АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1995, том 41, № 3, с. 390 - 394

УДК 534.222

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ЗВУКОВЫХ ВОЛН, РАССЕЯННЫХ ГАЗОВЫМ ПУЗЫРЬКОМ В ЖИДКОСТИ

© 1995 г. В. В. Бредихин, Н. И. Василиненко, Ю. А. Кобелев, А. И. Потапов

Институт прикладной физики РАН
603600 Н. Новгород, ул. Ульянова, 46

Поступила в редакцию 30.06.94 г.

В работе рассматривается метод измерения параметров звуковых волн, рассеянных газовым пузырьком в жидкости, основанный на гашении в определенной точке пространства звуковых волн, излучаемых двумя одинаковыми и противофазно колеблющимися монопольными излучателями. Из поля, принимаемого гидрофоном в окрестности точки гашения в присутствии пузырька возле одного из излучателей вычитается поле, существующее в этой же точке в отсутствие пузырька. Влияние стенок ванны и излучателя, ближайшего к пузырьку, исключалось калибровкой трассы с помощью измерения переходных процессов установления колебаний в ванне от третьего точечного излучателя, помещенного в область, занимаемую пузырьком. В результате удалось измерить резонансную кривую колебаний пузырька в окрестности 10 кГц, оценить величину коэффициента затухания и суммарный коэффициент нелинейности, ответственный за нелинейную деформацию резонансной кривой.

Газовый пузырек в жидкости как наиболее интересный объект акустики постоянно привлекает к себе внимание исследователей. К настоящему времени практически все особенности колебаний пузырька обоснованы теоретически. Эксперимент же значительно отстает от теории и связан, прежде всего, с различными практическими приложениями. Например, исследование процесса образования пузырьков при падении капель в воду или обрушении поверхностных волн стимулирует методы обнаружения волн, излучаемых пузырьками, предварительно возбужденными при их "рождении" [1, 2], а задача выделения пузырьков на фоне других примесей дала развитие метода нелинейной диагностики пузырьков на основе преобразования частот [3, 4] и т.д.

В последние годы появился определенный интерес к разработке акустически активных сред на основе пузырьков газа в жидкости [5, 6]. Возможная активность такой среды определяется эффектами второго порядка малости по нелинейности (кубичной нелинейностью). Частными задачами этого плана являются исследования колебаний резонансных пузырьков в поле сильной акустической волны, их устойчивости как частиц; взаимодействие двух, трех и т.д. пузырьков в малом объеме и др. Основная трудность в экспериментальном исследовании этих задач заключается в выделении излучаемых пузырьками волн на фоне интенсивной волны, возбуждающей пузырьки, той же частоты и с зависящей от времени амплитудой.

В данной работе описываются метод и экспериментальная установка, позволяющие обойти эти трудности, и приводятся результаты измерения резонансной кривой колебаний пузырька в окрестности 10 кГц с учетом ее нелинейной деформации.

Блок-схема установки приведена на рис. 1. Измерения проводились в ванне размером 50 × 50 × × 120 см. Основная идея метода измерения заключается в том, что в центре ванны на расстоянии 15 см друг от друга размещаются два одинаковых монопольных сферических излучателя звука И1, И2 диаметром 6 см, работающих в противофазе друг к другу от электрических сигналов в виде посылок длительностью несколько миллисекунд, заполненных частотой около 10 кГц. Принципы формирования посылок поясняют рис. 1 и подпись к нему. В результате звуковое поле в точке расположения гидрофона Г (половина расстояния между излучателями) уменьшалось. Подбирая положения излучателей и амплитуды их колебаний, удалось погасить поле примерно на 20 дб относительно поля вблизи одного излучателя на время порядка 25 периодов колебаний (2.5 мсек), как видно на рис. 2б.

Вторым важным моментом является тот факт, что пузырек, получаемый путем электролиза с проволочки на дне ванне, всплывая, проходит вблизи одного излучателя. В результате этого поле, действующее на него, максимально и практически не подвержено влиянию противофазного излучателя. Перемещая излучатели и приемник как целое по ванне, можно добиться примерно постоянной амплитуды на 20 - 25 периодах колебаний (рис. 2а). Подавление поля от излучателя И2 в точке нахождения гидрофона позволяет в этой точке повысить отношение амплитуды рассеянного пузырьком поля к амплитуде фонового поля до единицы, по крайней мере для резонансных пузырьков.

