Аргумент величины $\Phi_s(0)$ (фиг. 2) в области резонанса приблизительно равен π, и рассеянное поле противоположно по фазе полю падающей волны. Таким образом, полости в резиноподобной среде вблизи резонанса должны сильно снижать амплитуду проходящей волны, что особенно отчетливо наблюдается на решетке из цилиндрических полостей в резиноподобной упругой среде [3].

Если полость расположена перед колеблющейся полосой параллельно ее поверхности, то скалярный потенциал смещения φ в дальнем поле ($k_l r \gg 1$, $k_l L \gg 1$, где L — ширина полосы) при $\theta = 0$ будет определяться выражением

$$\varphi = \varphi_1 \left[1 + \frac{2}{k_l L} \Phi_s(0) \right]. \tag{4}$$

Здесь φ_1 — потенциал поля при отсутствии полости, в направлении, перпендикулярном поверхности полосы, т. е. в направлении главного максимума.

В работе [2] приведены приближенные выражения для коэффициентов a_n, b_n при $x_l \ll 1$, $x_t \ll 1$ с точностью до членов порядка x_l^2. Если для определения φ воспользоваться этими выражениями, то формула (4) приведет к парадоксальному результату $|\varphi| > |\varphi_1|$, из которого следует, что рассеяние на полости должно увеличивать амплитуду поля в направлении главного максимума излучения полосы. Этот результат получается вследствие того, что при выводе формул работы [2] не были учтены члены, имеющие порядок малости выше, чем x_l^2.

В частности, не были сохранены вещественные слагаемые, имеющие порядок x_l^4. Однако при вычислении модуля комплексной величины (4) мнимые члены порядка x_l^2 и вещественные члены порядка x_l^4 дают соизмеримые вклады. Проводя вычисления более точно, получим

$$a_0 = -\frac{\pi^2}{16} x_l^4 \left(1 + \frac{\lambda}{\mu}\right)^2 + i \frac{\pi x_l^2}{4} \left(1 + \frac{\lambda}{\mu}\right); \qquad b_0 = 0.$$

$$a_1 = \frac{\pi x_l^2}{4} - i \frac{\pi^2 x_l^4}{32} \left(3 + \frac{\lambda}{\mu}\right); \qquad b_1 = a_1 \left(2 + \frac{\lambda}{\mu}\right)^{1/2};$$

$$a_2 = \frac{\pi^2 x_l^4}{8\left(1 + \frac{\lambda}{\mu}\right)^2} \left[5 + 4\frac{\lambda}{\mu} + \left(\frac{\lambda}{\mu}\right)^2 \right] - i \frac{\pi x_l^2}{2\left(1 + \frac{\lambda}{\mu}\right)}; \qquad b_2 = a_2 \left(2 + \frac{\lambda}{\mu}\right).$$

С учетом этих формул из выражения (4) получим, что $|\varphi| < |\varphi_1|$.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Тютекин. Рассеяние плоских волн цилиндрической полостью в изотропной упругой среде. Акуст. ж., 1959, 5, 1, 106—110.
2. А. С. Голубев. Отражение плоских волн от цилиндрического дефекта. Акуст. ж., 1961. 7, 2, 174—180.
3. В. Е. Глазанов. Дифракция плоской продольной волны на решетке из цилиндрических полостей в упругой среде. Акуст. ж., 1967, 13, 3, 352—360.

Ленинград

Поступило в редакцию
14 апреля 1970 г.

