

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 $\partial \bar{k} / \partial \omega$. Выполняя очевидные преобразования, находим

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

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

1. 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. Ростов-на-Дону: ИРУ, 1985, с. 15–19.
9. Зверев В. А. Модуляционный метод измерения дисперсии ультразвука. — Докл. АН СССР, 1953, т. 91, № 4, с. 791–794.

Ростовский государственный
университет им. М. А. Сулова

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.

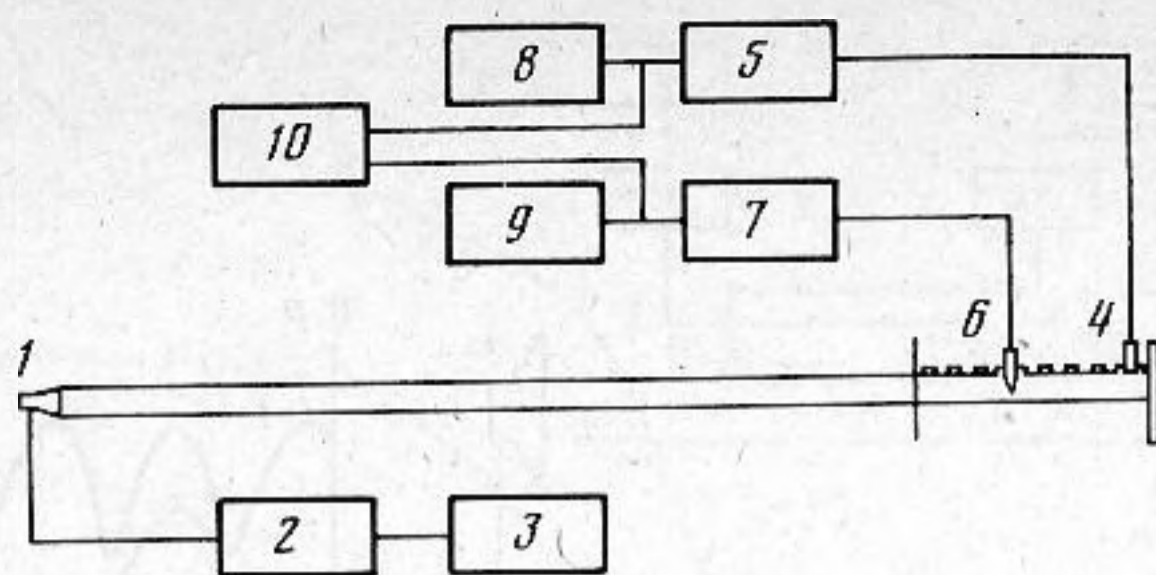
Первыми применили термоанемометр для акустических измерений Ингард и Изинг [1] при изучении нелинейного импеданса отверстий. Они определяли импеданс прямым методом по измеренным значениям звукового давления и колебательной скорости. Термоанемометр использовался также для изучения нелинейных процессов 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 осциллограмм скорости был обнаружен рост гармоник и возникновение сильного акустического течения при прохождении звука через сужение в волноводе [4].

