

3. P. G r e g u s s. Szonokemia. Budapest, 1955. (Р. Грегусш. Доклад в АКИН АН СССР, 1960).
4. А. В. Лыков. Теория сушки. М.—Л., Госэнергоиздат, 1950.
5. И. И. Славин. Производственный шум и борьба с ним. М., Профиздат, 1955.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
26 июля 1961 г.

ЗАМЕЧАНИЯ ОБ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКОМ МЕТОДЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКА

В. В. Войтонис, В. Ф. Яковлев

В работе [1] предлагается методика расчета коэффициента поглощения ультразвука по изменению напряжения на кварце интерферометра. При этом допускается ряд приближений, который возможно избежать. Будем обозначать через V' напряжение, обусловленное воздействием ультразвукового поля на кварц. Для расчета поглощения необходимо взять два максимума и два минимума на кривой реакции

$$\begin{aligned} V_{1 \max} &= V'_0 \operatorname{cth}(\alpha r_1 + \beta) + V'', & V_{1 \min} &= V'_0 \operatorname{th}\left(\alpha r_1 + \frac{\alpha \lambda}{4} + \beta\right) + V'', \\ V_{2 \max} &= V'_0 \operatorname{cth}(\alpha r_2 + \beta) + V'', & V_{2 \min} &= V'_0 \operatorname{th}\left(\alpha r_2 + \frac{\alpha \lambda}{4} + \beta\right) + V'', \end{aligned} \quad (1)$$

где V'' — постоянно.

При условии $r \gg \lambda/4$ можно полагать $V_{1 \min} = V'_0 \operatorname{th}(\alpha r_1 + \beta) + V''$, $V_{2 \min} = -V'_0 \operatorname{th}(\alpha r_2 + \beta) + V''$. В работе [1] находятся величины

$$N = \frac{V_{2 \min} - V_{1 \min}}{V_{1 \max} - V_{2 \max}} = \operatorname{th} \varphi_1 \cdot \operatorname{th} \varphi_2, \quad (2)$$

$$R = \frac{V_{1 \max} - V_{1 \min}}{V_{2 \max} - V_{2 \min}} \approx \frac{\operatorname{th} \varphi_2}{\operatorname{th} \varphi_1},$$

где $\varphi_1 = \alpha r_1 + \beta$, $\varphi_2 = \alpha r_2 + \beta$; выражение для R носит приближенный характер справедливо для малых значений $\alpha r + \beta$, поскольку строго

$$\frac{V_{1 \max} - V_{1 \min}}{V_{2 \max} - V_{2 \min}} = \frac{(1 - \operatorname{th}^2 \varphi_1) \operatorname{th} \varphi_2}{(1 - \operatorname{th}^2 \varphi_2) \operatorname{th} \varphi_1}.$$

Если величину R определить несколько иначе, то требование малости $\alpha r + \beta$ отпадает. Это будет при

$$R = \frac{V_{1 \max} - V_{2 \min}}{V_{2 \max} - V_{1 \min}} = \frac{\operatorname{cth} \varphi_1 - \operatorname{th} \varphi_2}{\operatorname{cth} \varphi_2 - \operatorname{th} \varphi_1} = \frac{\operatorname{th} \varphi_2}{\operatorname{th} \varphi_1}. \quad (3)$$

Используя уравнения (2) и (3), получаем $\operatorname{th}^2 \varphi_1 = N/R$, $\operatorname{th}^2 \varphi_2 = NR$, или $\alpha r_1 + \beta = \operatorname{Arth} \sqrt{N/R}$, $\alpha r_2 + \beta = \operatorname{Arth} \sqrt{NR}$, откуда

$$\alpha = \frac{1}{r_2 - r_1} \left(\operatorname{Arth} \sqrt{NR} - \operatorname{Arth} \sqrt{\frac{N}{R}} \right). \quad (4)$$

Единственным ограничением, которое накладывается на это решение, является условие $r \gg \lambda/4$. Оно должно сказываться при измерениях в среде с очень большим поглощением, когда ослабление акустической реакции настолько велико, что перемещение рефлектора должно осуществляться вблизи кварца. В этом случае указанного ограничения можно избежать, используя для расчета значения V_{\min} , найденные из двух соседних минимумов, расположенных рядом с V_{\max} . Это соответствует замене участка гиперболической тангенсоиды, лежащей между соседними минимумами, отрезком прямой.

Предлагаемое выражение (4) применимо для любых αr и является более общим, чем соответственные выражения, полученные в работе [1].