Третьим важным моментом является возможность восстановления рассеянного пузырьком поля вблизи пузырька, измеряя его вдали, в точке нахождения приемника. Это связано с двумя обстоятельствами. Во-первых, исключено самовоздействие колебаний пузырька, обусловленное отражениями от границ жидкости и от ближайшего излучателя (максимальное отношение радиуса пузырька $R \sim 0.03$ см к двойному расстоянию 4 см до поверхности излучателя И2 менее 0.01). Во-вторых, вклад границ в рассеянное пузырьком поле в точке нахождения гидрофона можно откалибровать. Для этого в точку *3* (минимальное расстояние от пузырька до излучателя) помещали излучатель И3 диаметром 2 см, подключенный вместо И1 и И2 к усилителю *9*. Принятый гидрофоном Г сигнал записывался на самописце *13*. Затем излучатель И2 отодвигался по оси, соединяющей И1, Г, И2 на 15 см в сторону, как показано на рис. 1 пунктиром, и опять записывался сигнал от И3 на самописец. После этого амплитуды первых трех периодов первого сигнала делили на соответствующие амплитуды второго сигнала и, усредняя результат по трем периодам, находили коэффициент K_1, учитывающий влияние излучателя И2 на поле излучения пузырька. Введение K_1 позволяет исключить влияние излучателя И2 на рассеянное пузырьком поле. Для исключения влияния стенок ванны на рассеянный пузырьком сигнал поступаем следующим образом. В первом записанном сигнале измеряем отношение $K_{2n} = \dfrac{U(nT)}{U(5T)}$, где $U(nT)$ – амплитуда напряжения на гидрофоне Г для n-го периода, $U(5T)$ – амплитуда напряжения на пятом периоде. Практически до пятого периода влияние стенок ванны не заметно. Коэффициент K_{2n} определяет влияние стенок ванны, а произведение $K_n = K_1K_{2n}$ дает совместное влияние излучателя И2 и стенок ванны на рассеянное пузырьком поле. Или, другими словами, K_n дает увеличение рассеянного пузырьком поля, обусловленное стенками ванны и излучателем И2 в сравнении с рассеянием в открытом пространстве. На рис. 3 показана зависимость K_n от n.

Сказанное выше является, пожалуй, основным что позволяет достаточно надежно выделять рассеянное пузырьком поле на фоне поля, вызывающего колебания пузырька.

Процесс измерения резонансной кривой выглядит следующим образом. На генератор пузырьков *2* (рис. 1) подавалось постоянное напряжение. Его величина и время действия подбирались таким образом, чтобы с иглы срывались одиночные пузырьки. Измерялось время всплытия пузырька между двумя фиксированными уровнями. В момент прохождения пузырьком точки *3* (рис. 1) он облучался одиночным звуковым импульсом длительностью несколько мсек с

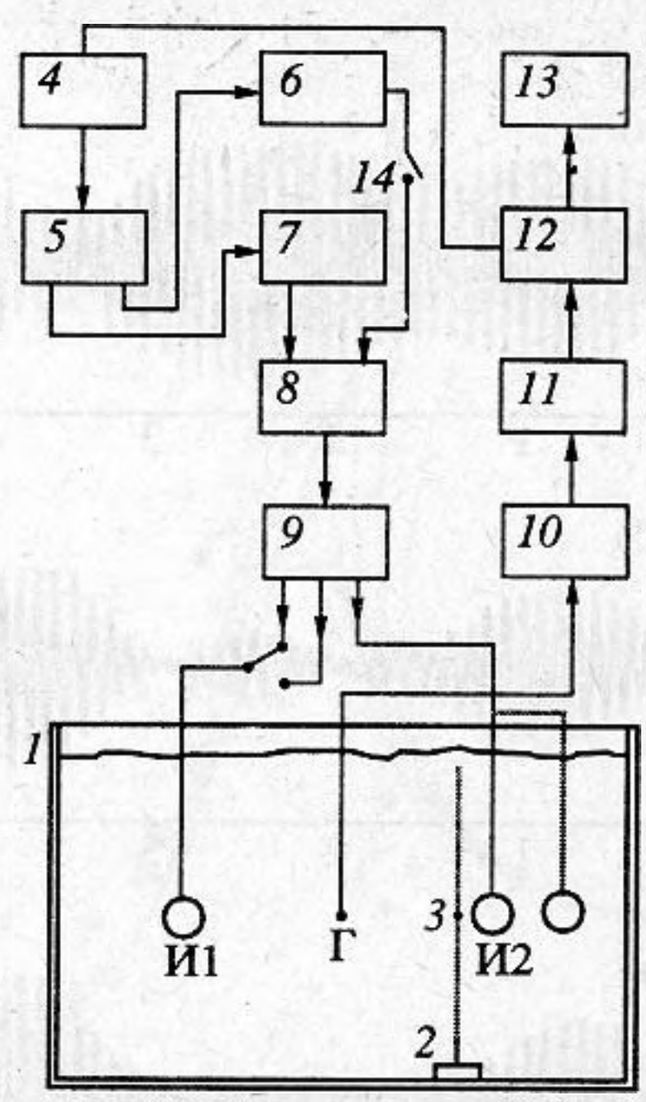

Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки. *1* – ванна с водой, *2* – генератор пузырьков, *3* – точка, в которой на пузырек действует звуковое поле, *4* – генератор периодических колебаний частотой 400 кГц для синхронизации аппаратуры и формирования радиоимпульса, *5* – делитель частоты (коэффициент деления 1 : 40 для частоты 10 кГц), *6* – генератор импульсов для формирования радиоимпульса (длительность импульсов 3 мсек), *7* – фильтр частоты 10 кГц, *8* – формирователь радиоимпульса, *9* – двухканальный усилитель мощности, *10* – фильтр частоты 10 кГц, *11* – входной усилитель, *12* – анализатор сигналов (Signal Analyzer SM-21008), *13* – самописец.