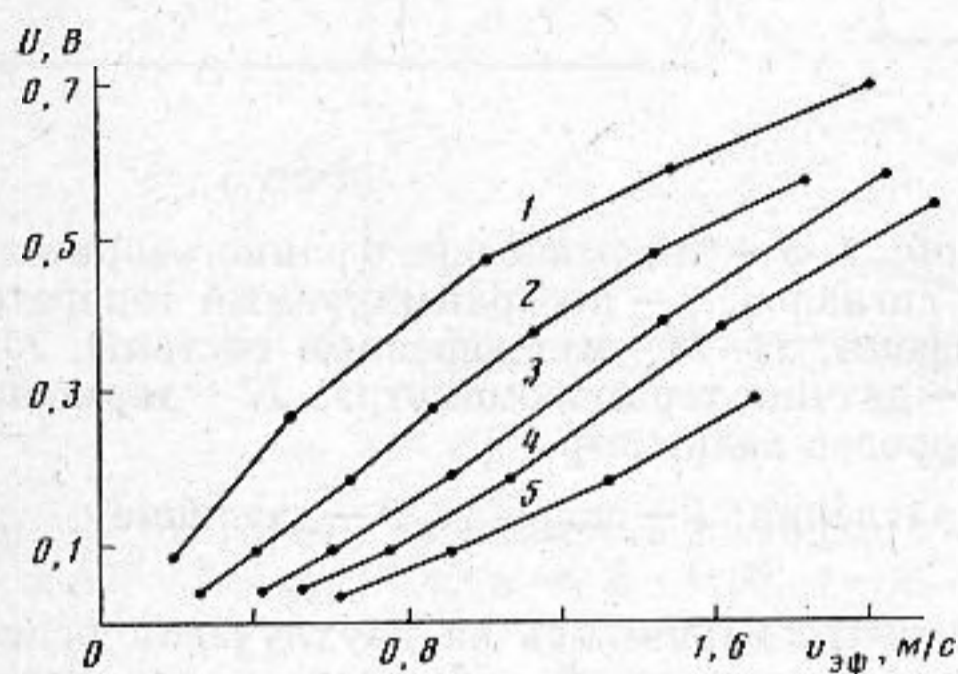
С помощью термоанемометра изучалось распространение вихрей вблизи открытого острого края трубы [5], а также исследовались нелинейные колебания газа при очень больших амплитудах давления и скорости, когда на открытом конце трубы излучаются ударные волны [6].

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.

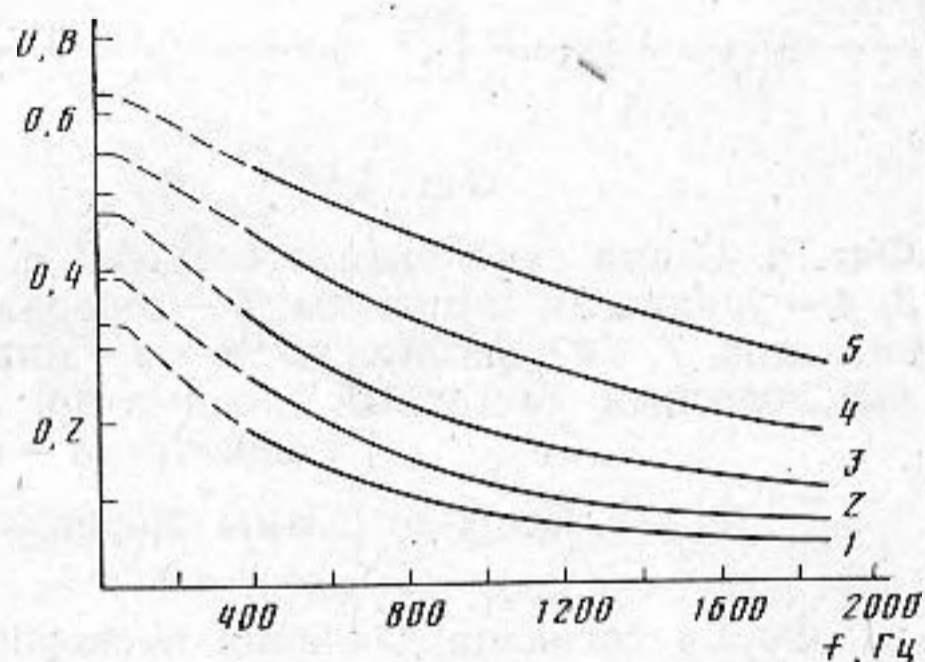
Термоанемометры предназначены для измерения параметров скоростных, однонаправленных, пульсирующих потоков. Они регистрируют высокочастотные (вплоть



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

Фиг. 1. Схема установки со стоячей волной: 1 — головка динамического громкоговорителя, 2 — усилитель мощности, 3 — генератор сигналов, 4 — микрофон, 5 — источник питания микрофона, 6 — датчик термоанемометра, 7 — термоанемометр, 8—9 — цифровые вольтметры, 10 — двухлучевой запоминающий осциллограф

