

частотный резонансный провал АЧХ вырождается в перегиб. Частоты, на которых коэффициент передачи по силе двухкаскадной системы с потерями равен единице:

$$\omega_{\Pi}^2 = \frac{1}{MC} \left(2 + \sqrt[3]{-4\eta^3 + \sqrt{\frac{-1 + 21\eta^2 + 285\eta^4 + 383\eta^6}{27}}} + \right. \\ \left. + \sqrt[3]{-4\eta^3 - \sqrt{\frac{-1 + 21\eta^2 + 285\eta^4 + 383\eta^6}{27}}} \right)$$

при $\eta > 0,18$ вырождаются в одну. При этом VI_F приобретает волнообразный профиль. Частоты локальных экстремумов функции VI_F могут быть рассчитаны по (2):

$$\omega_M^2 = \frac{1}{2MC} \left(3 + \sqrt[3]{-15\eta^2 + \sqrt{\frac{-125 + 1050\eta^2 + 3135\eta^4 + 2744\eta^6}{27}}} + \right. \\ \left. + \sqrt[3]{-15\eta^2 - \sqrt{\frac{-125 + 1050\eta^2 + 3135\eta^4 + 2744\eta^6}{27}}} \right). \quad (2)$$

При $\eta > 0,303$ виброизоляция по силе двухкаскадной системы имеет на низких частотах плавный излом.

В результате роста коэффициентов потерь виброизоляторов помимо снижения добротности двухкаскадной системы наблюдается также заметное повышение VI_F на низких и высоких частотах при незначительном ухудшении виброизолирующих свойств системы на средних частотах. Повышенное подавление низкочастотных составляющих является существенным обстоятельством, позволяющим повысить эффективность применения двухкаскадной системы виброизоляции.

В силу обратимости коэффициентов $S_1(\alpha\beta)$ и $S_1(\beta\alpha)$ [5] переходной матрицы, функции VI_F при $Z_H = \infty$ и VI_v при $Z_H = 0$ по теореме взаимности эквивалентны. Виброизоляция по скорости двухкаскадной виброизолирующей системы может быть рассчитана по (1). Потери будут влиять на величину VI_v точно так же, как и на VI_F .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ruzicka J. E., Derby T. F. Influence of damping in vibration isolation. Washington: Shock and Vibr. Inform. Center, 1971.
2. Ключкин Н. И. Виброизоляция упругих прокладок и амортизаторов, находящихся под виброактивными механизмами (обзор) // Акуст. журн. 1979. Т. 25. № 3. С. 321-339.
3. Wang W. M. Minimum effectiveness of isolation mounts at high frequencies // J. Acoust. Soc. Amer. 1971. V. 50. N 5(1). P. 1388-1390.
4. Ключкин Н. И., Клещев А. А. Судовая акустика. Л.: Судостроение, 1982.
5. Гартаковский Б. Д. Матричный метод расчета вибропроводимости одномерной структуры // Тез. IX Всесоюз. акуст. конф. М.: АКИН, секция «К», 1977. С. 131-134.
6. Гартаковский Б. Д. О характеристиках виброизоляции одномерных структур // Тез. IX Всесоюз. акуст. конф. М.: АКИН, секция «К», 1977. С. 127-130.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
22.06.90

УДК 532.529:534.19:541.182.45

© 1991 г.

З. М. Оренбах, Г. А. Шушков

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ И КОЭФФИЦИЕНТА ЗАТУХАНИЯ АКУСТИЧЕСКОГО ВОЗМУЩЕНИЯ В ГАЗОЖИДКОСТНОЙ ПЕНЕ

Известные в настоящий момент экспериментальные исследования акустических характеристик газожидкостных смесей пузырьковой структуры [1, 2] относятся к области низких объемных газосодержаний, что объясняется принципиальной трудностью получения сред с высоким газосодержанием из-за коагуляции пузырьков.

