5. Ingard U. Perforated Facing and Sound Absorption. - J. Acoust. Soc. Amer., 1954, v. 26, № 2, p. 151-154.

6. Davern W. Perforated Facing backed with porous materials as sound absorption an experimental study. - Applied Acoust., 1977, v. 10, № 2, p. 85-112.

Научно-исследовательский институт строительной физики

Поступило в редакцию 4.II.1985 после исправления 2.IX.1985

УДК 534.231

СРЕДНЯЯ СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МОДУЛИРОВАННЫХ колебаний вдоль плоского волновода

Грачев Г. А., Кузнецов Г. Н.

Естественная или искусственно создаваемая модуляция колебаний имеет место в различных физических явлениях. Формально задача об одномерном распространении модулированных колебаний решается с помощью интеграла Фурье. Применяя метод стационарной фазы, как правило, находят первое приближение этого интеграла и определяют групповую скорость, характеризующую скорость перемещения волновых групп (волновых пакетов, биений) в пространстве [1-4]. В настоящее время наиболее полно изучено распространение волновых пакетов в однородных безграничных пространствах (подробный обзор этих исследований и обобщение результатов см. в [2, 3]). В акустических волноводах исследованы в основном закономерности одномодового распространения импульсов [4]. Цель данной работы - анализ особенностей многомодового распространения модулированных колебаний в плоских акустических волноводах.

Пусть точечный ненаправленный источник создает в волноводе волну звукового давления с временной зависимостью f(t). Тогда звуковое давление на расстоянии R

от источника можно представить с помощью интеграла Фурье в виде

$$\Psi(R, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) \psi(R, \omega) e^{-i\omega t} d\omega,$$

где

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{i\omega t} dt,$$

ω - круговая частота, ψ - звуковое поле точечного источника в волноводе на частоте ω. Считая спектр сигнала сосредоточенным в некоторой окрестности Ω средней частоты ω_0 , введем комплексную огибающую (КО) A(R, t) соотношением [3] $\Psi(R, t) = A(Rt) \exp \{-i[\omega_0 t - \varphi(R, \omega_0)]\}$, где $A(R, t) = \int F(\omega) a(R, \omega) \exp \{-i[(\omega - \omega_0)t + \omega_0]\}$

 $+\phi(R, \omega_0)-\phi(R, \omega)$] $d\omega, a(R, \omega)=|\Psi(R, \omega)|, \phi(R, x)$ — фаза звукового поля точечного источника на частоте x ($x=\omega$, ω_0). Предположим, что в множестве возможных значений R существуют интервалы I_R , на которых функции $a(R, \omega)$ и $\phi(R, \omega)$ могут быть разложены в ряд Тейлора в окрестности Ω точки ω. Разлагая на этих интервалах $a(R, \omega)$ и $\phi(R, \omega)$ в ряд Тейлора и ограничиваясь для $a(R, \omega)$ нулевым, $\varphi(R, \omega)$ — первым приближениями, получаем

$$A(R, t) = a(R, \omega_0) A(0, t - \varphi'(R, \omega_0)),$$
 (1)

где

$$A\left(R,\;t\right)\!=\!a\left(R,\;\omega_{0}\right)A\left(0,\;t\!-\!\phi'\left(R,\;\omega_{0}\right)\right),$$

$$\phi'\left(R,\;\omega_{0}\right)=\frac{\partial\phi}{\partial\omega}\bigg|_{\substack{\omega=\omega_{0}\\R\in I_{B}}},\;A\left(0,\;t\right)-\text{KO сигнала в источнике}.$$

Смысл выражения (1) состоит в том, что при выполнении условий

$$\max \left| \frac{1}{a} \frac{\partial a}{\partial \omega} \right|_{\substack{\omega \in I_{\omega} \\ R \in I_{R}}} \Omega \mid \ll 1, \quad \max \left| \frac{1}{2} \frac{\partial^{2} \varphi}{\partial \omega^{2}} \right|_{\substack{\omega \in I_{\omega} \\ R \in I_{R}}} \mid \Omega^{2} \ll 1, \tag{2}$$

где $I_{\omega} = [\omega_0 - \Omega/2, \omega_0 + \Omega/2]$ — сигналы в источнике и на расстоянии R от источника полностью коррелированы. При нарушении (2) возникают искажения огибающей, которые приводят к раскорреляции сигналов в источнике и приемнике. Характерной особенностью многомодового распространения сигналов в волноводах являются осцилляции уровня. Поскольку первое из неравенств в (2) является условием медленного изменения модуля звукового давления в частотной области и согласно [5] эквивалентно условию медленного изменения а в пространственной области, то в акустических волноводах сигналы в источнике и приемнике коррелируют при расположении последнего главным образом в окрестностях интерференционных максимумов звукового давления.