Фиг. 2. Зависимость выходного напряжения термоанемометра от эффективной колебательной скорости для датчика 55А22: 1 — стационарный поток, 2 — $f=378$ Гц; 3 — 810; 4 — 1133; 5 — 1889 Гц

Фиг. 3. Частотная зависимость выходного напряжения термоанемометра для датчика 55А22 (построенная по данным фиг. 2): 1 — $v_{эф}=0,65$ м/с, 2 — 0,8; 3 — 1,0; 4 — 1,3; 5 — 1,6 м/с

до 400 кГц) пульсации потока. При этом их чувствительность не зависит от частоты при условии, что амплитуда пульсаций значительно меньше скорости основного потока.

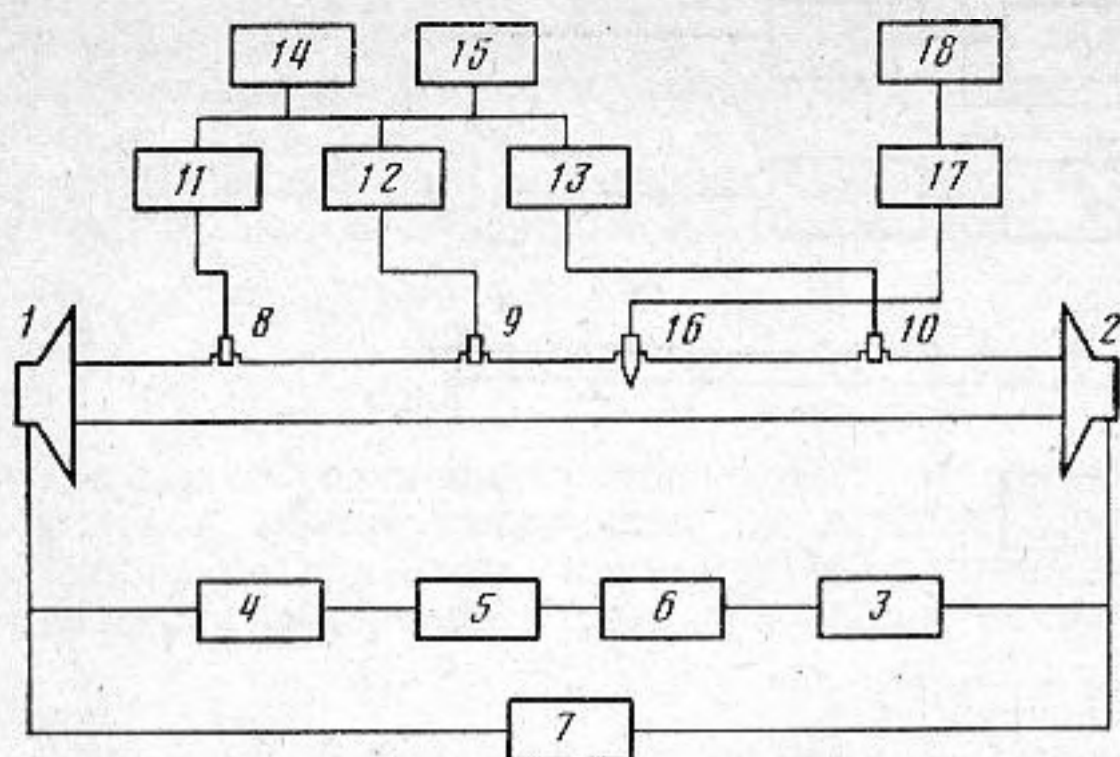
Использование термоанемометра для измерения колебательной скорости ставит задачу исследования амплитудно-частотных характеристик датчиков в звуковых полях. Попытка градуировки термоанемометра в звуковом поле была предпринята в работе [7], но для этого на колебательный процесс накладывался искусственно вводимый стационарный поток, что практически неприемлемо.

В представленной работе градуировка датчиков нескольких типов производилась как в стационарном потоке, так и в звуковом поле. Все исследования проводились с термоанемометром постоянной температуры фирмы ДИСА (DISA). Получена градуировка четырех типов датчиков: двух проволочных (55А75 и 55А22) и двух пленочных (55R32 и 55R41). Все датчики работали при стандартном коэффициенте перегрева, равном 0,7.

