АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 36 1990 Вып. 2

УДК 534.222

© 1990 г.

С. Н. Гурбатов, Л. М. Кустов

АКУСТИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ВСПЛЫВАЮЩИХ ПУЗЫРЬКОВЫХ СЛОЕВ

Изложены результаты исследования взаимодействия распространяющейся звуковой волны с всплывающим нестационарным пузырьковым слоем.

В настоящее время диагностика пузырьковых сред чаще всего осуществляется акустическими методами. Например, концентрация пузырьков определяется по вносимому ими затуханию [1]. По некогерентному рассеянию можно оценить добротность пузырьков [2]. В последнее время для целей диагностики стали использоваться и нелинейные методы, позволяющие выделить пузырьковые рассеиватели на фоне иных рассеивателей, определить нелинейность пузырьковой среды [3]. Перспективной является и активная спектроскопия пузырьков [4].

Использовать акустическое зондирование полезно и для всплывающих нестационарных пузырьковых слоев. Такие слои представляют собой амплитудно-фазовый экран, и при акустическом зондировании их возможно получение дополнительной информации о пузырьковых слоях. Рассмотрим эффекты, которые могут наблюдаться при зондировании нестационарных пузырьковых слоев. Так как слой образуется всплывающими пузырьками газа различных размеров, а скорость их всплытия разная, то сразу после включения источника будет происходить пространственное вдоль оси z распределение пузырьков в зависимости от их размеров. Более крупные пузырьки по сравнению с более мелкими пройдут большее расстояние за одно и то же время.

Известно [1, 3, 5], что со звуком взаимодействуют в основном пузырьки, резонансная частота которых близка к частоте распространяющегося в жидкости звука. Таким образом, в процессе установления стационарного пузырькового слоя вдоль оси z будут наблюдаться три характерные области. Первая область содержит только пузырьки, размеры которых больше размера резонансных пузырьков, и практически не оказывает влияния ни на затухание, ни на скорость звука. С течением времени нижняя граница этой области поднимается к поверхности. Вторая область содержит пузырьки, размеры которых больше резонансных, а также резонансные и близкие к ним по размерам пузырьки. Эта область будет оказывать влияние и на затухание звука (коэффициент затухания изменяется от нуля на верхней границе области до своего максимального значения на нижней) и на скорость звука, что приведет к искривлению фазового фронта волны. С течением времени эта область, всплывая, растягивается и с установлением слоя исчезает. Третья область содержит пузырьки всех размеров и оказывает влияние только на затухание звука. Таким образом, всплывающий пузырьковый слой представляет собой нестационарный амплитудно-фазовый экран.

Будем считать, что пузырьки при всплытии не взаимодействуют и не изменяются. Направим ось z в направлении, совпадающем с направлением всплытия пузырьков, а начало координат совместим с точкой, в которой находится их источник. Предположим, что скорость всплытия пузырька определяется только его размером, $V=V(a)$, и не зависит от времени. Действительно, оценка времени установления стационарной скорости всплытия пузырька показала, что оно для пузырьков с размерами 10^{-2} см

и менее не превышает 10^{-5} с [6, 7]. В этом случае для функции распределения пузырьков $n=n(a, z, t)$ можно записать одномерное кинетическое уравнение [8]

$$\frac{\partial n}{\partial t}+V(a)\frac{\partial n}{\partial z}=\eta, \qquad \eta=\eta(a, z, t).$$

Правую часть этого уравнения, которая характеризует генерацию пузырьков источником, можно представить как

$$\eta(a, z, t)=\delta(z)E(t)g(a), \tag{1}$$

где $\delta(z)$ — дельта-функция, $E(t)=0$ при $t\leqslant 0$ и $E(t)=1$ при $t>0$, $g(a)$ — функция, характеризующая генерацию пузырьков источником в установившемся режиме. Тогда для $z>0$ решение кинетического уравнения будет иметь вид

$$n(a, z, t)=n(a)E\left(t-\frac{z}{V(a)}\right), \tag{2}$$

где $n(a)=g(a)/V(a)$ — стационарная функция распределения пузырьков в слое. Для характеристики затухания звука частоты ω воспользуемся известным выражением [3, 5] для коэффициента затухания в пузырьковой среде. Из [3, 5] следует

$$\alpha=2\pi c\int\limits_0^\infty \frac{a\delta n(a, z, t)}{\omega[(a_R^2/a^2-1)^2+\delta^2]}\,da, \tag{3}$$