ЛИТЕРАТУРА

1. И. И. Перепечко, В. Ф. Яковлев. К вопросу об измерении поглощения ультразвука в газах интерферометром. Акуст. ж., 1961, 7, 1, 101—102.

Московский областной педагогический институт
им. Н. К. Крупской

Поступило в редакцию
9 июня 1961 г.

РЕЗОНАНСНОЕ УСТРОЙСТВО ИЗ ТВЕРДОГО МАТЕРИАЛА ДЛЯ ФОКУСИРОВКИ УЛЬТРАЗВУКА

М. А. Исакович

Использование жидких фокусирующих устройств для получения большой плотности звуковой энергии лимитируется кавитацией: если на пути сходящегося ультразвукового пучка кавитационный порог окажется превзойденным, то дальнейшей концентрации звуковой энергии по мере приближения к фокальному пятну уже не произойдет. Целесообразно поэтому использовать в качестве материала для фокусирующего устройства некавитирующую среду — твердое тело, — создавая в ней сходящийся пучок и передавая звуковую энергию в жидкость только тогда, когда амплитуда колебаний уже достигла желаемого значения. Используя, кроме того, резонансные колебания устройства, можно получить колебания большой амплитуды при сравнительно небольших размерах установки. Для того чтобы кавитация не возникала на границе, через которую будет осуществляться передача энергии из твердого тела в жидкость, волна, создаваемая в жидкости, должна носить характер стоячей (точнее, квазистоячей) волны с узлом давления вблизи границы.

Можно представить себе такое устройство выполненным из материала с малыми механическими потерями (например, из алюминия) в виде сферы, снабженной концентрической полостью — рабочей камерой, — заполняемой облучаемой жидкостью. Реальная конструкция должна предусматривать каналы для заполнения и опорожнения камеры, для введения датчиков и тому подобное. Оставляя эти и подобные вопросы в стороне, приведем только решение задачи о возбуждении стоячих волн в сферической полости, расположенной в центре твердой сферы и заполненной жидкостью.

Для того чтобы граница полости совпала с узлом давления, ее радиус следует выбрать равным целому числу полуволи звука в жидкости, заполняющей полость (радиальный резонанс рабочей камеры). Наружный радиус сферы следует выбрать из соответственного условия для радиального резонанса твердого тела с полостью. Возбуждение колебаний можно осуществить, например, при помощи пьезоэлектрической мозаики, наносимой на наружную поверхность сферы. Считая, что поглощением звука в твердом материале можно пренебречь, дадим результат примерного упрощенного расчета вынужденных колебаний такого устройства.

Обозначим внутренний и внешний радиусы твердого тела через a и b соответственно. Плотность жидкости и твердого тела обозначим через ρ_1 и ρ , а волновые числа на частоте ω для волн в жидкости и продольных и поперечных волн в твердом теле — через k_1 , k и κ . Считая, что давление в жидкости, заполняющей полость, может быть задано в виде $p = \sin k_1 r / k_1 r$, найдем следующие выражения для радиального нормального напряжения σ и радиальной скорости v частиц в твердом теле:

$$\sigma = - \frac{1}{k_1 r (\kappa r)^2 k a (\kappa a)^2} \left\{ k a \left[[(\kappa r)^2 - 4] \cos k (r - a) - 4 \kappa r \sin k (r - a) \right] \times \right. \\ \times \left[(\kappa a)^2 \sin k_1 a - \frac{4}{m} (k_1 a \cos k_1 a - \sin k_1 a) \right] + \\ \left. + [(\kappa r)^2 - 4] \sin k (r - a) + 4 \kappa r \cos k (r - a) \right\} \times \\ \times \left[(\kappa a)^2 \sin k_1 a + \frac{4}{m} [(\kappa a)^2 - 4] (k_1 a \cos k_1 a - \sin k_1 a) \right] ;$$

$$v = \frac{i}{\rho c (\kappa r)^2 k_1 a (\kappa a)^2} \left\{ k a \left[\kappa r \sin k (r - a) + \cos k (r - a) \right] \times \right. \\ \times \left[(\kappa a)^2 \sin k_1 a - \frac{4}{m} (k_1 a \cos k_1 a - \sin k_1 a) \right] -$$

$$\left. - \left[\kappa r \cos k (r - a) - \sin k (r - a) \right] \left[(\kappa a)^2 \sin k_1 a + \frac{4}{m} [(\kappa a)^2 - 4] (k_1 a \cos k_1 a - \sin k_1 a) \right] \right\} .$$

Здесь введено обозначение $m = \rho_1 / \rho$. Условие резонанса рабочей камеры имеет