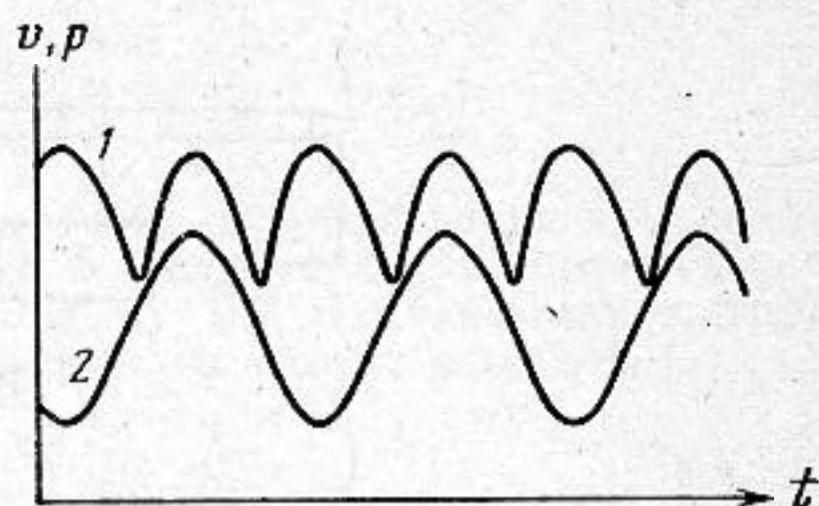
Амплитудные характеристики датчиков были получены при обдуве стационарным потоком воздуха в круговом канале и при перемещении датчика с фиксированной скоростью в неподвижной среде. Установка находилась в реверберационной камере, что позволило исключить влияние посторонних потоков воздуха на градуировку. Таким образом, была получена градуировка при значениях скорости стационарного потока от 0,15 до 2,00 м/с. Во всех опытах величина погрешностей, определяемая как нестабильность выходного напряжения термоанемометра, не превышала 10%.

Определение амплитудно-частотных характеристик термоанемометра должно производиться в известном звуковом поле при таких условиях, когда справедливы линейные соотношения между давлением и скоростью. Это может быть поле стоячей или бегущей волны. Оба метода были использованы в данной работе.

Стоячая волна создавалась в интерферометре, представляющем собой цилиндрическую трубу длиной 92,5 см, диаметром 2,35 см. К ее нижней части крепился отрезок трубы, на боковой поверхности которой для ввода датчиков сделан ряд отверстий, расположенных на расстоянии 1 см друг от друга, и одно отверстие вблизи жесткой заглушки на конце системы для микрофона (фиг. 1). Максимальная погрешность измерений, обусловленная неидеальной стоячей волной, составляла менее 3%.



Фиг. 4



Фиг. 5

Фиг. 4. Схема установки с бегущей волной: 1, 2 — динамические громкоговорители, 3, 4 — усилители мощности, 5 — генератор сигналов, 6 — программируемый генератор сигналов, 7, 14 — фазометры, 8—10 — микрофоны, 11—13 — микрофонные системы, 15 — узкополосный частотный анализатор, 16 — датчик термоанемометра, 17 — термоанемометр, 18 — цифровой вольтметр

Фиг. 5. Осциллограммы скорости и давления: 1 — скорость, 2 — давление

Форма сигналов давления и скорости контролировалась на двухлучевом осциллографе. Никаких искажений синусоидального сигнала не наблюдалось, что позволило рассчитать значения эффективной колебательной скорости по измеренному давлению: $v_{эф} = p_{эф} / \rho c$.

Градуировка производилась при уровнях звукового давления в пучности от 120 до 152 дБ (что соответствует значениям эффективной колебательной скорости от 0,05 до 2 м/с) в диапазоне частот 200÷2000 Гц. Частота подстраивалась таким образом, чтобы датчик, помещаемый последовательно в разные отверстия, находился в пучности скорости. Чувствительный элемент датчика устанавливался на оси интерферометра параллельно фронту волны.

