

Функция $V = \partial U / \partial n$ на s вычисляется для этого случая возбуждения из интегрального уравнения

$$\int_s V(G_1 + G_2) ds = \int_{s_0} f_0 G_2 ds. \quad (9)$$

Для приближенного решения интегрального уравнения (9) перепишем его в форме, аналогичной (2):

$$\int_0^\pi W[B - ka \ln \delta |\cos \xi - \cos \xi'|] d\xi = \frac{A}{2\delta} \frac{\alpha}{\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{j_n(ka)}{j_n'(ka)} \frac{1 + \cos n\alpha}{1 - (\alpha n/\pi)^2} e^{in\delta \cos \xi}. \quad (10)$$

Решение интегрального уравнения (10) имеет вид

$$W_0 = \frac{A}{2\delta} \frac{\alpha}{\pi} \frac{1}{\pi(B - ka \ln(\delta/2))} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{j_n(ka)}{j_n'(ka)} \frac{1 + \cos n\alpha}{1 - (\alpha n/\pi)^2} j_0(n\delta), \quad (11)$$

$$W_m = \frac{i^m m A}{\pi k a \delta} \frac{\alpha}{\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{j_n(ka)}{j_n'(ka)} \frac{1 + \cos n\alpha}{1 - (\alpha n/\pi)^2} j_m(n\delta), \quad m=1, 2, \dots$$

Сравнение решений (4) и (11) показывает, что в случае нерезонансного возбуждения первая схема более эффективна, так как поле излучения из горловины резонатора мало по сравнению с полем излучателя. В случае резонансного возбуждения более эффективна вторая схема, так как поле излучения в этом случае по порядку равно $O(|\ln^2 \delta|) / \sqrt{kr}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лемб Г. Динамическая теория звука. М.: Изд-во физ.-мат. лит. 1960.
2. Скучик Е. Основы акустики. Т. 2. М.: Мир, 1976.
3. Хенл Х., Мауэ Л., Вестпфаль К. Теория дифракции. М.: Мир, 1964.
4. Войтович Н. М., Каценеленбаум Б. З., Сивов А. Н. Обобщенный метод собственных колебаний в теории дифракции. М.: Наука, 1977.
5. Жулин В. И., Римский-Корсаков А. В., Рыжаков С. П. Гидравлическая сирена, нагруженная на резонатор Гельмгольца // Акуст. журн. 1982. Т. 28. № 6. С. 776-780.

Отдел теоретических проблем
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
17.XI.1986

УДК 534.222.

О ВЛИЯНИИ ЗАТОПЛЕННОЙ ГАЗОСОДЕРЖАЩЕЙ СТРУИ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ШИРОКОПОЛОСНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

Комаров А. В., Кустов Л. М., Мартынов А. И.

Образование подводного звукового канала в турбулизованной затопленной струе обсуждалось в [1]. В этой работе показано, что возникновение канала связано с наличием в потоке микропузырьков воздуха. Микропузырьки, даже в небольших количествах находясь в жидкости, существенно меняют ее сжимаемость, повышают нелинейность, а также приводят к дополнительному поглощению и рассеянию звука в основном на частотах, близких к резонансным частотам пузырьков [2]. Для случая пузырьков одного размера зависимость скорости звука от частоты известна. В случае широкой функции распределения пузырьков по размерам, подобная ситуация должна выполняться для частот лежащих ниже резонансных частот основной массы пузырьков.

В работе [1] рассматривается влияние образовавшегося в затопленной струе канала на распространение квазимонохроматического сигнала от источника, находящегося на оси потока.

