции пузырьков газа, движущихся в вязкой жидкости // ЖПМТФ. 1992. № 2.

Нижегородский научно-исследовательский радиофизический институт

Поступило в редакцию 17.06.91

УДК 534.222

А.А. Мазаников

ОБ ИЗМЕРЕНИИ СКОРОСТЕЙ НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНЫХ ВОЛНОВОДАХ

Измерение скоростей и амплитуд нормальных волн в однородных по трассе волноводах рассматривалось в ряде работ [1–3]. Для их измерения использовался эффект Доплера, обусловленный взаимным перемещением приемника и источника. При возбуждении гармоническим источником доплеровские смещения частоты обратно пропорциональны фазовым скоростям нормальных волн, что позволяет определить скорости и амплитуды при помощи спектрального анализа.

Возможность измерения параметров нормальных волн в неоднородных волноводах исследовалась в работах [4, 5].

Согласно [4], если неоднородность волновода может быть описана линейным по трассе изменением продольных волновых чисел, доплеровские смещения частоты также линейно изменяются. Поэтому вместо дискретных спектральных компонент, соответствующих нормальным волнам в однородном волноводе, возникает набор ЛЧМ-сигналов. Параметры этих сигналов (средняя частота, девиация, амплитуда спектральных компонент) связаны соответственно со средним значением скорости нормальных волн на исследуемом участке волновода, величиной ее изменения и амплитудой волн. В работе [5] для определения скоростей нормальных волн использовалось вычисление текущих спектров, изменяющихся по трассе волновода в соответствии с изменением скоростей и амплитуд.

Рассмотрим двумерный волновод $\{-\infty < x < \infty, 0 \leqslant z \leqslant H(x)\}$, внутри которого удовлетворяется уравнение Гельмгольца с зависящим от x и z волновым числом $k = \omega/c\,(x, z)$.

Экспоненциальное затухание, связанное с поглощением и утечкой энергии через границы волновода, учитывать не будем. В связи с этим границы волновода считаем абсолютно отражающими (большей конкретизации граничных условий не требуется). В сечении $x = 0$ расположен монохроматический источник звука частотой ω_0, приемник равномерно движется вдоль координаты x при $z = z_0$ со скоростью V (излучатель и приемник можно поменять местами).

Давление p на приемник будет

$$p(t) = \sum_n A_n(Vt)\,\psi_n(Vt, z_0)\exp\left[i\varphi_n(Vt) - i\omega_0 t\right],$$

где $\psi_n(x, z)$ – собственные функции поперечного сечения для волновода сравнения в сечении x (эти собственные функции могут быть выбраны вещественными), $A_n(x)$ и $\varphi_n(x)$ – текущие амплитуды и фазы нормальных волн. В однородном волноводе $\varphi_n = k_n Vt$, поэтому спектр $p(t)$ состоит, в соответствии с [1–3], из набора дискретных компонент, имеющих доплеровские смещения $\omega_0 M/c_n$ относительно частоты возбуждения (c_n – скорости нормальных волн). Ширина этих компонент имеет порядок π/T, где $T = L/V$, L – длина исследуемого участка волновода. Точность измерения скоростей нормальных волн имеет в этом случае порядок $c\lambda/L$, где λ – длина волны. В неоднородном по трассе волноводе компоненты будут уширяться вследствие изменения текущего значения доплеровского сдвига, обратно попорционального величине продольной скорости нормальной волны в волноводе сравнения.

Для определения переменной по трассе составляющей продольного волнового числа введем функцию $f(t) = p(t)\exp[-iT_M(t)]$, где $T_M = \sum\limits_{m=2}^{M} a_m t^m$ – полином степени M с нулевыми коэффициентами при нулевой и первой степенях t. Рассмотрим спектр функции f

$$F = \sum_n \int_0^T A_n(Vt)\,\psi_n(Vt, z_0)\exp\{i[\varphi_n(Vt) - T_M(t)^0] + i(\omega - \omega_0)\,t\}.$$

Спектр состоит из набора компонент, соответствующих нормальным волнам, причем компоненты могут, вообще говоря, перекрываться. Величина пикового значения каждого интеграла в сумме определяется тем, насколько хорошо полином T_M аппроксимирует нелинейную часть текущей фазы φ_n. Если функции A_n и ψ_n мало меняются на участке $(0, L)$, при уменьшении ошибки пиковое значение интеграла возрастает, а ширина спектральной компоненты уменьшается, достигая в пределе значения π/T, как в однородном волноводе. Это означает, что вся энергия уширенной из-за неоднородности волновода спектральной компоненты сожмется в линию шириной π/T с соответствующим увеличением уровня.