На фиг. 2 представлена зависимость выходного напряжения термоанемометра с датчиком 55А22 от эффективной колебательной скорости. Для сравнения приведена также градуировочная кривая по стационарному потоку. Соответствующие частотные зависимости выходного напряжения термоанемометра при разных эффективных колебательных скоростях представлены на фиг. 3. При одинаковых скоростях выходное напряжение термоанемометра монотонно уменьшается с ростом частоты.

Осуществление градуировки на низких частотах связано с рядом трудностей. Перспективной является идея создания бегущей волны активным способом — путем использования двух излучателей на концах волновода, когда излучаемые ими сигналы равны по амплитуде, а разность фаз соответствует набегу фазы бегущей волны на длине волновода.

Смонтированная установка представляет собой трубу длиной 1,5 м, диаметром 5 см, оканчивающуюся фланцами, к которым прикреплены излучатели — низкочастотные громкоговорители диаметром 35 см (фиг. 4).

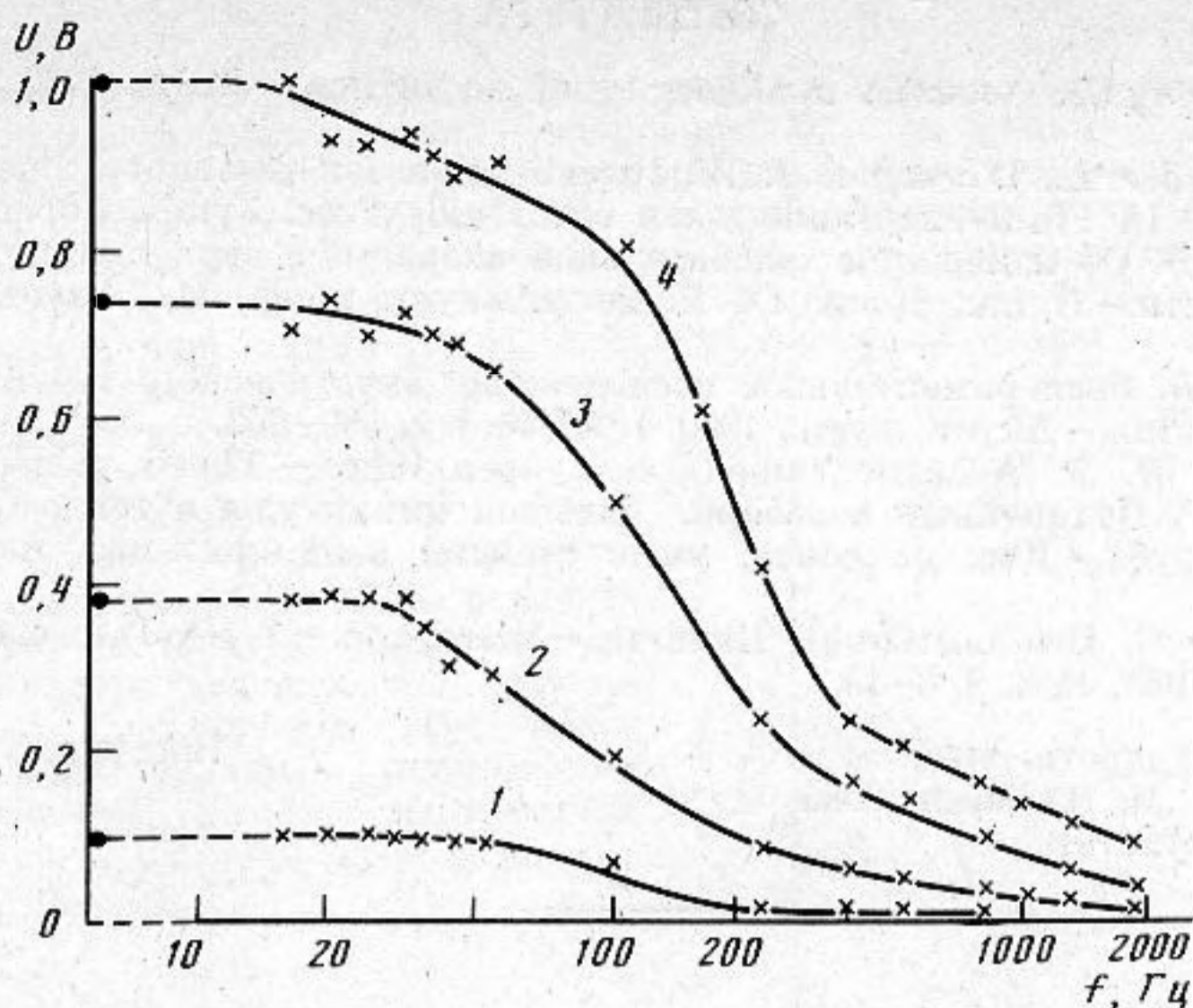
С помощью программируемого генератора сигналов устанавливалась разность фаз между электрическими сигналами, подаваемыми на громкоговорители. Контроль и измерение параметров бегущей волны осуществлялось тремя микрофонами, установленными заподлицо в стенке трубы: один в центре (9), а два других (8, 10) на расстоянии 10 см от излучателей.