где δ — постоянная затухания пузырька, a — его радиус, a_R — радиус резонансного пузырька, т. е. пузырька, резонансная частота которого равна ω, c — скорость звука в чистой воде. В предположении о плавности функции $n(a)$ по сравнению с резонансной кривой пузырька и с учетом того, что затухание в основном определяется пузырьками резонансных размеров, коэффициент затухания может быть представлен в виде

$$\alpha(z, t)=\alpha_\infty\left(\frac{1}{2}+\frac{1}{\pi}\operatorname{arctg}\theta\right), \qquad \alpha_\infty=\frac{1}{2}\lambda\pi a_R^2 n(a_R), \tag{4}$$

где α_∞ — установившийся коэффициент затухания, λ — длина волны зондирующего сигнала с частотой ω. Для θ имеем

$$\theta(z, t)=\left(\frac{a_R^2}{a_1^2}-1\right)\frac{1}{\delta_R}, \qquad a_1(z, t)=V^{-1}\left(\frac{z}{t}\right), \tag{5}$$

где δ_R — постоянная затухания резонансного пузырька, функция $a=V^{-1}(\zeta)$ есть функция, обратная функции $\zeta=V(a)$, и соответственно $a_1(z, t)$ — размер пузырька, достигшего в момент времени t горизонта z. Полученное значение коэффициента α_∞ совпадает с известным значением коэффициента затухания звука в пузырьковых средах [3] $\alpha=725n(a_R)a_R^3$. Из [3] также следует, что приращение скорости звука в пузырьковых средах можно представить в виде

$$\Delta c=\int\limits_0^\infty \frac{ca\lambda^2 n(a, z, t)}{2\pi}\,\frac{a_R^2/a^2-1}{(a_R^2/a^2-1)^2+\delta^2}\,da. \tag{6}$$

Образующееся вдоль оси z распределение пузырьков по размерам при установлении слоя является причиной образования линзы, которая исчезает после установления слоя.

Рассмотрим, как будет изменяться интенсивность акустической волны, распространяющейся сквозь область с нестационарным всплывающим пузырьковым слоем, при этом отражением энергии от слоя будем пренебрегать. Воспользуемся для этого уравнениями геометрической оптики [9]. Будем считать слой тонким и рассмотрим задачу в параксиальном приближении.