частотой заполнения 10 кГц. Для вычисления радиуса пузырька по скорости W всплытия, было использовано выражение для силы F сопротивления при обтекании в виде:

$$F = \frac{\pi}{4}\rho R^2 W^2 \left(C_1 + C_2\frac{\nu}{WR}\right), \qquad (1)$$

где ρ – плотность воды, ν – ее вязкость, а коэффициенты C_1 и C_2 определяются экспериментально. Приравнивая (1) силе Архимеда $4\pi R^3\rho g/3$ (g – ускорение свободного падения), получаем

$$W^2\left(C_1 + \frac{C_2\nu}{WR}\right) = \frac{16Rg}{3}. \qquad (2)$$

Для определения C_1 и C_2 измерялись времена всплытия пузырьков и амплитуды рассеянных ими полей на трех частотах: 5, 10 и 20 кГц. Предполагая, что максимальное значение амплитуды на каждой из этих частот соответствует резонансным пузырькам, из формулы

$$R = \frac{1}{2\pi f_0}\sqrt{\frac{3\gamma P_0}{\rho}}, \qquad (3)$$

где P_0 – статическое давление, γ – показатель адиабаты газа, $f_0 = f$ – собственная частота колебаний

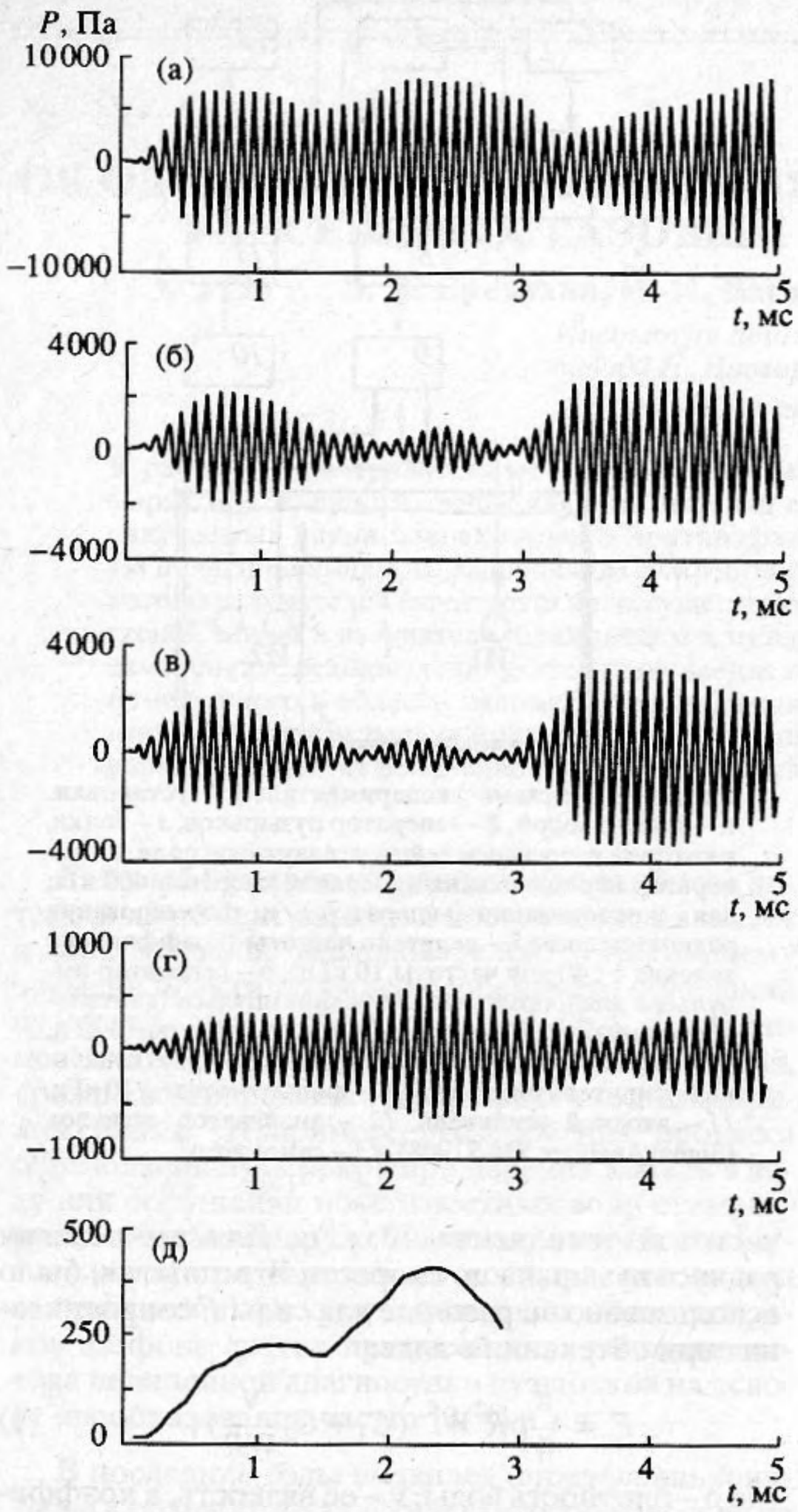

Рис. 2. а – акустический сигнал, действующий на пузырек в точке *3*, б – акустический сигнал в точке приема гидрофоном Г в отсутствие пузырька, в – акустический сигнал в точке приема гидрофоном Г, возмущенный присутствием пузырька в точке *3*, г – разность сигналов на рисунках (в) и (б), дающая сигнал от пузырька, д – зависимость амплитуды колебаний пузырька от времени.

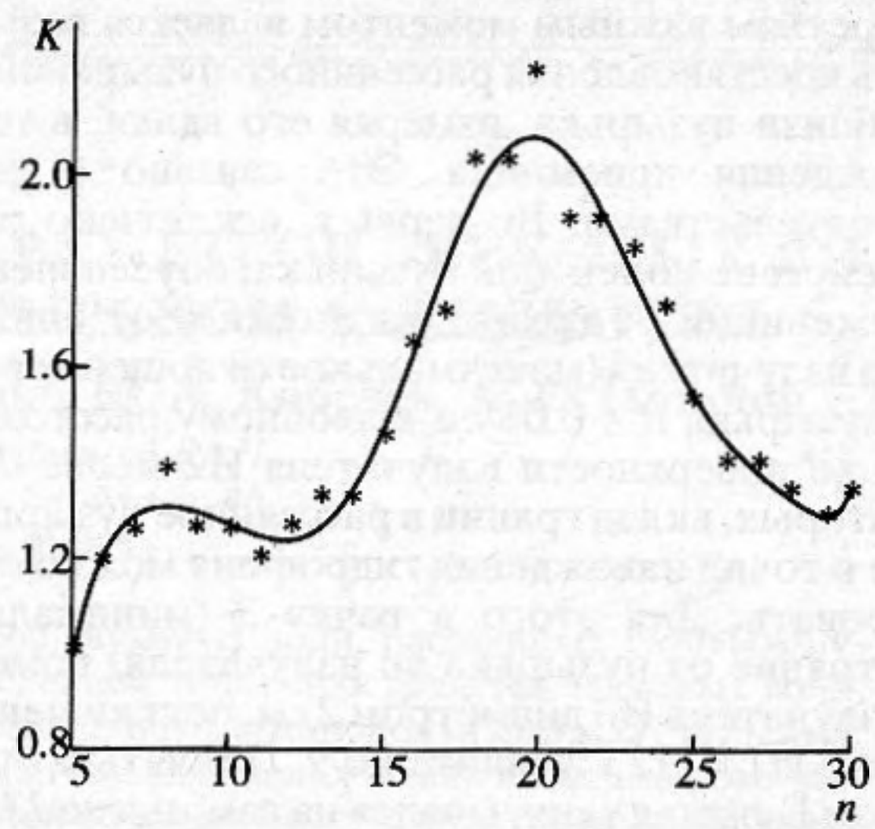

Рис. 3. Зависимость калибровочного коэффициента *K* от номера периода *n*.