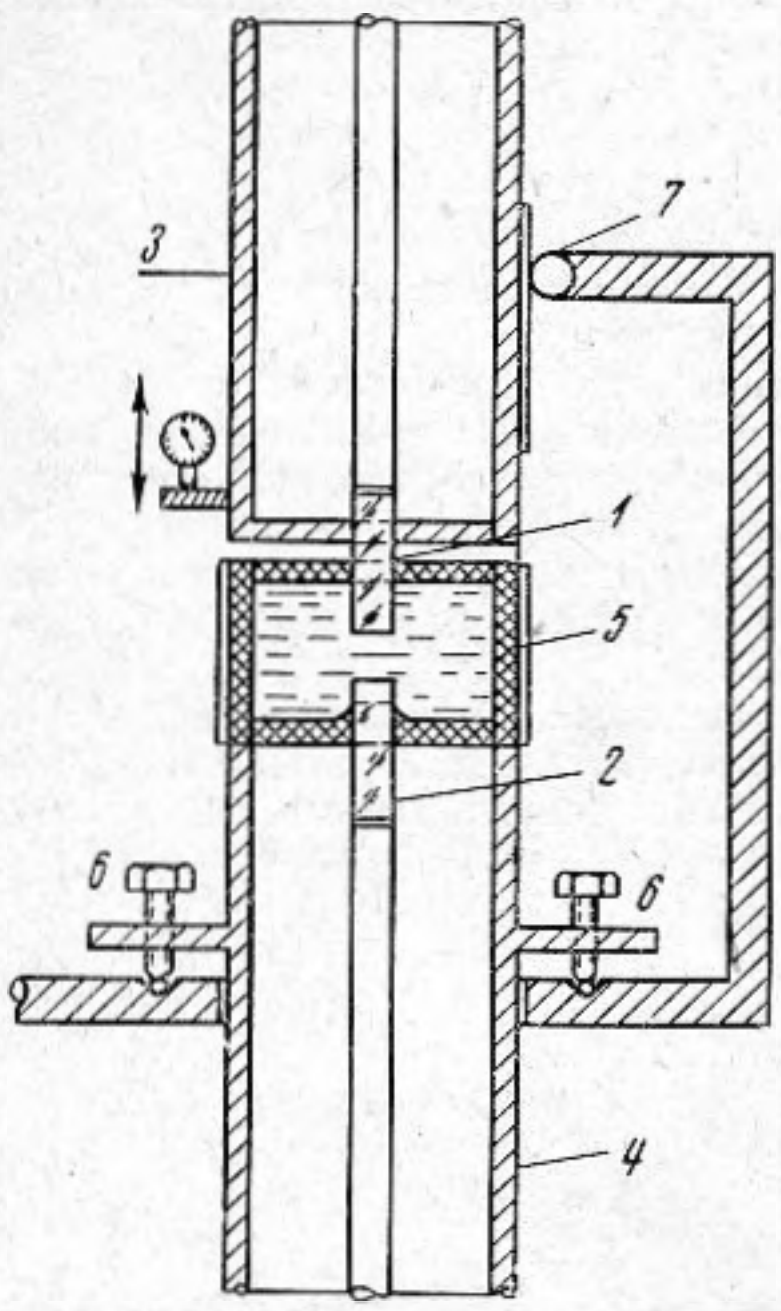
УДК 534.222

О ГЕНЕРАЦИИ ГАРМОНИК В ЖИДКОСТИ НА ГИПЕРЗВУКОВЫХ ЧАСТОТАХ

Л. К. Зарембо, В. А. Красильников, П. К. Хабибуллаев, М. Г. Халиулин

В работе [1] было показано, что при распространении ультразвуковых волн в жидкостях генерируются высшие гармоники. Первые измерения были сделаны при относительно больших акустических числах Рейнольдса $R = \rho_0 v_0 \lambda / 2\pi b$ порядка нескольких единиц (здесь ρ_0 — плотность жидкости, v_0 — амплитуда колебательной скорости, λ — длина волны ультразвука, $b = \frac{4}{3}\eta + \eta'$, η и η' — сдвиговая и объемная вязкости) на частотах $\sim 1{,}5$ *Мгц*. Проведенные затем многочисленные исследования (см. например, работу [2]) так же относились к области частот порядка нескольких мегагерц. В области гиперзвуковых частот, насколько нам известно, генерация гармоник в жидкостях не исследовалась.