Уровень и спектр звукового давления определялись по узкополосному частотному анализатору. Неоднородность поля давлений по длине волновода составляла 0,2—0,4 дБ. Измерялась разность фаз между электрическими сигналами с микрофонных систем. В случае расхождения с расчетной величиной, вызванного несопадением АФЧХ излучателей, проводилась более точная настройка системы по фазе и амплитуде. Разница между измеренным и рассчитанным значениями набега фазы составляла $\pm 1^\circ$.

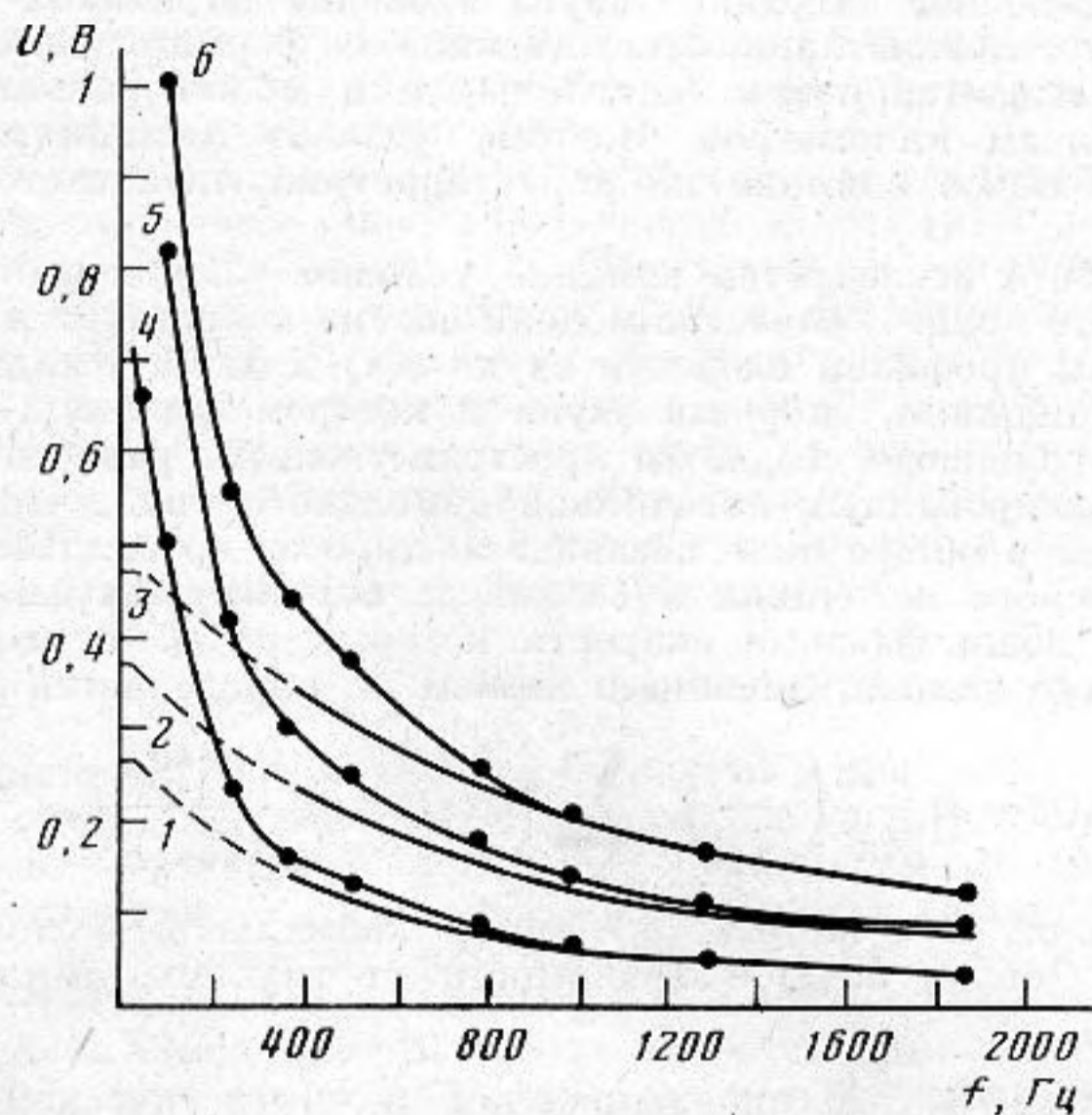
На установке с бегущей волной проводилась градуировка высокотемпературного датчика 55А75 в диапазоне частот от 16 до 100 Гц при уровнях звукового давления до 144 дБ. Датчик устанавливался на оси трубы параллельно фронту волны рядом с микрофоном 9.

