

Р.Х.Сандт, Г.В.Филиппов, В.Г.Шахов

О РАДИАЦИОННОМ ДАВЛЕНИИ НА СФЕРИЧЕСКИЕ ПРЕПЯТСТВИЯ

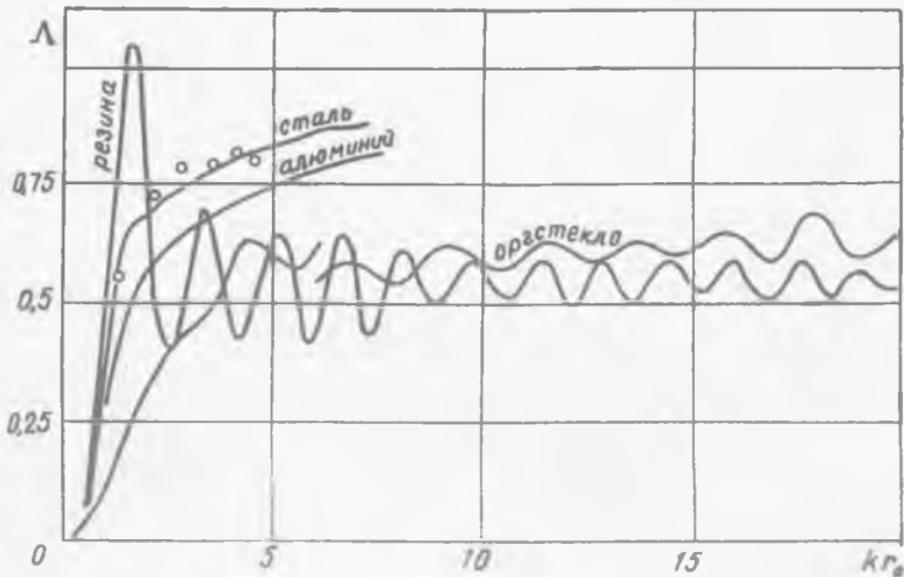
Величина относительного радиационного давления Λ , действующая на сферу радиуса z в поле плоской бегущей волны, может быть определена по формуле [1]

$$\Lambda = \frac{F_z}{(J/c_0)\pi z^2} = \frac{4}{x^2} \sum_{m=0}^{\infty} (m+1) \frac{(d_{1,m} d_{2,m+1} - d_{2,m} d_{1,m+1})^2}{(d_{1,m}^2 + d_{2,m}^2)(d_{1,m+1}^2 + d_{2,m+1}^2)},$$

где $d_{1,m} = \left[\frac{m}{m+1} J_{m-\frac{1}{2}}(dx) - J_{m+\frac{1}{2}}(dx) \right] N_{m-\frac{1}{2}}(x) -$
 $-\frac{\lambda}{\alpha} \left[\frac{m}{m+1} J_{m-\frac{1}{2}}(x) - J_{m+\frac{1}{2}}(x) \right] J_{m+\frac{1}{2}}(\alpha x);$

$$d_{2,m} = \left[\frac{m}{m+1} J_{m-\frac{1}{2}}(\alpha x) - J_{m+\frac{1}{2}}(\alpha x) \right] N_{m+\frac{1}{2}}(x) -$$

$$-\frac{\lambda}{\alpha} \left[\frac{m}{m+1} N_{m-\frac{1}{2}}(x) - N_{m+\frac{1}{2}}(x) \right] J_{m+\frac{1}{2}}(\alpha x);$$



Зависимость Λ от kr_0

$$x = kz; \quad \alpha = \frac{c_0}{c_s}; \quad \lambda = \frac{\rho_s}{\rho_0}; \quad k = \frac{2\pi f}{c_0}$$

Здесь F_z - сила радиационного давления;
 J, f - соответственно интенсивность и частота источника излучения;
 ρ_0, ρ_s - плотность жидкости и сферы;
 c_0, c_s - скорость звука в жидкости и сфере;
 $J_0(x), N_0(x)$ - функции Бесселя.

Анализ формулы невозможен из-за ее сложности. При малых значениях kz возможно существенное упрощение приведенного соотношения [1], [2]. При больших значениях kz величину Λ можно определить только расчетом на ЭВМ. Для системы "жидкость - жидкость" /жидкая капля в жидкости/ это сделано в работе [3]. На рисунке приводятся результаты наших вычислений Λ в широком диапазоне kz и различных физических параметрах сферы и среды. В таблице приведены значения параметров λ , α и λ/α для рассчитанных вариантов. Рабочая жидкость - вода.

Таблица

№ на рисунке	Материал сферы	λ	α	$\frac{\lambda}{\alpha}$
1	Сталь	7,815	0,254	30,768
2	Алюминий	2,705	0,237	11,414
3	Оргстекло	1,182	0,553	2,137
4	Резина	0,912	1,005	0,907
5	Воздух	$1,3 \cdot 10^{-8}$	4,3	$0,3 \cdot 10^{-3}$

Из графиков видно, что с ростом параметров $\frac{\lambda}{\alpha}$ и α величина Λ также возрастает. Это можно объяснить тем, что параметр $\lambda/\alpha = \rho_s c_0 / \rho_0 c_s$ характеризует акустическую проницаемость сферы, а $\alpha = c_0 / c_s$ - ее упругость. Увеличение отражательной способности сферы так же, как и ее упругости, приводит к росту Λ .

На этом же рисунке приведены осредненные экспериментальные данные двух серий опытов с воздушными пузырьками в воде /кривые 6 и 7/. Кривая 8 соответствует системе "воздушный пузырь - силиконовое масло". В этом случае параметры α и $\frac{\lambda}{\alpha}$ несколько отличаются от соответствующих величин для системы "воздух - вода".

Л и т е р а т у р а

1. Josioka K., Kawasima J. *Acustica* , 1955, 5, 167-178.
2. Josioka K., Kawasima J., Hizano H. *Acustica* , 1955, 5, 173-178.
3. Josioka K., Kawasima J., Omura A. *Acustica* , 1969/70, 22, 145-152.

Р.Х.Сандт, Г.В.Филиппов, В.Г.Шахов

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ДАВЛЕНИЯ НА ГАЗОВЫЕ СФЕРЫ

Радиационное давление на газовые сферы определяется на основе измерения параметров их траекторий в гравитационно-акустических полях. Обработка опытных данных упрощается, если силы радиационного давления F_2 и архимедова F_a ортогональны или коллинеарны. По Гетцу [1] сила радиационного давления пропорциональна углу наклона траектории сферы, пересекающей при вспышке горизонтальный акустический луч. Описанный в работе [1] метод может быть улучшен исключением влияния акустических потоков и переходом к непосредственному измерению радиуса сфер [2]. Для исключения погрешности, обусловленной инерционными свойствами всплывающего объекта, необходимо наличие плоского участка достаточной протяженности на эпюре интенсивности в рабочем сечении луча. При работе с вибраторами промышленного типа интенсивность переменна по сечению луча, что приводит к значительному разбросу опытных точек. Процесс измерений связан с фотоработами