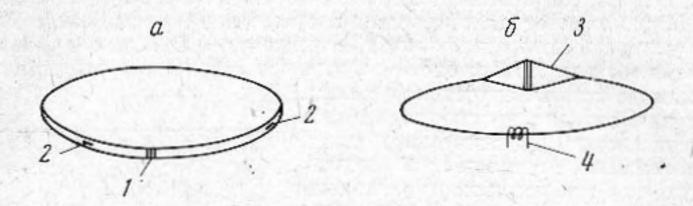
стотами  $f_1$  и  $f_{\rm H}$  возникают колебания суммарной частоты  $f_3 = f_1 + f_{\rm H}$ . Таким образом, возникает модулированная волна с компонентами  $f_2$ ,  $f_{\rm H}$ ,  $f_3$  и низкочастотный сигнал

с частотой  $f_1$ . Это подтверждается спектрограммой процесса (фиг. 2).

Заслуживает внимания возможность внешней модуляции в такой системе. При уменьшении амплитуды накачки ниже пороговой автомодуляция исчезает, но подача сигнала на частоте  $f_1$  приводит к модуляции акустического поля в резонаторе этой



Фиг. 3. Кольцевые резонаторы: a — резонатор из алюминия,  $\delta$  — резонатор с концентраторами; 1 — пьезокерамические излучатели, 2 — пьезоприемники, 3 — концентраторы, 4 — приемная катушка

частотой. При этом для получения волны на боковой частоте с амплитудой порядка 50% от амплитуды волны на несущей частоте, в таком модуляторе амплитуда напряжения сигнала, подаваемая на излучатель, должна быть на  $20\ \partial \delta$  меньше, чем амплитуда накачки.

Авторы выражают благодарность Л. А. Островскому за интерес к работе и обсуж-

дение результатов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Островский, И. А. Папилова, А. М. Сутин. Параметрическая генерация и усиление акустических волн в кольцевом резонаторе на твердом теле. ЖТФ, 1973, 43, 10, 2213—2215.

2. Л. К. Зарембо, О. Ю. Сердобольская, И. П. Чернобай. Влияние фазовых сдвигов при отражении от границы на нелинейное взаимодействие продольных волн в твер-

дых телах. Акуст. ж., 1972, 18, 3, 397—403.

3. Л. А. Островский, Л. В. Соустов. «Самомодуляция» электромагнитных волн в нелинейных линиях передачи. Изв. вузов, Радиофизика, 1972, 15, 2, 242—248.

Научно-исследовательский радиофизический институт Горький Поступила 30 декабря 1974 г.

УДК 534.6

### ОБ ОДНОМ ВАРИАНТЕ УЛЬТРАЗВУКОВОТО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

## В. А. Сукацкас, Э. П. Я ропис

В некоторых случаях измерений ультразвуковыми методами, когда объектом исследования является неэлектропроводная жидкость или газ, применяются конструкции интерферометров, в которых преобразователи нагружаются на исследуемое вещество с обеих сторон. Такая конструкция выгодно отличается от обычной отсутствием разности температуры или давления в среде, находящейся по обе стороны от преобразователей. Но работа преобразователей в этом случае имеет некоторые особенности. Например, в области полуволнового резонанса (или резонанса на любой нечетной гармонике) преобразователь с емкостной или омической электрической нагрузкой почти прозрачен для ультразвука. Такой режим работы преобразователей теоретически и экспериментально исследован сравнительно мало.

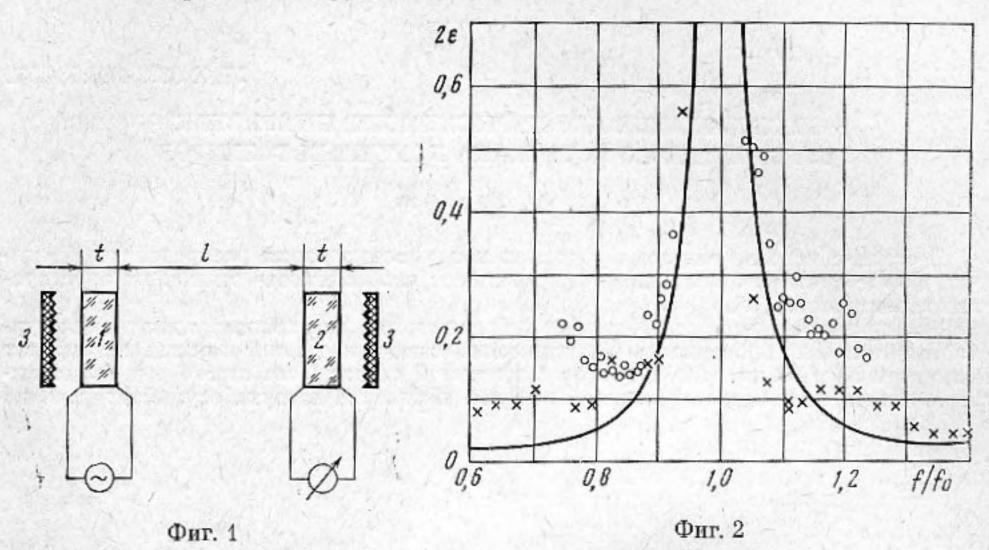
Отражательная способность преобразователей полностью описывается логарифмическим коэффициентом отражения  $\psi = \varepsilon - j \varphi$ . Здесь мы ограничимся изучением действительной части коэффициента  $\varepsilon$ , от величины которой зависит острота пиков реакции в ультразвуковом интерферометре и, следовательно, точность измерения скорости и поглощения ультразвука. Величина  $\varphi$  играет существенную роль только в некоторых частных случаях, например в интерферометре переменной частоты.