Обработка сигнала сводится, таким образом, к подбору для каждой моды полиномиальной частотной модуляции, сжимающей спектр до "естественной" ширины (аналогично корреляционному сжатию частотно- модулированных сигналов). Может быть предложена простая "технология" обработки. Вначале вычисляется спектр сигнал f при $M = 0$. При наличии в спектре компонент шире, чем π/T, вычисляются спектры f для полиномов с $M = 2$, причем коэффициентам последовательно присваиваются значения $0, \pm\delta, \pm2\delta$ ..., где шаг δ имеет порядок T^{-2}. На плоскости (ω, a_2) для каждой моды определяются пиковые значения спектральных компонент, соответствующих нормальным волнам. Если для какой-либо компоненты при выбранном значении a_2 ширина пика больше π/T, то процедура может быть продолжена повышением степени полинома и вариацией старшего члена с дискретностью T^{-M}. По полученным значениям частот с максимумами в спектре ω_n и набором коэффициентов a_m для каждой моды могут быть определены скорости $C_n(x)$ с точностью порядка $c\lambda/L$. Для слабо неоднородных волноводов, в которых текущая фаза описывается выражением $\int k_n(x)dx$, $k_n(x)$ восстанавливается элементарно дифференцированием полинома T_M. В более сложных волноводах возникает самостоятельная задача такого восстановления вследствие существенного влияния перекачки энергии между модами на поведение текущей фазы.

Рассмотрим некоторые ограничения на применимость способа. Прежде всего должны аналогично [1–3] удовлетворяться требования разрешимости мод $L > |k_{n+1} - k_n|^{-1}$, причем носители $k_n(x)$ и $k_{n+1}(x)$ могут, вообще говоря, пересекаться, поэтому в неравенстве подразумевается средняя по исследуемому участку разность соседних волновых чисел. Для улучшения разделения мод следует применять при спектральном анализе временные окна, снижающие боковые лепестки. Требования на отсутствие экспоненциального затухания также аналогичны случаю однородного волновода. Действительно, утечка энергии из моды эквивалентна, грубо говоря, уменьшению "рабочего" участка волновода до длины порядка $(\mathrm{Im}k_n)^{-1}$, поэтому условия разрешимости мод будут иметь вид $\mathrm{Im}\,k_n < |k_{n+1} - k_n|$, а разрешающая способность уменьшается в $\mathrm{Im}\,k_n L$ раз по сравнению с волноводом без затухания, так что рассмотренные выше параметры могут быть определены, но с меньшей точностью (мнимая часть волнового числа не определяется). Специфической причиной ухудшения разрешающей способности является уширение спектра, вызванное амплитудной модуляцией из-за изменения $A_n(x)$, и в особенности $\psi_n(x, z_0)$, по трассе. Дополнительное уширение спектра (в естественных единицах π/T) имеет для волноводов с монотонным изменением параметров порядок числа переходов (вещественной) функции $\psi_n(x, z_0)$ через нуль. Это число растет с увеличением n, что ограничивает разрешающую способность для волн высоких номеров. Поэтому, по возможности, нужно выбирать z_0 так, чтобы горизонтальный разрез интересующих собственных функций был как можно более монотонным. Отметим также, что это уширение (вследствие вещественности ψ_n) симметрично относительно текущего значения доплеровских компонент.

Сравним разрешающую способность изложенного способа с вычислением текущих спектров, описанным в [5], на примере волновода с квадратичной текущей фазой $\varphi_n = k_{n0}x + \alpha_n x^2/2$ (соответствует линейному изменению продольного волнового числа $k_n = k_{n0} + \alpha_n x$ и при малых α_n – линейному изменению скоростей нормальных волн). Ширина компонент спектра давления для каждой моды будет при этом равна $\alpha_n L$, что при естественной разрешающей способности π/L составит $\alpha_n L^2/\pi$ линий в спектре. Если вычисление текущего спектра проводится на участке $l < L$ (во временной области на участке $\tau = l/V$), разрешающая способность будет π/l. Для более точного определения текущего значения доплеровского сдвига необходимо уменьшать l, при этом точность при вычислении текущего спектра будет $\alpha_n l$. Предел уменьшению l кладет естественный рост ширины линии в текущем спектре. Оптимальное значение l находится из условия $\alpha_n l = \pi/l$, откуда $l = \sqrt{\pi/\alpha_n}$. При этом разрешающая способность определения $k_n(x)$ будет равна $\sqrt{\pi/\alpha_n}$. Поскольку в изложенном выше способе разрешающая способность равна π/L, он лучше по разрешению в $\sqrt{\alpha_n L^2/\pi}$ раз. Подкоренное выражение равно числу "естественных" линий в уширенном спектре моды. Ясно, что чем сильнее проявляется неоднородность волновода, тем больше улучшение разрешающей способности.