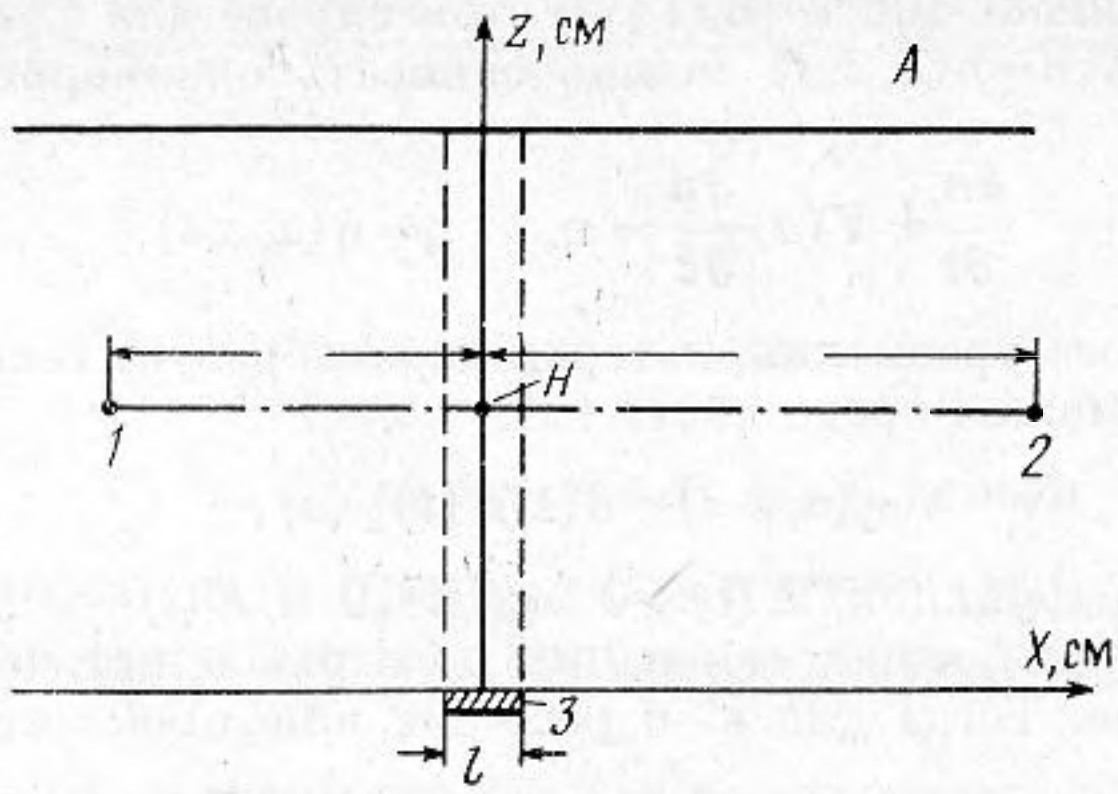

Рис. 1. Схема эксперимента: *1* – источник, *2* – приемник, *3* – источник пузырьков. *A* – поверхность

В этом случае угол поворота луча β на выходе из слоя пропорционален вертикальному градиенту скорости звука в слое

$$\beta = l\frac{d}{dz}\left(\frac{\Delta c}{c}\right),$$

где l – толщина слоя. Предполагая плавность функции распределения пузырьков $n(a)$ и полагая, что приращение скорости звука определяется в основном пузырьками, размеры которых близки к размеру резонансных пузырьков из (6), будем иметь

$$\beta = -\frac{a_R\lambda^2 n(a_R)V_R l}{2\pi\delta_R H V_R'}\frac{\theta}{1+\theta^2}, \tag{7}$$

где V_R – скорость всплытия резонансных пузырьков на горизонт $z=H$, а

$$V_R' = \frac{d}{da}(V(a))a=a_R.$$

Пусть сферический источник и приемник расположены на одном горизонте (рис. 1). В параксиальном приближении геометрической оптики можно считать, что такой случай эквивалентен задаче о прохождении сферической волны через цилиндрическую линзу с переменным фокусным расстоянием $F(H, t)$

$$F(H,t) = 1/l\frac{d^2}{dz^2}\left(\frac{\Delta c}{c}\right) \tag{8}$$

или с учетом (7)

$$F(H,t) = \frac{\pi\delta_R^2 H^2 (V_R')^2}{l\lambda^2 n(a_R)V_R^2}\frac{(1+\theta^2)^2}{1-\theta^2}. \tag{9}$$

Тогда для сферического источника интенсивность в точке наблюдения будет равна

$$I(H,t) = I^*\frac{\exp\left\{-2l\alpha_\infty\left(\frac{1}{2}+\frac{1}{\pi}\operatorname{arctg}\theta\right)\right\}}{\left|1-\frac{L_1L_2}{L_1+L_2}\frac{1}{F(H,t)}\right|}, \tag{10}$$

где I^* – интенсивность звука в точке приема в отсутствие слоя. Из (9), (10) следует, что при $|\theta|>1$ происходит дефокусировка, а при $|\theta|<1$ – фокусировка волны, прошедшей слой.

Учитывая, что все эффекты наблюдаются при взаимодействии звука с пузырьками резонансных и близким к ним размеров, выражение (5) можно линеаризовать и представить в виде

$$\theta(H,t) = (2V_R/V_R' a_R\delta_R)(t-t_R)/t_R, \tag{11}$$

где t_R — время всплытия резонансных пузырьков на горизонт H, определяемое из уравнения $H=V_R t_R$.

Далее отметим следующее. Поскольку все предыдущие соотношения получены в приближении геометрической оптики, для их выполнения необходимо наложить ограничение на размер переходной области Δz, образующейся вдоль оси z при всплытии резонансных пузырьков в окрестности точки оси z с координатой $z=V_R t$. Размер этой области определяется добротностью резонансных пузырьков $\Delta z=V_R'\delta_R a_R t$ и на горизонте H равен $\Delta z=V_R'\delta_R a_R(H/V_R)$. Для выполнения условий применимости геометрической оптики надо потребовать, чтобы величина Δz была много больше, чем размер первой зоны Френеля. В противоположном случае всплывающий пузырьковый слой уподобится всплывающему амплитудному экрану с резким краем, и в точке приема будут наблюдаться колебания интенсивности, совпадающие с картиной дифракции Френеля на краю экрана [10]. Это явление может быть использовано для исследования характера всплытия пузырьков в слое.