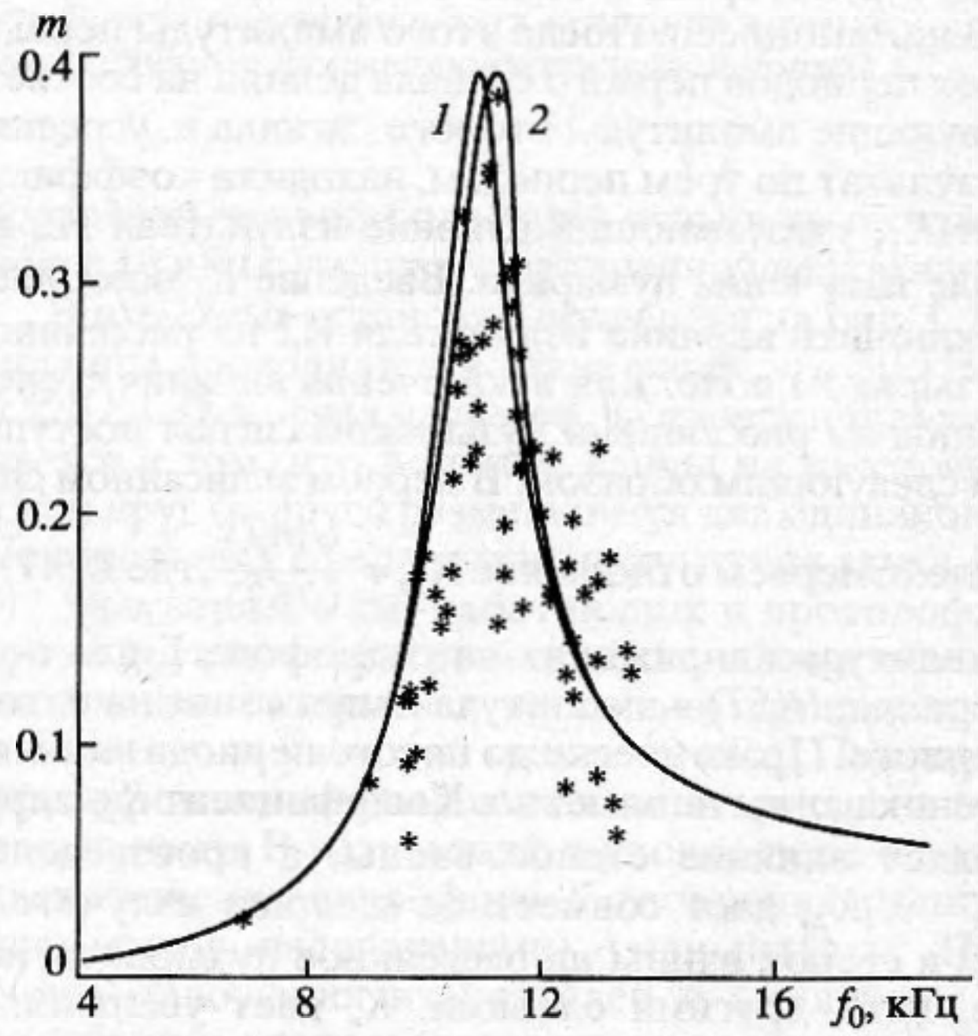

Рис. 4. Зависимость амплитуды относительного изменения объема пузырька от его собственной частоты для амплитуды 0.055 действующего на пузырек давления. Точками показаны экспериментальные данные, сплошные кривые построены согласно уравнению (6), кривая *1* соответствует $\delta = 0.1$ и $a = 0.1$, кривая *2* – $\delta = 0.1$, $a = 0.4$.

пузырька, а f – частота внешнего поля (в данном случае она равна f_0) и формулы (2) для значений R и W пузырьков, резонансных на 5 и 10 кГц, были определены значения $C_1 = 1.34$ и $C_2 = 48$. Оказалось, что слагаемое в (1), обусловленное силой Стокса, соответствует обтеканию пузырька жидкостью с учетом движения газа в пузырьке [7] и в два раза больше, чем для жесткой сферы. Облучение пузырьков на частоте 20 кГц позволило проверить полученные значения для C_1 и C_2 и дало достаточно хорошее совпадение (радиусы пузырьков, вычисленные из (2) и независимо из (3), отличаются на 5%). Таким образом, формулы (2) и (3) позволяют находить по скорости всплытия пузырька его собственную частоту.

Измерение рассеянного пузырьком поля проводилось так. В момент прохождения пузырьком точки *3* (рис. 1) замыкался ключ *14* и пузырек