Исследованный нами интерферометр схематически изображен на фиг. 1.

Входной механический импеданц преобразователя  $Z_{\rm nx}$  со стороны другого преобразователя выражается следующим образом:

(1) 
$$Z_{\text{BX}} = \frac{Z + jZ_{\text{KB}} \operatorname{tg} kt}{Z_{\text{KB}} + jZ \operatorname{tg} kt},$$

где  $Z_{\text{кв}}$  — волновое сопротивление пьезокварцевого преобразователя, Z — волновое сопротивление исследуемого вещества,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  — длина волны в кварце, t — толщина кварцевой пластины. Предполагается, что отражение от пластин 3 отсутствует, а влияние электрической нагрузки не учитывается.



Фиг. 1. Схематический чертеж интерферометра: 1 — пьезоизлучатель, 2 — пьезоприемник, 3 — фторопластовые поглотители-рассеиватели

Фиг. 2. Зависимость действительной части логарифмического коэффициента отражения для двух преобразователей  $2\varepsilon$  от нормированной частоты  $f/f_0$ : расчет — сплошная линия, эксперимент — кружки (l=14,52 см) и крестики (l=4,9 см)

Нормированный относительно Z входной импеданц  $z_{\rm ex}$  выражается в виде

(2) 
$$z_{BX} = \frac{z_{KB}^2 (1 + tg^2 kt)}{z_{KB}^2 + tg^2 kt} + j \frac{z_{KB} tg kt (z_{KB}^2 - 1)}{z_{KB}^2 + tg^2 kt} = r + jy,$$

где  $z_{\kappa s}$  — нормированное волновое сопротивление кварца. Коэффициент отражения  $\psi = \varepsilon - i \phi$  вычисляется по формулам [1]:

(3) 
$$\varepsilon = \frac{1}{2} \ln \left| \frac{z_{\text{Bx}} + 1}{z_{\text{Bx}} - 1} \right|, \quad \varphi = \frac{1}{2} \arctan \frac{2y}{r^2 + y^2 - 1}.$$

Расчетная зависимость величины  $2\varepsilon$  (суммы значений коэффициента отражения для двух кварцевых преобразователей) от нормированной частоты  $f/f_0$ , где  $f_0$  — резонансная частота преобразователя, приведена на фиг. 2. Расчеты выполнены для

дистиллированной воды.

Экспериментальное определение величины є связано с некоторыми трудностями. Нами эта величина оценивалась по полуширине резонансного пика с помощью следующего соотношения [2]:  $sh(2\varepsilon + \alpha l) = sin \Delta k l$ , где  $\Delta k = 2\pi \Delta f/c$ ,  $\Delta f = полуширина ре$ зонансного пика на уровне 0,707, а и с - коэффициент поглощения и скорость звука в исследуемой среде, l - длина интерферометра. В эксперименте был использован интерферометр постоянной длины (фиг. 1) с двумя кварцевыми преобразователями на частоту 0,5 Мгц диаметром 4 см, заполненный дистиллированной водой. Электрическая нагрузка преобразователей была емкостно-резистивной. Полученные экспериментально значения є изображены на фиг. 2, где видно, что в дианазоне частот 0,95< <f/fo<1,05 четкие резонансные пики в интерферометре отсутствуют; экспериментальные значения є в основном больше расчетных, что можно объяснить влиянием электрической нагрузки и дифракции. Таким образом, формулы (1) - (3) могут быть рекомендованы для определения минимально достижимых значений є, т. е. для выбора рабочих частот интерферометра, на которых обеспечивается необходимая острота пиков. В том случае, когда необходимо учитывать электрическую нагрузку, следует пользоваться более сложными выражениями, например, приведенными в работе [3].