В заключение отметим, что при обработке сигнала не используется никакой "полиномиальной" специфики – вместо приближения текущей фазы полиномами T_M можно использовать любую подходящую систему функций. Так, при наличии априорной информации о периодическом по трассе изменении $H(x)$ можно использовать систему тригонометрических функций и т.п.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Williams R.* Creating an acoustic synthetic aperture in ocean // J. Acoust. Soc. Amer. 1976. V. 60. № 1. P. 60–73.
2. *Тютекин В.В., Климов С.П., Мазаников А.А., Меркулов В.Н.* Способ измерения скоростей нормальных волн в акустических волноводах и устройство для его осуществления: А.с. 968734 СССР // Б.И. 1981. № 39. С. 3.
3. *Горская Н.В., Николаев Г.Н., Рычова Т.А., Салин Б.М.* Спектральный анализ при исследовании поля гармонических источников в акустических волноводах // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 2. С. 202–205.
4. *Комаров А.Г., Мазаников А.А.* Способ измерения скоростей нормальных волн в акустических волноводах: А.с. 1203286 СССР // Б.И. № 40. 1988. С. 3.
5. *Лазарев В.А., Петухов Ю.В.* Определение горизонтальной крупномасштабной изменчивости акустических характеристик дна океана // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 5. С. 849–854.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
07.05.91

УДК 534–15.2:550.3

Д.Г. Малюжинец, В.В. Смирнов

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ РАСЧЕТА ДАЛЬНОСТИ ПЕРЕДАЧИ МОЩНОСТИ ПО ОДНОРОДНОМУ ГЕОАКУСТИЧЕСКОМУ ТРАКТУ

Отсутствие наглядных аналитических связей и полной физической ясности во внешне, казалось бы, простых формулах, которыми пользуется широкий круг физиков и инженеров, может привести к серьезным промахам в инженерной практике. С целью получения упрощений классического локационного уравнения, в развитие ранее опубликованных идей [1, 2] разработан предлагаемый к рассмотрению приближенный метод расчета дальности.

При расчете дальности передачи акустической мощности от излучателя к приемнику через однородную поглощающую среду можно считать, что, начиная с некоторых вполне определенных расстояний, равных толщине (глубине) скин-слоя $\Delta_{\text{ск}} = 1/\beta_0$ (здесь β_0 – коэффициент затухания), влияние фактора расширения сферического фронта реальной волны по мере удаления ее от излучателя сравнительно мало сказывается на общих потерях вдоль трассы. Для этих расстояний реальную волну можно заменить эквивалентной плоской волной, а влияние фактора расширения фронта учесть в виде постоянной поправки $a_{\text{К}} = 1{,}24$ к величине затухания, заменив β_0 на $\beta_{\text{экв}} = a_{\text{К}}\beta_0$. Интенсивность эквивалентной плоской волны в сечении возбуждения ($r = 0$) при этом равна интенсивности поля реального источника, которую тот создает на расстоянии, равном одному скин-слою $\Delta_{\text{ск}} = 1/\beta_0$ без учета потерь на поглощение, т.е. при $\beta_0 = 0$. Переход к эквивалентной плоской волне позволяет разбить тракт распространения на сравнительно небольшое (в пределах двух десятков единиц) число эквивалентных скин-слоев $m_{\text{экв}}$, толщина каждого из которых равна $\Delta_{\text{ск}}^{\text{экв}} = 1/\beta_{\text{экв}}$, и получить следующую приближенную оценку ожидаемой дальности:

$$\tilde{r} \cong \Delta_{\text{ск}}^{\text{экв}} m_{\text{экв}} = \frac{cq}{f_0 a_{\text{К}}} m_{\text{экв}} = 0{,}93 \frac{cq}{f_0} \lg \frac{\Pi_r}{16\pi^2 q^2}, \tag{1}$$

где c – скорость звука, f_0 – частота поля, q – звукопроницаемость среды – безразмерная величина, обратная пространственному логарифмическому декременту затухания, $\Pi_r = (P_{\text{И}}^{\text{А}}/P_{\text{П}}^{\text{А}})K_{\text{И}}K_{\text{П}}$ – энергетический потенциал аппаратуры (здесь $P_{\text{И}}^{\text{А}}$, $P_{\text{П}}^{\text{А}}$ – акустические мощности излучателя и прием-