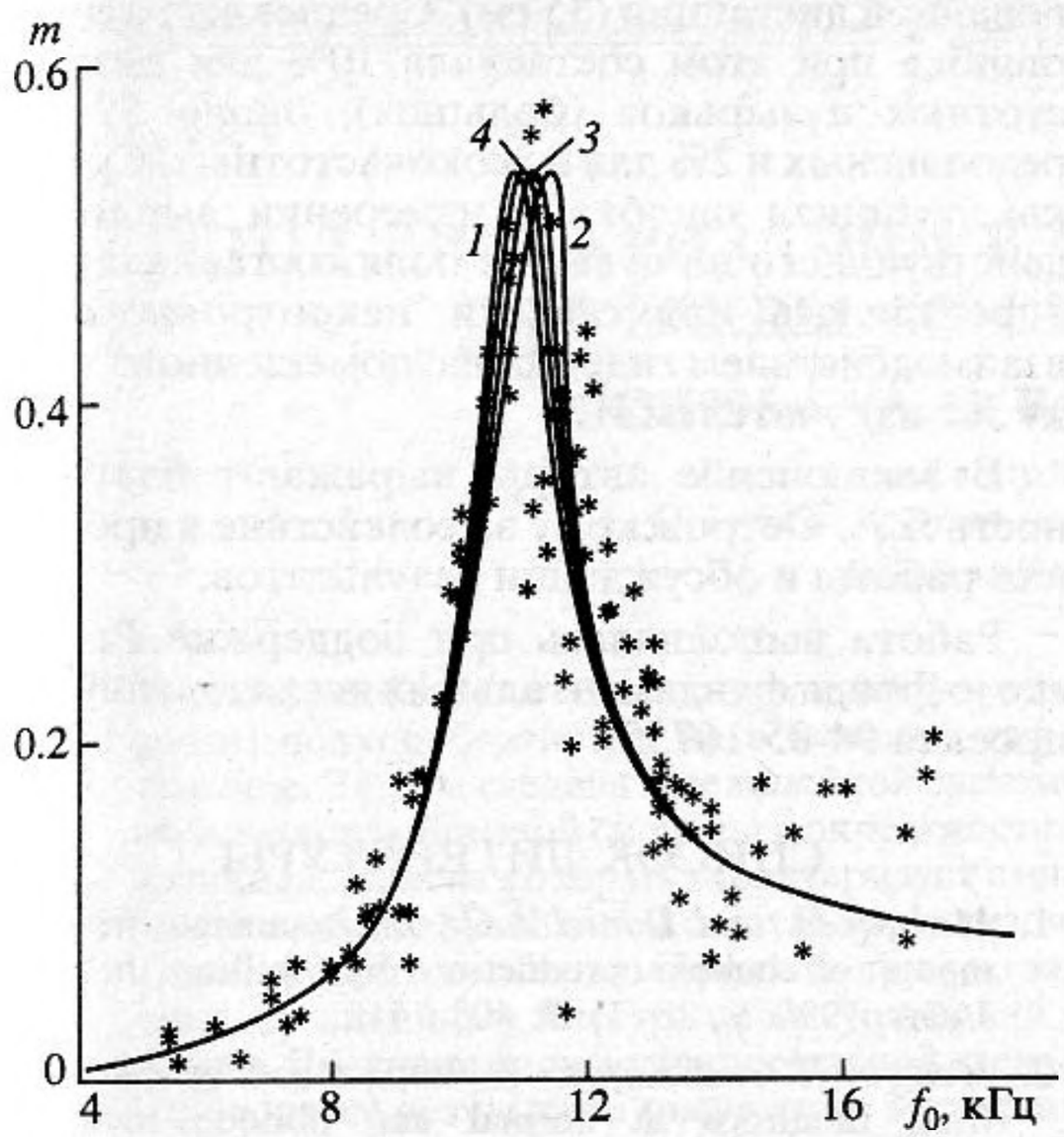

Рис. 5. Те же данные, что и на рис. 4, только для амплитуды действующего на пузырек давления, равного 0.075. Теоретические кривые построены для $\delta = 0.1$ и $a = 0.1$, для кривой *1*; $a = 0.4$ – *2*; $a = 0.3$ – *3*; $a = 0.2$ – *4*.

