

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

и поэтому трудоемок.

В работе [3] приведена количественная оценка приращения скорости всплытия газового пузырька в поле плоской бегущей волны при совпадающих по направлению силах F_2 и F_a . Установим связь дефекта скорости с радиационным давлением, не накладывая никаких ограничений на закон гидродинамического сопротивления, что освобождает от необходимости реологических измерений.

При установившемся движении в гравитационном поле сила F_a уравновешена силой лобового сопротивления Q_0 , в гравитационно-акустическом поле лобовое сопротивление $Q = F_2 + F_a$. Таким образом,

$$F_2 + Q_0 = Q, \quad /1/$$

откуда следует рабочая формула для расчета среднего радиационного давления

$$\Pi = \frac{F_2}{\pi z^2} = \frac{\rho}{2} (C_x V^2 - C_{x0} V_0^2), \quad /2/$$

где ρ - массовая плотность жидкости;

C_x - коэффициент лобового сопротивления;

V - скорость;

z - радиус пузырька. Индексом 0 отмечены величины, соответствующие свободному всплытию в гравитационном поле.

Зависимость $C_x(V)$ определяется по условиям свободного всплытия:

$$C_{x0} = \frac{8}{3} \frac{z}{V^2} g \left(1 - \frac{\rho_2}{\rho}\right), \quad /3/$$

здесь g - ускорение силы тяжести;

ρ_2 - массовая плотность газа.

Для уменьшения влияния геометрической погрешности скорости V_0 и V измеряют для одного и того же пузырька.

Таким образом, при определении зависимости $\Pi(kz)$

/ k - волновое число / следует:

измерить z и соответствующие ему V_0 и V ;

построить график $C_x(V)$ по формуле /3/;

по графику определить C_x , соответствующий скорости V ; вычислить Π по формуле /2/.

Кусочно-линейная аппроксимация функций $V_0(z)$ и $V(z)$ позволяет получить конечную формулу, удобную для расчета на ЭЦМ.

Для перехода в область больших значений kz можно увеличить частоту колебаний f и радиус сферы. Во втором случае для сохранения прямолинейных траекторий следует в качестве рабочих жидкостей использовать наиболее вязкие, имеющие большой коэффициент поглощения. Поэтому оба метода приводят к возрастанию $\alpha = 2\alpha'f^2$. Если градиенты интенсивности позволяют принять гипотезу стационарности, то радиационное давление в начале мерной базы длиной z_k следует определять при линейном законе сопротивления по формуле

$$\Pi = \frac{4}{3} z g (\rho - \rho_k) \frac{\exp \alpha (z_k - z_0) - 1}{1 - \exp(-\alpha z_0)}, \quad /4/$$

где z_0 - путь, который проходит пузырек, двигаясь под действием только архимедовой силы, за время прохождения мерной базы в гравитационно-акустическом поле.

При квадратичном законе сопротивления отношение силы радиационного давления в начале мерной базы к архимедовой силе

$$B = \frac{F_z}{F_a} \quad \text{определяется трансцендентной формулой}$$

$$\frac{z_0 \alpha}{2} = B z \operatorname{th} \frac{\sqrt{1+B \exp(-\alpha z_k)} - \sqrt{1+B}}{1 - \sqrt{[1+B \exp(-\alpha z_k)](1+B)}} + \alpha z \operatorname{ctg} \frac{\sqrt{1+B \exp(-\alpha z_k)} - \sqrt{1+B}}{1 - \sqrt{[1+B \exp(-\alpha z_k)](1+B)}} /5/$$

В общем случае можно пользоваться формулой

$$\frac{F_z}{F_a} = \left[\frac{1}{V_0} \left(\frac{dz}{dt} \right) + 1 \right] \exp(\alpha z)$$

Однако графическое дифференцирование обуславливает заметную погрешность, и интегральные формулы предпочтительнее.

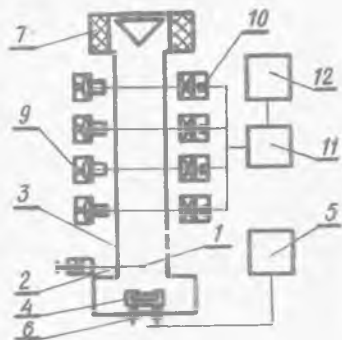


Схема экспериментальной установки

На рисунке показана схема экспериментальной установки для измерения радиационного давления описанным выше методом. Газовый пузырек 1 вводится через медицинскую иглу 2 в вертикальную прозрачную колонну 3 /160x160x1160 мм³/, заполненную рабочей жидкостью. Акустический преобразователь 4, возбуждаемый генератором 5, устанавливается на подвеске 6, обеспечивающей совмещение осей звуково-

го луча и колонны. Режим бегущей волны реализуется с помощью системы поглощения 7. Во избежание влияния акустических потоков на скорость движения пузырька время работы вибратора T при каждом замере ограничивается $T = 1,5$ сек соответствует средняя погрешность 1,5%. Скорости V_0 и V определяются по времени прохождения пузырьком марных баз, образуемых узкими световыми лучами четырех датчиков системы отсчета времени. Каждый датчик состоит из источника света 9, луч которого пересекает траекторию пузырька и фокусируется на фотодиоде 10. С фотодиода сигнал подается на усилитель 11 и далее - на частотомер 12, позволяющий отсчитывать время с точностью до 10^{-7} сек. В конце вспышки пузырек улавливается в прозрачную коробочку, и его размеры определяются с помощью микроскопа МБС-1. Интенсивность акустического поля измеряется методом радиометра. Сила, действующая на приемник /стальной шарик/, измеряется усовершенствованным пневмодатчиком типа сопло - заслонка.

Л и т е р а т у р а

1. Goetz H.Z. *Naturforschung*, 1949, 40.

2. Филиппов Г.В. К вопросу определения силы радиационного давления на газовую сферу. Материалы научно-технической конференции КуАИ, ч. 1, 1970.

3. Капустина О.А. Влияние радиационного давления на скорость подъема пузырьков газа в жидкости. Акустический журнал, 1968, 14, № 3.

Р Е Ф Е Р А Т Ы

УДК 534. 26

Анализ вторичных полей в раскрыве акустических рефракторных систем. Абрамов Г.В., Калакутская Л.А. Сб.: „Исследования по акустике, электрофизике и радиоэлектронике“. КуАИ, 1975, вып. 3, с. 3 - 14.

Формирование квазиплоского ультразвукового поля в жидкости возможно осуществить с помощью акустических рефракторных систем.

В статье дается анализ так называемых вторичных полей, создаваемых продольной волной второго поколения и поперечной волной первого поколения, и их влияние на распределение интенсивности квазиплоского ультразвукового поля в раскрыве рефракторных систем.

Илл. 8, библи. 4