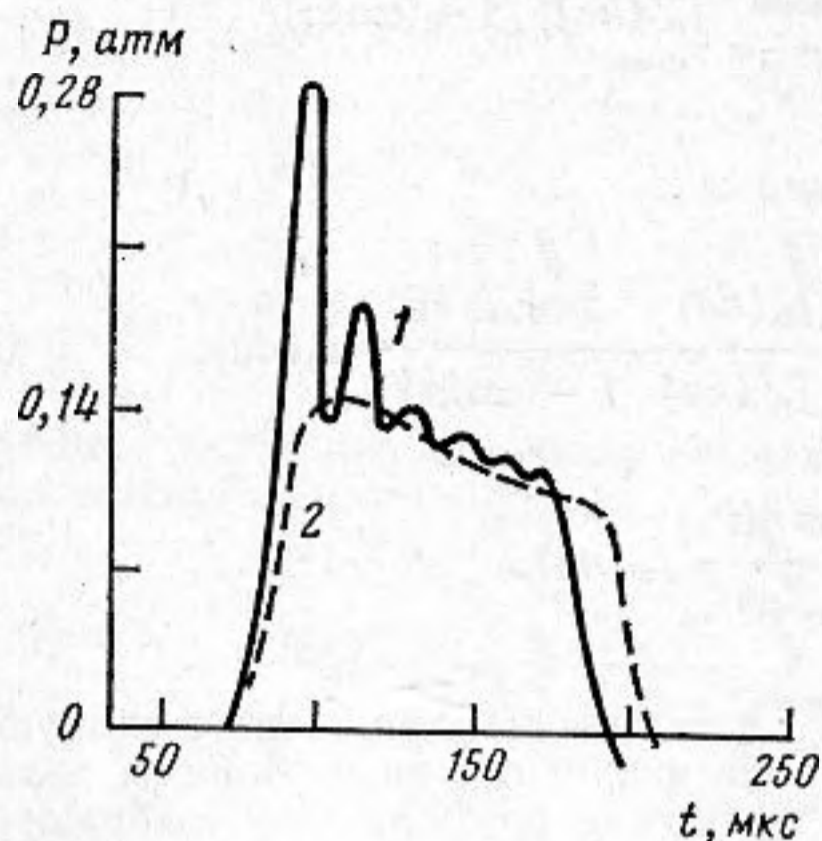
В данном сообщении изложены результаты экспериментального исследования влияния такого канала на распространение импульсов давления от взрывного источника, находящегося на оси канала, и пространственное распределение собственного шумового поля потока. Схема эксперимента аналогична [1]. Струя воды вытекает из сопла, находящегося на глубине 0,5 м в горизонтальном направлении со скоростью порядка 20 м/с. Функция распределения пузырьков по размерам для такой струи приведена в работе [3]. Источник взрывного импульса (искровой разрядник) помещался на оси потока. Амплитуда давления в излученном импульсе

на расстоянии 1 см от разрядника составляла порядка 100 атм. Форма импульса, прошедшего по возмущенной и невозмущенной трассе, представлены на фиг. 1.

На фиг. 2 представлены спектры взрывного импульса в спокойной воде и прошедшего по оси потока. Экспериментально исследовалась также зависимость пикового значения амплитуды импульса от угла наблюдения α , гидрофон находился на фиксированном расстоянии от разрядника.

Ширина диаграммы направленности импульсного излучателя аналогична диаграмме, полученной в работе [1].

Измерение пространственного распределения шумового поля потока проводилось по аналогичной схеме [1], при этом разрядник был убран. На фиг. 3 приве-