Характерная осциллограмма скорости и давления представлена на фиг. 5. Видно, что за счет детектирования датчик термоанемометра как бы удваивает частоту сигнала. При исследовании сложных звуковых полей это обстоятельство осложняет анализ экспериментальных данных.

На фиг. 6 представлены частотные характеристики для высокотемпературного датчика 55А75, полученные на трех установках: в стационарном потоке — при перемещении датчика с фиксированной скоростью, на низких частотах — на установке с бегущей волной, на средних частотах — в поле стоячей волны на интерферометре. Все эти данные хорошо согласуются. Видно, что выходное напряжение термоане-



Фиг. 6. Частотная зависимость выходного напряжения термоанемометра для датчика 55A75: 1 — $v_{эф}=0,12$ м/с; 2 — 0,26; 3 — 0,51; 4 — 0,76 м/с, на оси ординат даны значения при стационарном потоке



Фиг. 7 Частотные зависимости выходного напряжения термоанемометра для датчиков 55A22, 55A75: 1-3 — датчик 55A22, $v_{эф}=0,51$; 0,76; 1 м/с, соответственно, 4-6 — 55A75, те же $v_{эф}$ соответственно

мометра довольно слабо зависит от частоты на самых низких и высоких частотах исследованного диапазона и очень сильно — в промежуточной области частот.

Сравнительные данные по частотной зависимости для двух проволочных датчиков представлены на фиг. 7. Высокотемпературный датчик, обладающий значительно более высокой чувствительностью по стационарному потоку в сравнении с миниатюрным датчиком, теряет свои преимущества при измерениях в звуковом поле. Выходные напряжения с термоанемометра у обоих датчиков становятся одинаковыми начиная с некоторой граничной частоты, значение которой тем меньше, чем ниже колебательная скорость.