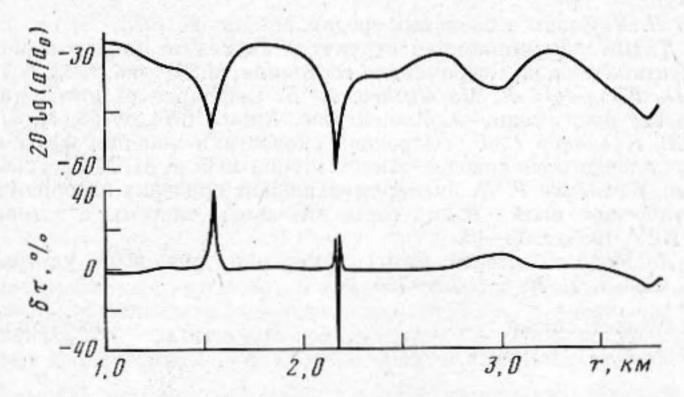
Предположим, что источник модулированных колебаний находится в плоском

волноводе. Используя модовое приближение для ψ ($k_l r \gg 1$) [4], получаем

$$a^{2}=r^{-1}\sum_{l}\sum_{m}P_{l}P_{m}\cos\Delta k_{lm}r, \quad \varphi=\arctan\left(\sum_{l}P_{l}\sin k_{l}r\right)/\sum_{l}P_{l}\cos k_{l}r,$$

$$\frac{\partial\varphi}{\partial\omega}=\frac{1}{a^{2}}\left(\sum_{l}\sum_{m}P_{l}P_{m}\frac{1}{u_{m}}\cos\Delta k_{lm}r-\frac{1}{r}\sum_{l}\sum_{m}P_{l}P_{m}'\sin\Delta k_{lm}r\right),$$

где $r=\sqrt{R^2-(z-z_0)^2}$ — горизонтальное расстояние от источника до точки приема, $P_l=P_l(\omega,z,z_0)$ — амплитуда l-й нормальной волны, $k_l=k_l(\omega)$ — горизонтальная проекция волнового вектора l-й нормальной волны, $\Delta k_{lm}=k_l-k_m$, $u_m=d\omega/dk_m$ — групповая скорость m-й нормальной волны, z, z_0 — глубины источника и приемника, $P_m'=\partial P_m/\partial \omega$. В окрестностях интерференционных максимумов звукового поля для большинства энергонесущих мод должно выполняться приближенное равенство



 $P_l P_m \cos \Delta k_{lm} r \simeq |P_l P_m|$, что дает следующую оценку для ϕ_{ω}' : $\partial \phi / \partial \omega \simeq r / u_m$. В данном приближении неравенства (2) можно записать в виде

$$\max \left| \frac{1}{a} \frac{\partial a}{\partial \omega} \right|_{\substack{\omega \in I_{\omega} \\ R \in I_{R}}} \Omega \left| \ll 1, \quad \frac{r}{2} \left| \left(\frac{1}{u_{m}} \right)' \right|_{\substack{\omega \in I_{\omega} \\ R \in I_{R}}} \right| \Omega^{2} \ll 1. \tag{3}$$

Второе соотношение в (3) совпадает с известным ограничением расстояний, на которых огибающая сигналов в однородном диспергирующем пространстве распространяется без искажений с групповой скоростью $u=1/\text{Re }k_{\omega}'(\omega)$, где $k(\omega)$ – волновое число [3]. Данное обстоятельство говорит об аналогии в поведении полей в однородном диспергирующем пространстве и в интерференционных максимумах поля в волноводе. Ранее такое же сходство в поведении полей в волноводе и безграничном пространстве отмечалось в работах [6—8] при анализе фазовой структуры акустического поля в океане.

В общем случае интерференционные максимумы акустического поля в волноводе образуются в результате синфазного сложения группы волн. Состав группы зависит от параметров r, ω , z, z_0 . Очевидно, что каждому интерференционному максимуму поля можно подобрать такое значение \bar{u}_m , которое будет наиболее близким к среднему значению групповых скоростей нормальных волн в данной группе. В то же время при решении дальнометрических задач представляет интерес среднее для многих интерференционных максимумов значение групповой скорости \bar{u} . В [7] при оценке средней для многих интерференционных максимумов скорости изменения фазы акустического поля вдоль волновода был использован метод взвешенных наименьших квадратов с весовой функцией a^2 . Применяя данный метод для оценки \bar{u} , нетрудно

квадратов с весовой функцией
$$a^2$$
. Применяя данный метод для оценки \bar{u} , нетрудно показать, что на больших расстояниях от источника $\bar{u} = \sum_l P_l^2 / \sum_l P_l^2 u_l^{-1}$. Срав-

нивая
$$\bar{u}$$
 со средней фазовой скоростью $\bar{v}\!=\!\omega/\bar{k}=\sum_l P_l{}^2 \Big/\sum_l P_l{}^2 v_l{}^{-1}$ [7] $(v_l-\Phi a-v_l)$