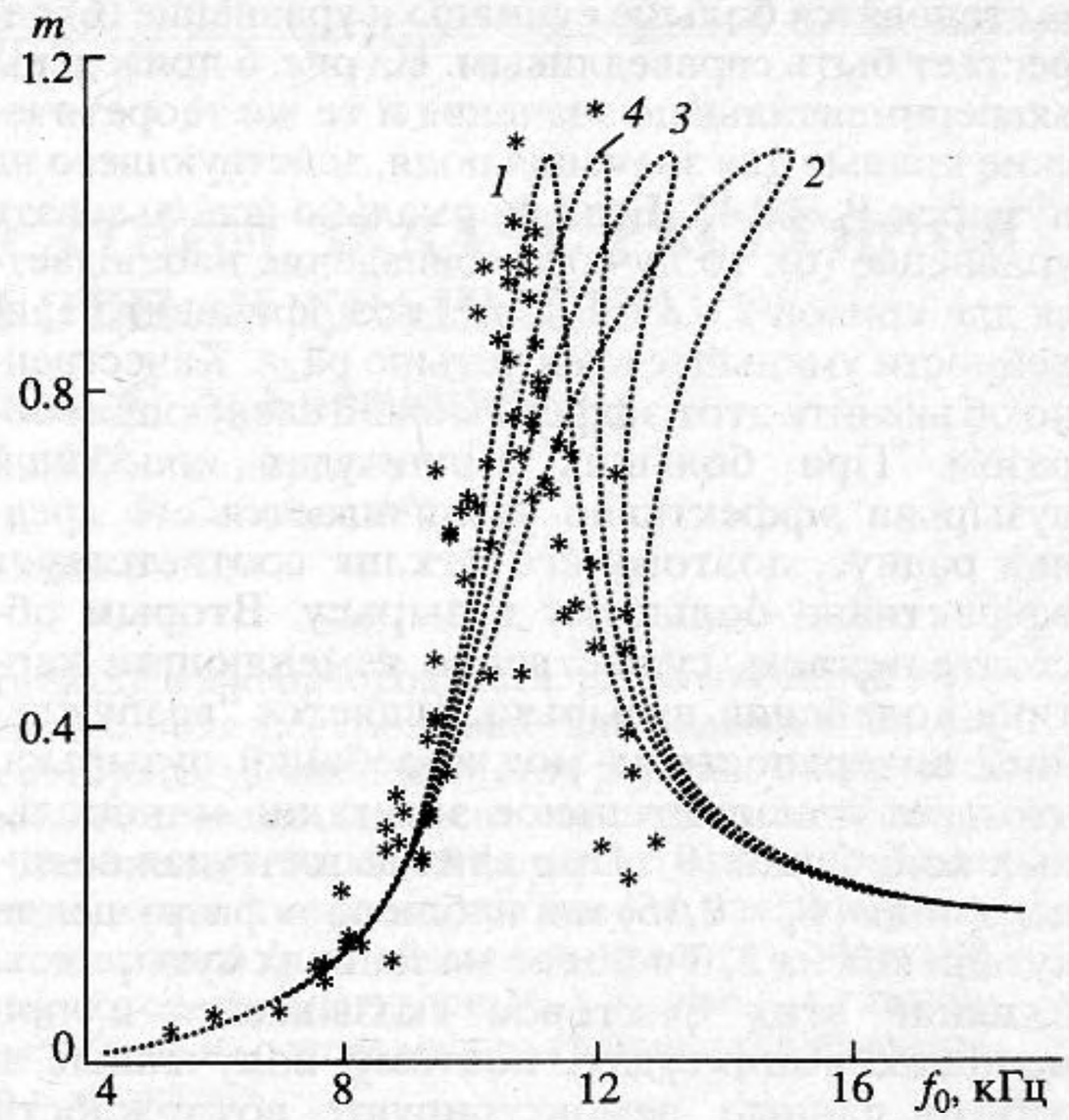

Рис. 6. Те же данные, что и на рис. 4 и 5, амплитуда действующего на пузырек давления равна 0.15, теоретические кривые построены для тех же значений параметров, что и на рис. 5.

облучался звуковым импульсом. Принятый гидрофоном сигнал записывался на анализаторе *12* (рис. 2в), затем из него вычитался фоновый (без пузырька) сигнал, записанный ранее (рис. 2б). Сигнал от пузырька показан на рис. 2г, а зависимость его амплитуды от времени, без влияния стенок ванны и излучателя И2, приведена на рис. 2д (амплитуда сигнала U_n на рис. 2г была поделена на K_n из рис. 3). Амплитуду U_n рассеянного сигнала для построения резонансной кривой брали после 20 периодов колебаний, считая, что колебания пузырька уже близки к стационарным (вблизи максимальных значений на рис. 2г, 2д). Амплитуда давления P, рассеянного пузырьком поля, вычислялась по формуле

$$P = \frac{U_n}{K_n \mu}, \tag{4}$$

где $P = P/P_0$, $\mu = 2.69$ в/атм – чувствительность гидрофона Г. Зная P, можно определить амплитуду относительного изменения объема пузырька $m = \frac{|\Delta V|}{V_0}$ по формуле

$$m = \frac{r f_0^2 P}{\gamma R f_2}, \tag{5}$$

где r – расстояние от пузырька до гидрофона Г ($r = 5$ см).

На рис. 4 - 6 показаны экспериментальные значения величины m (точки на рисунках) в зависимости от собственной частоты колебаний пузырька и для частоты действующего на пузырек поля 10.45 кГц. Амплитуда этого поля соответствует значениям 0.055 для данных на рис. 4, 0.075 – на рис. 5 и 0.15 на рис. 6. Сплошными линиями на рис. 4 - 6 показаны теоретические кривые зависимости m от разности частот $\varepsilon = f_0 - f$ для значений $P_b = 0.055$, 0.075 и 0.15 соответственно, даваемые уравнением [8]

$$m^2\left[\left(-2\frac{\varepsilon}{f} + am^2\right)^2 + \delta^2\right] = \frac{P_b^2}{\gamma^2}, \tag{6}$$

где $\delta = Q^{-1}$, а Q – добротность пузырька, a – коэффициент нелинейности.

На рис. 4 построены две кривые, даваемые уравнением (6) для $P_b = 0.055$, $\delta = 0.1$; $a = 0.1$ – кривая *1* и $\delta = 0.1$; $a = 0.4$ – кривая *2*. Для этих же значений построены кривые на рис. 5, но для поля $P_b = 0.075$. Кривые *3*, *4* на этом рисунке относятся к значениям $\delta = 0.1$ и $a = 0.3$ и 0.2, соответственно. Наиболее близко к экспериментальным данным значения $\delta = 0.1$, а величина a лежит в диапазоне от 0.3 д 0.4. Это значение δ подтверждается многочисленными экспериментальными и теоретическими данными [9], что касается величины нелинейного коэффициента, то теория также дает значение, близкое к 0.4 [8]. "Опрокидывания" резонансной кривой амплитуды колебаний обнаружить не удалось, поскольку уравнение (6) дает для этого условие $P_b > 0.1$, но при этом значения