Дифракционная картина позволяет определить местонахождение экрана в тот момент времени, когда в точке приема наблюдается экстремальное значение интенсивности. Координаты края экрана можно определить из выражения $z_i=H-r_i$, где r_i — полуширина i зоны Френеля $r_i=[L_1L_2\lambda i/(L_1+L_2)]^{1/2}$ [10].

В случае, когда явления дифракции и фокусировки наблюдаться не будут, например, когда $L\to 0$, а $\Delta z\gg r_1$, выражение (10) для интенсивности можно представить в виде

$$I(H,t)=I^{*}\exp\left\{-2l\alpha_{\infty}\left(\frac{1}{2}+\frac{1}{\pi}\operatorname{arctg}\theta\right)\right\}. \qquad (12)$$

Тогда, определяя значение производной выражения (12) в момент $t=t_R$ и измеряя ее значение в эксперименте, с помощью выражения (11) можно оценить добротность находящихся в слое резонансных пузырьков. Дифракционные же явления при $\Delta z\ll r_1$ можно использовать для непосредственного наблюдения за процессом всплытия резонансных пузырьков в слое.

Эксперимент проводился в экспериментальном бассейне кафедры акустики ГГУ. Схема его соответствовала схеме, изображенной на рис. 1. Пузырьковый слой толщиной 10 см создавался с помощью электролиза. Функция распределения пузырьков определялась по затуханию звука на слое после его установления, $\theta\to\infty$ в (10) и в интересующем нас интервале радиусов хорошо описывается законом $n(a)\sim a^{-3,5}$. Для излучения и приема звука использовались сферические преобразователи диаметром $D\leqslant\lambda$. Все измерения проводились в импульсном режиме. Условия для наблюдения каждой из трех предсказываемых ситуаций создавались с помощью варьирования расстояниями L_1, L_2 и H, которые могли изменяться в пределах от 0,1 до 2 м, и изменением частоты зондирующего сигнала от 20 до 160 кГц. Для уменьшения влияния эффекта самопросветления пузырькового слоя [11] амплитуда давления в излучаемом импульсе не превышала 500 Па при частоте следования импульсов 20 Гц. Проведенная экспериментальная оценка возможного влияния на пузырьки силы Бьеркнеса показала, что ее влиянием при реализуемых в данном эксперименте условиях можно пренебречь.

В эксперименте были обнаружены и зафиксированы три рассмотренные ранее ситуации. Записи изменения амплитуды звукового давления в зависимости от времени при всплытии слоя, подтверждающие существование предсказанных эффектов, приведены на рис. 2, *а*, *в*, *д*. С использованием дифракционных картин, аналогичных приведенной на рис. 2, *а*, были построены графики пройденного пути для пузырьков различных размеров. Определены скорости всплытия пузырьков с резонансными частотами от 20 до 163 кГц. Графики пройденного пути для пузырьков с резонансными частотами 20, 41, 65 и 81 кГц, построенные по экспериментальным данным и рассчитанные по формуле Стокса [8] $V(a)=ga^2/\nu$, где g — ускорение силы тяжести, ν — вязкость, представлены на рис. 3. Полученные результаты свидетельствуют о группировке пузырьков при всплытии.