Нами исследовалась генерация второй гармоники в импульсном режиме на частоте 450 *Мгц*. Схема основного узла экспериментальной установки * показана на фигуре. Излучающий *1* и приемный *2* стержни из ниобата лития длиной 1,4 *см* помещались в коаксиальные резонаторы *3* и *4*. Резонатор *3* был настроен на частоту 450 *Мгц*; приемный резонатор *4* — на частоту второй гармоники, т. е. 900 *Мгц*. Исследуемая жидкость заливалась в тефлоновую кювету *5*, плотно насаживаемую на приемный стержень *2*. С помощью трех юстировочных винтов *6* устанавливалась параллельность торцов стержней *1* и *2*. Толщина слоя жидкости изменялась при перемещении верхнего резонатора относительно нижнего с помощью микрометрической подачи *7*; точность измерения перемещения составляла 0,2 *мк*.



Резонатор *3* возбуждался импульсами длительности 1 *мксек*; мощность в импульсе была порядка нескольких ватт. Для устранения возможного влияния гармоник генератора, между ним и резонатором дополнительно ставился фильтр, пропускающий 450 *Мгц* и подавляющий 900 *Мгц*. Эта предосторожность, впрочем, была излишней, так как настроенный на 450 Мгц резонатор довольно хорошо фильтровал сигнал. Принятый сигнал усиливался гетеродинным усилителем, настроенным на частоту второй гармоники. Чувствительность усилителя составляла 5—10 *мкв*.

При тщательной настройке резонаторов и приемного усилителя и при юстировке приемного стержня *2* четко наблюдалось несколько импульсов второй гармоники. Первый импульс — прямой, прошедший оба буферных стержня и слой жидкости; последующие импульсы вызваны многократными отражениями в излучающем стержне *1*. Амплитуда импульсов при достаточно больших начальных расстояниях между торцами стержней *1* и *2* плавно уменьшалась по мере увеличения толщины слоя жидкости, что позволяло измерять коэффициент затухания второй гармоники. В воде начальные расстояния были порядка нескольких сотен микрон. В жидкостях с большим поглощением, например CCl_4, начальные расстояния были порядка десятка микрон.

Жидкость	$c_0 \cdot 10^{-5}$, *см/сек*	λ, *мк*	α, *см*$^{-1}$	x_s/λ	эксперимент	
					β, *см*$^{-1}$	$\beta-2\alpha$, *см*$^{-1}$
Вода	1,48	3,3	47,5	22	114±6	19±6
Толуол	1,33	3,0	167	7	360±32	26±32
Четыреххлористый углерод	0,93	2,1	1070	1,5	1960±72	—80±72
Ацетон	1,18	2,6	56,3	23	93±4	—19±4
н-Гексан	1,06	2,4	111	13	218±16	—4 ±16
Фторбензол	1,16	2,6	585	2,3	1170	0
Ртуть	1,45	3,2	10,7	99	19±1	—2,4±1

Как известно [2], амплитуда колебательной скорости второй гармоники в бегущей звуковой волне при $R \ll 1$ изменяется в пространстве по закону

$$v_2 = \frac{\varepsilon \rho_0 v_0^2 \lambda}{4\pi b}(e^{-2\alpha x} - e^{-4\alpha x}),$$

где $\alpha = b\omega^2 / 2\rho_0 c_0^3$ — коэффициент поглощения на частоте первой гармоники, ω — частота, c_0 — скорость звука, $\varepsilon = 1 + \frac{\rho_0}{2c_0^2} \frac{\partial c^2}{\partial \rho}\Big|_{\rho=\rho_0}$ — нелинейный параметр жидкости. Согласно формуле, амплитуда второй гармоники сначала нарастает, на расстоянии $x_s = \ln 2 / 2\alpha$ достигает максимума (расстояние стабилизации) и затем начинает убывать. При $x \gg x_s$ амплитуда второй гармоники $\sim e^{-2\alpha x} = e^{-\beta x}$; это обстоятельство как раз и использовалось для отождествления наблюдаемой гармоники с генерируемой при распространении гиперзвуковой волны в жидкости. Работать при

* Более подробно экспериментальная установка описана в работе [3].