1. С. Н. Ржевкин. Курс лекций по теории звука. Изд-во МГУ, 1960, 91-93.

2. И. Пукас, К. Кундротас, В. Сукацкас. О выборе преобразователей при измерении поглощения по добротности ультраакустического резонатора. Тр. вузов ЛитССР, Ультразвук, 1973, 5, 117—121.

3. В. А. Сукацкас, Э. П. Яронис. Условие резонанса для ультразвукового интерферо-

метра постоянной длины. Акуст. ж., 1973, 19, 1, 96—100.

Каунасский политехнический институт им. Антанаса Снечкуса

Поступила 28 октября 1974 г.

УДК 532.517.4:534.532

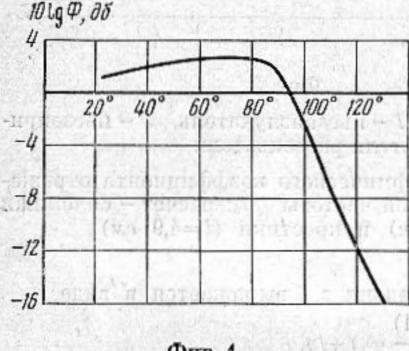
# ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТУРБУЛЕНТНОГО ИСТОЧНИКА КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ

# В. И. Токарев

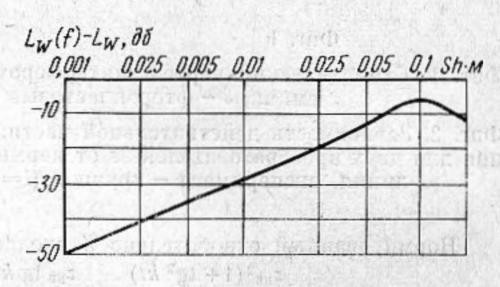
В связи с использованием в системах кондиционирования распределителей воздуха в виде дренированных полусфер возникает необходимость оценки их акустиче-

ских характеристик.

Экспериментальные исследования закономерностей акустического излучения турбулентного потока проводились в заглушенной камере на дренированных полусферах диаметром 50 и 70 мм. В полусферах с толщиной стенок 5 мм строго радиально высверливались отверстия диаметром  $d_0=1$  мм. Истечение воздуха осуществлялось из



Фиг. 1



Фиг. 2

1000 отверстий в полусфере диаметром 50 мм и 2000 отверстий в полусфере диаметром 70 мм. В диапазоне чисел Маха  $0.2 \le M \le 1$  хорошее соответствие с данными эксперимента дает зависимость для мощности генерируемого шума

(1) 
$$W=1.8\cdot 10^{-6}\rho_0c_0^{-1}v_{\pi}^4(1+3.2M^2)r_{\pi}^2$$
,

где  $c_0$ ,  $\rho_0$  — скорость звука и плотность газа в окружающей среде;  $v_{\rm H}$  — средняя ско-

рость газа у поверхности полусферы, ги - радиус полусферы.

На фиг. 1 приведен фактор направленности шума 10 lg Ф турбулентных источников. При малых углах к оси симметрии благодаря эффекту преломления звука в потоке наблюдается уменьшение уровней шума. В диапазоне углов 30°—90° неравномерность излучения составляет менее 2 дб, что свидетельствует о преобладающей роли симметричных флуктуаций скорости в потоке при радиальном истечении из полусфер.

На фиг. 2 приведен спектр мощности шума в  $^{1}/_{3}$ -октавных полосах частот. Подобие спектров обеспечивает безразмерный параметр sh  $M=fd_{0}c_{0}^{-1}$ . Максимум в спектре шума имеет место при sh  $M\simeq 0,1$ . Мощность источников шума на частотах,

меньших максимальных, растет пропорционально квадрату частоты.

Акустические измерения в ближнем поле с помощью зондов показали, что линейный размер кольцевой области излучения мал по сравнению с характерной длиной звуковой волны. Максимальная интенсивность источников шума наблюдалась на удалении  $R=1,2r_{\rm u}$ . Вклад в общую акустическую мощность акустических источников, расположенных в струйной части потока, незначителен в силу малой скорости и небольших градиентов скорости в этой области течения.

Теоретическое описание закономерностей шумообразования рассматриваемого сферического источника массы конечных размеров может быть получено в рамках модели Лайтхилла [1, 2]. Существование двух характерных линейных параметров (радиуса проницаемой полусферы и характерной длины звуковой волны) позволяет