m становятся больше единицы и уравнение (6) перестает быть справедливым. На рис. 6 приведены экспериментальные значения и те же теоретические кривые для значения поля, действующего на пузырек $P_b = 0.15$. Если формально использовать уравнение (6), то лучшее совпадение наблюдается для кривой *1* с $a = 0.1$, т.е. коэффициент нелинейности уменьшается в четыре раза. Качественно объяснить этот эффект можно следующим образом. При больших амплитудах колебаний пузырька эффективно увеличивается его средний радиус, поэтому его отклик соответствует эффективно большему пузырьку. Вторым обстоятельством, существенно изменяющим картину колебаний пузырька, является "возбуждение" поверхностных мод колебаний пузырька, что дает дополнительное затухание монопольных колебаний [9]. При этих амплитудах внешнего поля ($P_b = 0.15$) мы наблюдали разрушение пузырьков на 2, 3 и более маленьких пузырьков. Влияние этих факторов сказывается и при меньших амплитудах, поэтому полученные в работе данные демонстрируют возможности метода и имеют скорее качественный характер, чем количественный.

По этой причине не проводилось статистической обработки результатов для определения коэффициентов δ и a, хотя были определены основные факторы, влияющие на точность измерений амплитуды рассеянного пузырьком поля, радиуса пузырька и действующего на пузырек звукового поля. Ошибки измерения амплитуды рассеянного поля в основном обусловлены невозможностью синхронизации анализатора сигналов с работой остальной аппаратуры, хотя он и был включен в режим внешней синхронизации. Среднеквадратичный "сбой" по времени у анализатора составлял 2.5 мксек, или 5% от полной амплитуды записанного сигнала. Это давало ошибку 5% в измерении амплитуды колебаний резонансных пузырьков, которая увеличивалась до 20% для низкочастотных пузырьков и до 40% для высокочастотных. Ошибки при измерении радиусов пузырьков определялись неточностью измерения времени прохода пузырьком, при его всплытии, калиброванной дистанции (35 см). Среднеквадратичная ошибка при этом составляла 10% для низкочастотных пузырьков (больших), около 5% для резонансных и 2% для высокочастотных. Среднеквадратичная ошибка в измерении амплитуды действующего на пузырек поля составляла 5% и определялась практически неконтролируемым взаимодействием гидрофона, помещенного в точку *3*, с излучателем И2.

В заключение авторы выражают благодарность Л.А. Островскому за содействие в проведении работы и обсуждении результатов.

Работа выполнялась при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, код проекта 94-05-16755.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Medwin H. and Daniel A.C., Jr.* Acoustical measurements of bubble production by spilling breakers. JASA, 1990. V. 88 (1). P. 408 - 412.
2. *Medwin H. and Kurgan A.* Impact and bubble sound from raindrops at normal and oblique incidence. JASA, 1990. V. 88(1). P.413 - 418.
3. *Зверев В.А., Кобелев Ю.А., Селивановский Д.А., Соколов А.Ю.* Об одном способе выявления газовых пузырьков в жидкости. ЖТФ. 1980. В. 7. С. 1544 - 1545.
4. *Сандлер Б.М., Селивановский Д.А., Соколов А.Ю.* Измерения концентрация газовых пузырьков в приповерхностном слое моря. ДАН. 1981. Т. 260. № 6. С. 1474 - 1476.
5. *Кобелев Ю.А., Островский Л.А., Соустова И.А.* Автосинхронизация нелинейных осцилляторов в акустике. Радиофизика. 1986. Т. 29. С. 1129 - 1135.
6. *Кобелев Ю.А., Островский Л.А., Соустова И.А.* Нелинейная модель автофазировки классических осцилляторов. ЖЭТФ. 1991.Т. 99. № 2. С. 470 - 480.
7. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
8. *Заболотская Е.А.* Акустическая бистабильность среды с пузырьками. Акуст. ж. 1985. Т. 31. В. 3. С. 408 - 409.
9. *Longuet-Higgins M. S.* Nonlinear damping of bubble oscilations by resonant interaction. JASA, 1992. V. 91 (3). P. 1414 - 1422.

A Method for Measuring Acoustic Wave Scattered by a Gas Bubble in Liquid

V. V. Bredikhin, N. I. Vasilinenko, Yu. A. Kobelev, and A. I. Potapov

A method for measuring acoustic waves scattered by a gas bubble in liquid is reported. It is based on the conceling at a certain point of acoustic waves radiated by two identical monopole radiators which oscillate in antiphase. The field existing at the extinction point, in the absence of a bubble, is subtracted from the field received by a hydrophone in the vicinity of the same point in the presence of a bubble near one of the radiators. The influence of the tank walls and the radiator nearest to the bubble was excluded by a path calibration with the measurements of trasients, due to oscillations, induced in the tank by a third point radiator put at the point occupied by the bubble. We.have measured the resonance curve of bubble oscillation around 10 kHz, and to estimated the attenuation and the total nonlinearity coefficient responsible for the nonlinear deformation of the resonance curve.