$x \lesssim x_s$, т. е. на участке роста амплитуды второй гармоники, не представлялось возможным, так как при длительности импульса ~ 1 *мксек* и $x_s \simeq 10^{-2} \div 10^{-4}$ *см* (значения x_s / λ приведены в таблице) в жидком зазоре между излучателем и приемником устанавливалась почти стоячая волна. Измерения сводились к определению коэффициента затухания второй гармоники в области $x > x_s$. Результаты измерения β показаны в предпоследней колонке таблицы, где указан также разброс экспериментальных значений. Вполне удовлетворительно особенно для жидкостей с большим поглощением выполняется соотношение $\beta = 2\alpha$, следующее из приведенной формулы при $x \gg x_s$. Отметим, что числа $R \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$, и возможность наблюдения второй гармоники определялась высокой чувствительностью приемного тракта.

Нами не проводилось абсолютных измерений v_0 и v_2. Дальнейшее усовершенствование экспериментальной техники позволит, после проведения абсолютных измерений амплитуд v_0 и v_2, определить нелинейный параметр ε на частотах СВЧ-диапазона. В этой области частот, как известно, в большом количестве жидкостей имеется релаксационная область; исследование нелинейных эффектов в релаксирующих средах представляет так же определенный интерес.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. К. Зарембо, В. А. Красильников, В. В. Шкловская-Корди. Об искажении формы ультразвуковой волны конечной амплитуды в жидкостях. Докл. АН СССР, 1956, **109**, 485—488.
2. Л. К. Зарембо, В. А. Красильников. Введение в нелинейную акустику. М., «Наука», 1966.
3. П. К. Хабибулаев, М. Г. Халиулин. Высокочастотная импульсная установка для исследования акустических свойств жидкостей на частотах 300—950 *Мгц*. Ультразвук. техн., 1967, 3, 47—50.

Московский государственный университет

Поступило в редакцию 25 декабря 1969 г.

УДК 534.286

О ЗАТУХАНИИ УЛЬТРАЗВУКА В РАСТВОРАХ БЕЛКА И ЕГО ГИДРОЛИЗАТАХ

О. М. Зорина, К. П. Фурсов, И. Е. Эльпинер

В сообщении [1] приведены данные, касающиеся поглощения ультразвуковой энергии в растворах различных белков в диапазоне частот от 12 до 84 *Мгц*. Для указанных растворов характерным является наличие широкого спектра релаксационных частот [2, 3]. Оказалось, что различные белки отличаются между собой по величине коэффициента поглощения в указанной области частот [4]. Ниже показано, что по изменению коэффициента поглощения удается судить о скорости течения распада (гидролиза) белковых молекул, вызванного действием кислот или ферментов.

Кислотному гидролизу мы подвергали 3%-й раствор сывороточного альбумина человека в шестинормальной HCl в запаянных ампулах на кипящей водяной бане. Продолжительность гидролиза составляла 72 час. В различные сроки в течение проводимого гидролиза определялся коэффициент поглощения исследуемого раствора. Для этой цели использовался метод определения коэффициента поглощения, описанный в работе [1].

На фиг. 1 приведены кривые зависимости α / f^2 от частоты, полученные при измерении коэффициента поглощения белкового раствора, подвергшегося кислотному гидролизу от 1 до 72 *час*. Измерения коэффициента поглощения производились при температуре 20°. Кривая *а* — до гидролиза, *б* — через *час* гидролиза, *в* — через 8 *час*, *г* — через 23 *час*, *д* — через 72 *час* гидролиза. Как видно, снижение α / f^2 наблюдается в процессе гидролиза до его полного завершения.

Кроме того, были произведены измерения сдвиговой вязкости раствора. Кривая зависимости величины сдвиговой вязкости (в пуазах) от продолжительности гидролитического процесса дана на фиг. 2. В первые часы гидролиза вязкость белкового раствора значительно увеличивается, затем она начинает довольно быстро снижаться, достигая через 25—36 *час* постоянной величины. Это означает, что в первые часы кислотного гидролиза, вызванного действием высокой температуры, происходит денатурация исследованного белка (развертывание глобулярной молекулы, т. е. увеличение отношения осей a / b). Последнее, как известно, сопровождается увеличением сдвиговой вязкости раствора.