Из-за ограниченной чувствительности датчиков термоанемометры могут использоваться для измерений в звуковых полях, начиная со значений амплитуды колебательной скорости в несколько см/с. Явление естественной конвекции от нагретой проволочки может сильно исказить сигнал, особенно при работе с высокотемпературным датчиком. Это обстоятельство нужно учитывать при измерениях и стараться размещать чувствительный элемент таким образом, чтобы направление звуковой волны не совпадало с направлением конвекции.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ingard U., Ising H.* Acoustic nonlinearity of an orifice.— JASA, 1967, v. 42, № 1, p. 6–17.
2. *Van Wijngaarden L., Warmgoov J. W.* Investigations on resonant acoustic waves in open pipes.— In Finite-Amplitude wave eff. Fluids Proc. Symp., Copenhagen, 1973.
3. *Лебедева И. В.* Об измерении колебательной скорости в звуковых полях высокой интенсивности.— В кн.: Докл. IX Всесоюз. акуст. конф. М.: Акуст. ин-т, 1977, OIV–I.
4. *Лебедева И. В.* Экспериментальное исследование акустического течения в окрестности отверстия.— Акуст. журн., 1980, т. 26, № 4, с. 599–602.
5. *Disselhorst J. H. M.* Acoustic resonance in open tubes.— Thesis, Amsterdam, 1978.
6. *Халимов Г. Г.* Нелинейные колебания большой амплитуды и теплообмен в полуоткрытой трубе.— Дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук.— Казань, 1984. 183 с.
7. *Rasmussen C. G.* Das Luftstrahl-Hitzdraht-Microphon.— DISA Information, Herlev, Dänemark, 1965, № 2, S. 5–13.

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет

Поступило в редакцию 28.II.1985

УДК 551.463.21

ЧАСТОТНЫЕ СПЕКТРЫ ШУМОВОГО ПОЛЯ В ПЛОСКОСЛОИСТОМ ВОЛНОВОДЕ

Ермаков И. Н.

Сравнительно небольшое затухание звука в океане на низких частотах приводит к тому, что радиус R акватории, ответственной за формирование шумового поля в данной точке, оказывается очень значительным и может равняться нескольким сотням и даже тысячам километров. Поэтому условия распространения звука в океане оказывают большое влияние на характеристики низкочастотного шумового поля.

В настоящей работе исследуется влияние условий распространения на частотные спектры шумового поля. В качестве модели океана используется плоскостойный волновод с некоторым профилем скорости звука $c(z)$ и дном в виде жидкого полупространства с поглощением, скорость звука в котором есть $c_1(1-i\gamma)$. Пусть шумовое поле в таком волноводе создается пространственным распределением поверхностных дельта-коррелированных источников дипольного типа, что позволяет рассматривать их вклады в общее поле независимо друг от друга. Интегральное представление поля точечного источника в волноводе аппроксимируем вслед за [1, 2] суммой нормальных волн, фазовые скорости которых $v < c_1$. В этом приближении давление вертикального диполя, имеющего момент M , определяется выражением [3]

$$p(r) = M \frac{\omega \rho}{4\pi} \left(\frac{2\pi}{r} \right)^{1/2} \sum_n u_n(z) u_n'(0) \frac{e^{i\xi_n r}}{(|\xi_n|)^{1/2}}, \quad (1)$$

где ρ — плотность воды, ω — частота, n — номер нормальной волны, ξ_n — ее горизонтальное волновое число, $u_n(z)$ — зависимость от глубины амплитуды волны с

нормировкой $\int_0^\infty u_n^2(z) dz = 1$. В предположении о статистической независимости

нормальных волн с разными n для среднего квадрата давления $\langle p^2 \rangle$ получаем

$$\langle p^2(r) \rangle = M^2 \frac{\omega^2 \rho^2}{8\pi r} \sum_n \frac{u_n^2(z) |u_n'(0)|^2}{|\xi_n|} e^{-2\beta_n r}, \quad (2)$$

где β_n — мнимая часть ξ_n , определяющая диссипативное ослабление амплитуды нормальной волны.

Если поверхностное распределение квадрата момента дипольных источников шума характеризуется спектральной плотностью $\eta(r, \varphi, \omega)/2\pi$, где φ — азимутальный угол, то энергетический спектр звукового давления общего поля $\langle P_\omega^2 \rangle$ есть

$$\langle P_\omega^2 \rangle = \sum_n W_n \frac{u_n^2(z)}{|\xi_n|}, \quad (3)$$

где

$$W_n = \frac{\omega^2 \rho^2 |u_n'(0)|^2}{16\pi^2} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} e^{-2\beta_n r} \eta(r, \varphi, \omega) dr d\varphi, \quad (4)$$