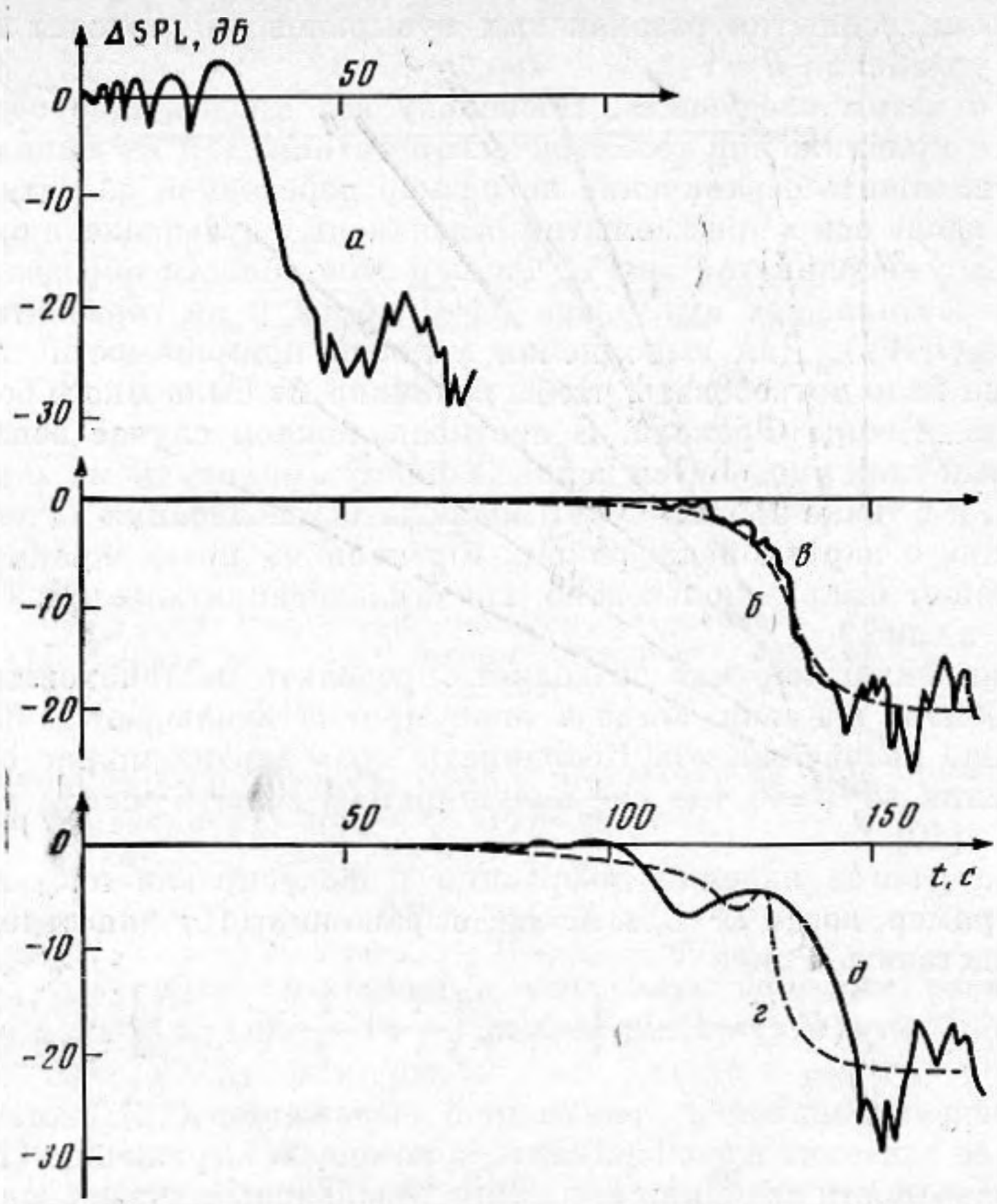

Рис. 2. Уровень звукового давления в точке наблюдения. Штриховая линия – расчет по формуле (10), сплошная – эксперимент: $f=81$ кГц, $L_1=1000$ см, $L_2=125$ см (*а*, *г*, *д*); $L_2=25$ см (*б*, *в*); $H=35$ см (*а*), $H=105$ см (*б–д*)

Крупные пузырьки тормозятся более мелкими, а мелкие в свою очередь увлекаются более крупными. По экспериментальным прямым на рис. 3 можно сделать и еще один вывод. Если их продлить в обратном направлении до начального момента времени, то можно получить некоторую информацию о том, как пузырьки покидают источник. Если это проделать, то мы увидим, что крупные пузырьки, по-видимому, задерживаются на источнике и образуются из более мелких за счет их роста или слияния. Мелкие пузырьки, наоборот, не успевают вырасти и отрываются от источника стартующими крупными пузырьками. Полученные экспериментальные результаты для случая, когда дифракция и фокусировка отсутствуют, позволяют с помощью выражений (11) и (12) оценить добротность пузырьков Q. Для удобства использования экспериментальных результатов перейдем в (12) от интенсивности к уровням звукового давления. Для разности уровней ΔSPL относительно невозмущенной среды из (12) имеем

$$\Delta\mathrm{SPL}[\partial\delta]=K_\infty\left(\frac{1}{2}+\frac{1}{\pi}\operatorname{arctg}\theta\right). \tag{13}$$