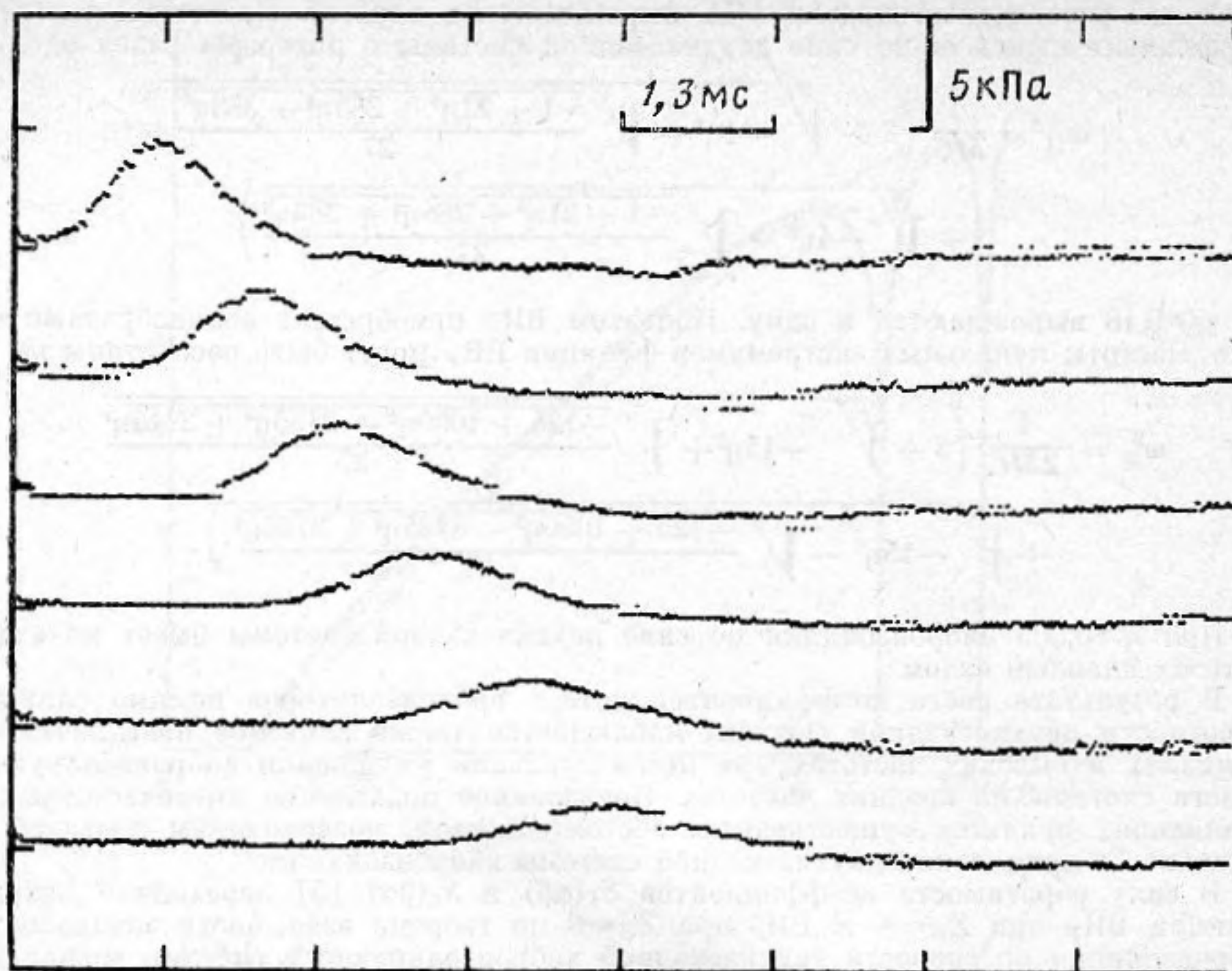


Рис. 1. Эволюция возмущения давления в пене. Показания датчиков

В данной работе приводятся результаты экспериментальных исследований распространения возмущений давления в пене: смеси с объемным газосодержанием более 90%. Такую среду удобно характеризовать параметром кратности K , связанным с газосодержанием φ зависимостью $K=1/(1-\varphi)$ [3].

Эксперименты проводились на ударной трубе типа описанной в [1] с шестью пьезоэлектрическими датчиками, расположенными через 0,05 м. Исследуемая среда подавалась в рабочий участок из специального пеногенератора, позволяющего задавать кратность в широком диапазоне с точностью порядка 5%.

В зависимости от условий эксперимента в среде инцирировались импульсы давления, максимальная амплитуда которых лежала в пределах 3–10 кПа. Картина эволюции возмущения (рис. 1) практически не зависела от его начальной амплитуды, что свидетельствует об отсутствии нелинейных эффектов.

Скорость звука в газожидкостной смеси определяется из общего соотношения [4]

$$1/c^2 = (1-X)\rho^2/(\rho_1^2c_1^2) + X\rho^2/(\rho_2^2c_2^2), \quad (1)$$

где c – скорость звука, $X=\varphi\rho$ – массовое газосодержание, ρ – плотность; индекс «1» относит величину к жидкости, «2» – к газу, отсутствие индекса – к смеси.

При обработке эксперимента скорость звука определялась по времени прохождения максимума финитной волны между двумя соседними датчиками и последующего осреднения полученных значений. Расхождение между полученными в разных экспериментах значениями скорости звука в пене определенной кратности не превышало 1%.