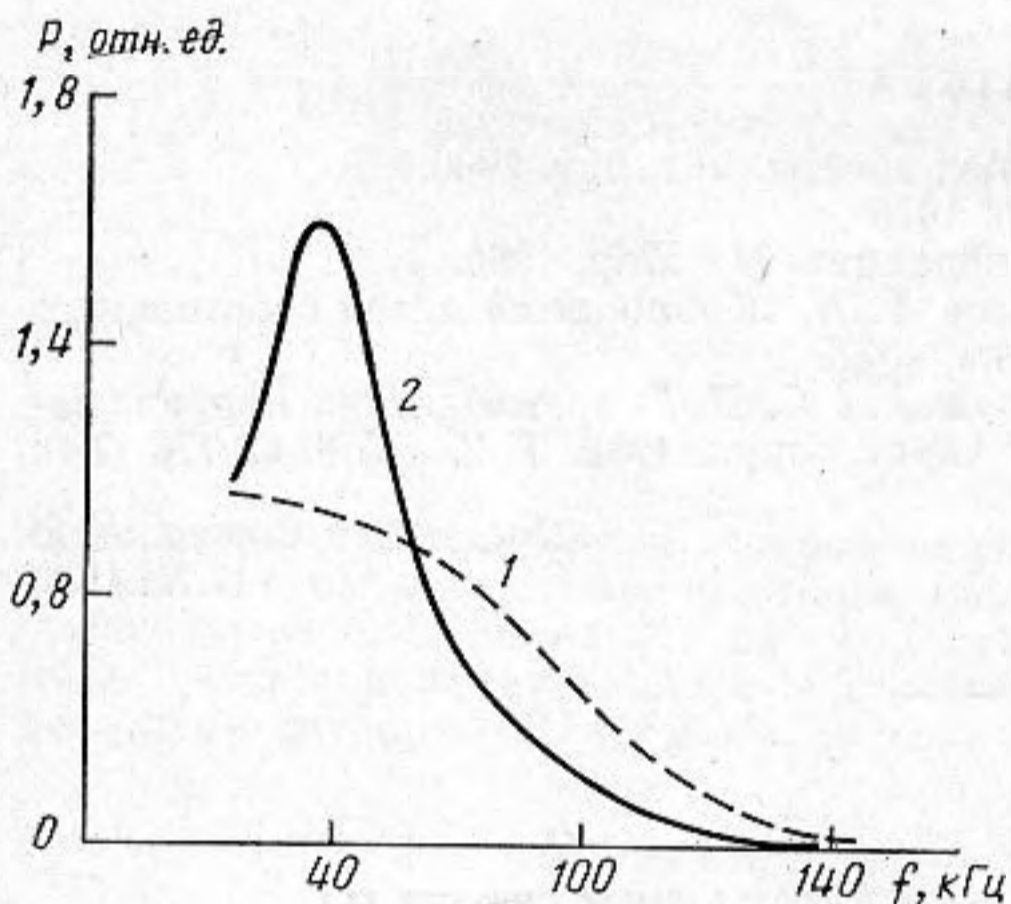


Фиг. 1

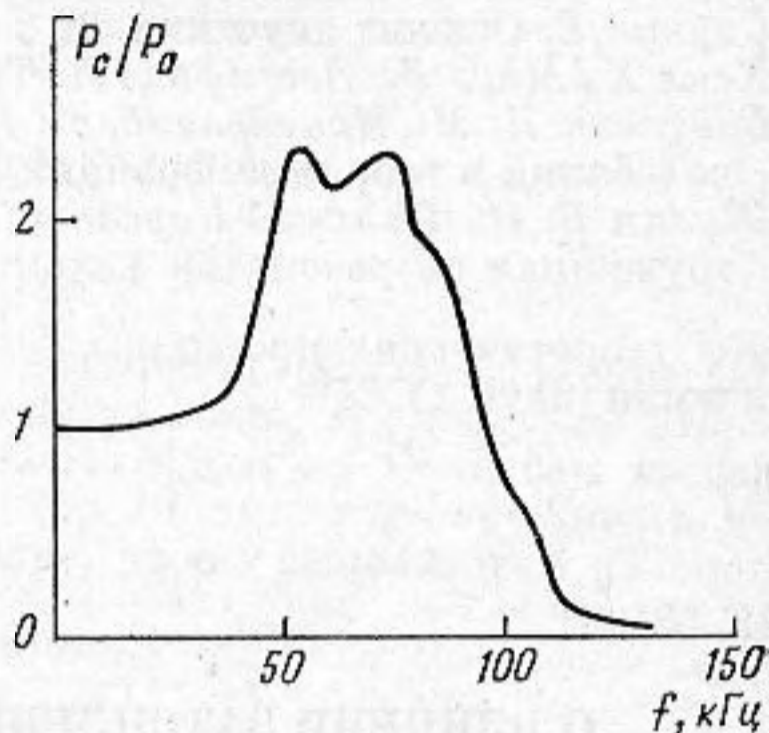
Фиг. 1. Форма импульса, прошедшего по возмущенной трассе — 1 и по невозмущенной трассе — 2

Фиг. 2. Спектр импульса, прошедшего по трассе: 1 — невозмущенная трасса, 2 — при включенной струе

Фиг. 3. Отношение амплитуды шумового поля на оси потока к амплитуде шума вне его в зависимости от частоты



Фиг. 2



Фиг. 3

дены зависимость отношения амплитуды шумового поля на оси потока к амплитуде шума вне его от частоты. Измерения проводились на расстоянии 2 м от среза сопла.

Из приведенных выше экспериментальных данных видно, что в случае распространения в струе взрывного импульса и в случае распространения шумового сигнала вдоль оси потока формируется пик излучения на частотах порядка 40÷80 кГц. Более высокие частоты при распространении вдоль потока «вымирают» из-за резонансного поглощения на газовых пузырьках.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кустов Л. М., Мартъянов А. И., Шаврацкий С. Х. Эффект фокусировки звуковых волн кавитирующей струей // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 5. С. 629—634.
2. Наугольных К. А., Островский Л. А., Сутин А. М. Нелинейная акустика/Нелинейные волны. Распространение и взаимодействие. М.: Наука. 1981. С. 166—187.
3. Мартъянов А. И. Экспериментальное исследование динамики газовых пузырьков в турбулентном потоке // ПМТФ. 1978. № 1. С. 77—80.

Горьковский государственный университет
им. Н. И. Лобачевского

Поступило в редакцию
2.II.1987