Используя явное выражение для θ (11), из (13) имеем

$$Q=\pi a_R V_R' t_R \operatorname{tg}\gamma/2K_\infty V_R, \quad Q=1/\delta_R, \tag{14}$$

где γ – угол наклона экспериментальной кривой ΔSPL к оси t в момент всплытия резонансных пузырьков на горизонт H, ($t=t_R$), а $|K_\infty|=\alpha_\infty l 20\lg e$. Величины V_R' и V_R определяются по экспериментальным кривым, построенным на рис. 3. Величина t_R рассчитывается для выбранного значения H с помощью полученного значения V_R, H выбирается из тех соображений, чтобы $\Delta z \gg r_1$; в эксперименте это реализовывалось при $H>$

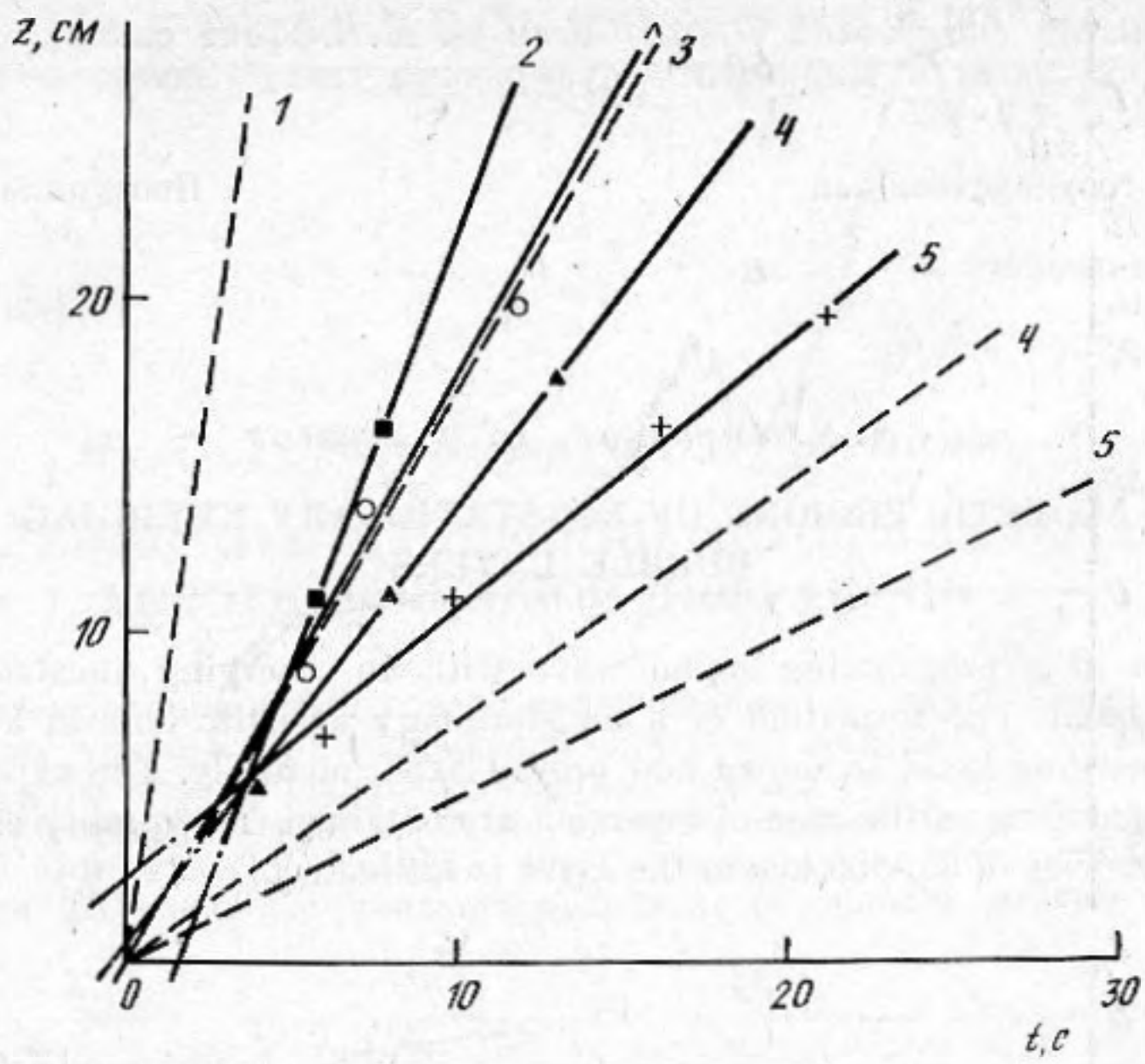

Рис. 3. Зависимости пройденного резонансным пузырьком пути от времени для пузырьков с различными резонансными частотами. Сплошная линия – эксперимент, штриховая – расчет по формуле Стокса; *1*, *2* – 20 кГц; *3* – 41; *4* – 65; *5* – 81 кГц

>70 см. Кривая для ΔSPL, снятая при этих условиях на частоте 81 кГц, приведена на рис. 2, *б*. Оцененная таким образом добротность пузырьков в слое с резонансными частотами от 65 до 100 кГц лежала в диапазоне от 5 до 10. Неопределенность в оценке добротности пузырьков связана со случайной их группировкой при всплытии. С использованием полученных значений добротности V_R и V_R' по формуле (10) для двух описываемых случаев было рассчитано изменение интенсивности в зависимости от времени. Результаты расчета по формуле (10) в сравнении с экспериментальными кривыми приведены на рис. 2, *г*, *б*.

Таким образом, в предлагаемой работе рассмотрены и экспериментально подтверждены некоторые эффекты, которые возникают при акустическом зондировании нестационарного всплывающего пузырькового слоя. Показано, что с их помощью можно получить некоторую дополнительную информацию о пузырьках, образующих слой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Гаврилов Л. Г.* Содержание свободного газа в жидкости и методы его измерения. // Физические основы ультразвуковой технологии. М.: Наука, 1970.