Рис. 2. Зависимость скорости звука от газосодержания: (○) – экспериментальные значения

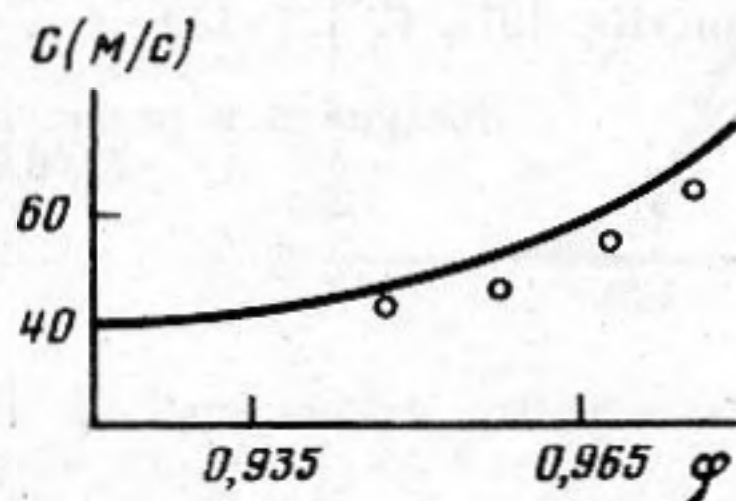


Рисунок 2 показывает хорошее согласование экспериментальных значений скорости звука с теоретическими. Из таблицы видно, что отличие составляет менее 5%. Во всех экспериментах измеренное значение скорости было ниже теоретического, что связано, очевидно, с систематической погрешностью определения кратности пены. Тем не менее возможна реализация обратной задачи: определение кратности пены по результатам измерения скорости звука.

Коэффициент затухания определялся из отношения амплитуд возмущения на соседних датчиках и затем также усреднялся. Из таблицы видно, что коэффициент затухания не обнаруживает зависимости от кратности пены и равен примерно $3,65 \text{ м}^{-1}$. Сравнение с данными работы [2] показывает, что возмущение в пене затухает примерно в 6 раз сильнее, чем в пузырьковой смеси с $\varphi \approx 1\%$.

Кратность	Средняя скорость звука	Скорость звука из (1)	Коэффициент затухания
40	67,57	69,22	3,7
30	57,52	60,52	3,78
23	51,34	53,48	3,65
18	46,16	47,74	3,56

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузнецов В. В., Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Шрейбер И. Р. Экспериментальное исследование распространения возмущений жидкости с пузырьками газа // Нелинейные волновые процессы в двухфазных средах. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1977. С. 32–44.
2. Прибатурин Н. А. Влияние давления на распространение возмущений в парожидкостной среде // Неравновесные процессы в одно- и двухфазных системах. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1981. С. 5–10.
3. Канн К. Б. Капиллярная гидродинамика пен. Новосибирск: Наука, 1989. 167 с.
4. Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Шрейбер И. Р. Распространение волн в газо- и парожидкостных средах. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1983. 238 с.

Институт проблем
освоения Севера

Поступило в редакцию
06.04.90

УДК 531.596.1

© 1991 г.

Ю. В. Петухов

ЭФФЕКТ ОДНОВРЕМЕННОГО СУЩЕСТВОВАНИЯ НЕПЕРЕИЗЛУЧАЮЩИХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН РЭЛЕЯ И СТОУНЛИ

Взаимосвязь волн в атмосфере с сейсмическими колебаниями поверхности Земли представляет интерес в связи с генерацией микробаром и микросейсм при высокоэнергетических процессах в грунте. Экспериментальные исследования волн от взрывов и землетрясений [1] указывают на преобладающее влияние поверхностных волн в колебаниях поверхности Земли. Это обусловлено тем, что вдали от источника амплитуда поверхностных волн уменьшается с расстоянием по цилиндрическому закону, в отличие от акустических, продольных и сдвиговых волн, амплитуды которых спадают с расстоянием по сферическому закону [2]. Влияние затухания в обеих средах приводит к тому, что преобладание поверхностных волн становится заметным лишь для волн с периодами порядка нескольких десятков секунд [2], на распространение которых может существенно повлиять сила тяжести [2, 3]. Поэтому, цель данной работы состоит в исследовании влияния гравитации Земли на распространение волн Рэлея и Стоунли вдоль плоской границы раздела соответствующих сред.

Для решения поставленной задачи необходимо провести анализ соответствующих решений дисперсионного уравнения, при получении которого воспользуемся следующими упрощениями: атмосфера считается изотермической, Земля моделируется однородным упругим полупространством. Выберем начало системы координат x, y, z на границе раздела, а ось z направим вверх. Уравнения, описывающие распространение волн в твердом теле, запишутся через потенциалы смещений продольных φ и сдвиговых Ψ волн в следующем виде [2]:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = \frac{1}{c_1^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2}, \quad \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = \frac{1}{c_2^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2},$$