зовая скорость l-й нормальной волны), видим, что при $v_l \geqslant u_l$ будет $\bar{v} \geqslant \bar{u}$ и наоборот. На фигуре приведены некоторые результаты вычислений модуля звукового давления a, отнесенного к нормировочной константе a_0 и относительной ошибки определения времени распространения сигналов $\delta \tau$ при аппроксимации $\partial \phi / \partial \omega$ зависимостью r/\bar{u} . Расчеты проводились для двухслойной жидкости с толщиной водного слоя $h=z_0=100$ м, z=30 м, kh=21,4. Показатель преломления на нижней границе слоя n=0,8, отношение плотности полупространства к плотности слоя g=2. При вычислении a^2 , $\partial \phi / \partial \omega$ и \bar{u} учитывались только однородные нормальные волны. Из представ-

ленных зависимостей видно, что в данном волноводе в интерференционных максимумах звукового давления ошибка определения τ по приближенной формуле не превышает $\pm 2.5\%$.

В заключение рассмотрим производную средней скорости изменения фазы $\partial \bar{k}/$

/дω. Выполняя очевидные преобразования, находим

$$\frac{\partial \bar{k}}{\partial \omega} = \frac{1}{\bar{u}} \left[1 + O\left(\omega \frac{\partial P_l}{\partial \omega} \right) \right].$$

Последнее соотношение показывает, что экспериментально среднюю групповую скорость \bar{u} можно определить по данным измерений \bar{k} на двух близких частотах, используя для этого, например, тригармоническую волну [9]. Один из возможных способов измерения \bar{k} при радиальном движении источника описан в работе [7].

ЛИТЕРАТУРА

Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973, с. 39-43.

- 2. Вайнштейн Л. А. Распространение импульсов.— УФН, 1976, т. 118, № 2, с. 339—367.
- 3. Вайнштейн Л. А., Вакман Д. Е. Разделение частот в теории колебаний и волн. М.: Наука, 1983.

4. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.

- 5. *Чупров С. Д.* Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане.— В кн.: Акустика океана. Современное состояние. М.: Наука, 1982, с. 76.
- 6. Shaffer J. D., Fitzgerald R. M., Guthrie A. N. Coherence of low-frequency acoustic signals in the deep ocean.— J. Acoust. Soc. Amer., 1974, v. 56, № 4, p. 1122—1125.

7. Грачев Г. А., Кузнецов Г. Н. О средней скорости изменения фазы акустического поля вдоль плоского волновода.— Акуст. журн., 1985, т. 31, № 2, с. 266—268.

8. Грачев Г. А., Кузнецов Г. Н. Экспериментальная проверка алгоритма аппроксимации акустического поля.—В кн.: Вычислительные системы и алгоритмы. Ростовна-Дону: ИРУ, 1985, с. 15—19.

9. Зверев В. А. Модуляционный метод измерения дисперсии ультразвука.— Докл. AH СССР, 1953, т. 91, № 4, с. 791—794.

Ростовский государственный университет им. М. А. Суслова

Поступило в редакцию 26.III.1985

УДК 534.23

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕРМОАНЕМОМЕТРА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛЕЙ ВЫСОКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ В АЭРОАКУСТИКЕ

Драган С. П., Лебедева И.В., Трифанов В. П.

Полное представление о звуковых полях высокой интенсивности можно получить только при одновременном измерении избыточного давления и колебательной скорости. Опубликовано несколько работ [1-6], в которых для этой цели наряду с микрофоном использовался термоанемометр постоянной температуры. Большим достоинством датчиков термоанемометра являются их миниатюрные размеры, позволяющие производить практически «точечные» измерения скорости.

Первыми применили термоанемометр для акустических измерений Ингард и Изинг [1] при изучении нелинейного импеданса отверстий. Они определяли импеданс прямым методом по измеренным значениям звукового давления и колебательной скорости. Термоанемометр использовался также для изучения нелинейных процессов при резонансе в открытых трубах. В частности, с целью уточнения граничных условий определялся профиль скорости на срезе открытого конца трубы [2].

На кафедре акустики МГУ эти работы получили дальнейшее развитие [3]. Измерения проводились на средних частотах, более высоких, чем в предшествующих работах, и производилась калибровка датчиков на нескольких фиксированных частотах в звуковом поле. В результате спектрального анализа осциплограмм скорости был обнаружен рост гармоник и возникновение сильного акустического течения при прохождении звука через сужение в волноводе [4].

С помощью термоанемометра изучалось распространение вихрей вблизи открытого острого края трубы [5], а также исследовались нелинейные колебания газа при очень больших амплитудах давления и скорости, когда на открытом конце

трубы излучаются ударные волны [6].

Исследование поля скоростей в этих работах дает необходимую дополнительную информацию о физических процессах в звуковых полях высокой интенсивности. Однако для получения точных количественных оценок необходимо знать частотные характеристики датчиков термоанемометра. До сих пор этот вопрос никем систематически не исследовался.

Термоанемометры предназначены для измерения параметров скоростных, однонаправленных, пульсирующих потоков. Они регистрируют высокочастотные (вплоть