2. *Назаров В. Е.* Когерентное и некогерентное рассеяние звука на пузырьковом слое. // Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики. Матер. Всесоюз. конф. Новосибирск.: ИТФ СО АН СССР, 1985.
3. *Кобелев Ю. А., Островский Л. А.* Модели газожидкостной смеси как нелинейной диспергирующей среды. // Нелинейная акустика, теоретические и экспериментальные исследования/Под ред. Зверева В. А. и Островского Л. А. Горький.: ИПФ АН СССР, 1980.
4. *Бункин Ф. В., Кравцов Ю. А., Ляхов Г. А.* Акустические аналоги нелинейных оптических явлений. // УФН. 1986. Т. 149. Вып. 3. С. 391–411.
5. *Клей К., Медвин Г.* Акустическая океанография. М.: Мир, 1980.
6. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
7. *Левич В. Г.* Физико-химические гидродинамики. М.: АН СССР, 1952.
8. *Зельдович Я. Б., Мышкис А. Д.* Элементы математической физики. Среда из невзаимодействующих частиц. М.: Наука, 1973.
9. *Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И.* Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980.
10. *Горелик Г. С.* Колебания и волны. М.: Физматгиз, 1959.

11. *Кобелев Ю. А., Островский Л. А., Сутин А. М.* Эффект самопросветления для акустических волн в жидкости с пузырьками газа // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 30. № 7. С. 423–425.

Горьковский государственный
университет
им. Н. И. Лобачевского

Поступила в редакцию
20.03.89

S. N. Gurbatov, L. M. Kustov

ACOUSTIC PROBING OF NONSTATIONARY EMERGING BUBBLE LAYERS

Interaction of a propagating sound wave with an emerging nonstationary bubble layer is considered. The formation of a nonstationary acoustic lens in a transition region of the emerging layer is shown and proved experimentally. The experimental data about bubble grouping in the case of emersion are obtained. The quality of bubbles with resonant frequencies of 65–100 kcs in the layer is estimated.