Письма в ЖТФ, том 15, вып. 15.   12 августа 1989 г.

01; 08

К ВОПРОСУ О РАССЕЯНИИ ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ НА ОБЛАКЕ ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ

А.А. Дойников, С.Т. Завтрак

В работах, посвященных изучению газожидкостных сред, выяснено, что жидкость с пузырьками газа обладает рядом свойств, аналогичных свойствам других физических сред. Так, например, в работе [1] показано, что в жидкости с пузырьками газа даже в отсутствии каких-либо диссипативных процессов звуковая волна затухает до конца за счет процесса, аналогичного затуханию Ландау в физике плазмы. Или, например, в работе [2] рассмотрено усиление и генерация когерентного акустического излучения в системе первоначально некогерентных осцилляторов, какими являются пузырьки газа в жидкости. Хорошо известно, что подобный эффект имеет место для электромагнитных осцилляторов и широко используется в устройствах для генерации электромагнитных волн миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов.

В настоящей работе показано, что сферическое облако газовых пузырьков, подобно некоторой упругой сфере, имеет собственные резонансные частоты (моды), которые определяются не резонансными частотами пузырьков, а параметрами облака как единого объекта, т.е. его размерами и упругостью (удельным газосодержанием).

Обратимся к результатам работы [3], в которой рассматривалось рассеяние низкочастотной звуковой волны на сферическом облаке газовых пузырьков. Как известно (см., например, [4]), наличие газовых пузырьков в жидкости приводит к изменению длины звуковой волны, причем длина низкочастотной волны уменьшается (низкочастотной считается волна, круговая частота ω которой много меньше резонансной круговой частоты пузырьков ω_0). В работе [3] этот факт использовался для объяснения эффекта образования устойчивых гроздей из пузырьков. Попутно было отмечено, что при $kR \ll 1$ и $Re[k_1]R \gg 1$ отражение звуковой волны от облака происходит по типу отражения от свободной поверхности, т.е. с изменением фазы на π. Здесь k – волновое число в чистой жидкости, $Re[k_1]$ – действительная часть волнового числа k_1 микронеоднородной среды, R – радиус облака. Однако от внимания автора ускользнул один интересный факт: при определенных значениях $k_1 R$ облако начинает резонировать. При этом амплитуда рассеянной волны существенно больше ее амплитуды в нерезонансном случае. Покажем это.

Воспользуемся выражением для рассеянной волны, полученным в работе [3]:

$$P_r = A\cdot \exp(-i\omega t)\cdot b_0\cdot h_0^{(1)}(kr),$$

$$b_0 = -\frac{j_0(kR)\cdot j_0'(k_1R) - j_0'(kR)\cdot j_0(k_1R)}{h_0^{(1)}(kR)\cdot j_0'(k_1R) - h_0^{(1)'}(kR)\cdot j_0(k_1R)}.$$

Здесь P_r – давление рассеянной волны, A – амплитуда падающей на облако звуковой волны, $h_0^{(1)}(kr)$ – сферическая функция Ханкеля, $j_0(kr)$ – сферическая функция Бесселя. Напомним, что начало сферической системы координат находится в центре облака, а ось z направлена по $\vec{k}$.

Найдем значения k_1R, при которых $|b_0|$ и амплитуда рассеянной волны достигает экстремума. При этом учтем, что, во-первых, $kR \ll 1$, и, во-вторых, для низкочастотной волны k_1 можно считать действительной величиной [3]. Возьмем производную от $|b_0|$ по k_1R и приравняем ее к нулю. Получим следующее уравнение:

$$\frac{\sin(k_1R)\cos^2(k_1R)}{(k_1R)(kR)^2} + \frac{\sin^2(k_1R)\cos(k_1R)}{(k_1R)^2} - \frac{\sin(k_1R)}{(k_1R)} - \frac{\cos(k_1R)}{(kR)^2} = 0. \quad (1)$$

Из уравнения (1) видно, что экстремум $|b_0|$ может достигаться при $k_1R \ll 1$ и

$$k_1R \approx \frac{(2n+1)\pi}{2} + \frac{2\cdot(kR)^2}{(2n+1)\pi},$$

где n = 0, 1, 2... Первый случай рассмотрен в [3]. Он соответствует минимуму отражения. Второй случай имеет место при достаточно большом удельном газосодержании и соответствует максимуму отражения. При этом $b_0 = -1$, а амплитуда отраженной волны равна A/k. В нерезонансном случае амплитуда отраженной волны равна $A\cdot R$ [3], поэтому отношение этих амплитуд равно $1/(kR) \gg 1$. Для значений резонансных частот получаем:

$$\omega_r = \frac{(2n+1)\pi\cdot c}{2R\sqrt{1+\alpha\tau}}, \qquad \alpha = \frac{\rho_0 c^2}{\gamma P_0},$$

где c – скорость звука в чистой жидкости, τ – удельное газосодержание, ρ_0 и P_0 – соответственно невозмущенные плотность и давление жидкости, γ – показатель адиабаты газа, содержащегося в пузырьках. Из условия $kR \ll 1$ можно получить ограничение сверху на значения n. Должно выполняться $n \ll \sqrt{1+\alpha\tau}/\pi - 1/2$. Отсюда следует, что собственные разонансные частоты появляются у облака при удельном газосодержании $\tau \gg (\pi^2-4)/(4\alpha)$. В обычных условиях для воздушных пузырьков в воде параметр α = = $1.6875\cdot 10^4$ [3], поэтому возникновение собственных частот у облака будет происходить при $\tau > 10^{-4}$.

С п и с о к   л и т е р а т у р ы

[1] Р ю т о в Д.Д. // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22. В. 9. С. 446–449.
[2] К о б е л е в Ю.А., О с т р о в с к и й Л.А., С о у с т о в а И.А. // Радиофизика. 1986. Т. 29. В. 9. С. 1129–1136.
[3] З а в т р а к С.Т. // Акустический журнал, 1988. Т. 34. В. 1. С. 80–83.
[4] К р а с и л ь н и к о в В.А., К р ы л о в В.В. Введение в физическую акустику. М.: Наука, 1984. 400 с.

Белорусский государственный
университет им. В.И. Ленина,
Минск

Поступило в Редакцию
15 мая 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 15 12 августа 1989 г.

07

ПСЕВДОГЛУБОКАЯ ГОЛОГРАММА С МНОГОКРАТНОЙ ЗАПИСЬЮ

Ю.Н. Д е н и с ю к, Н.М. Г а н ж е р л и

В работе [1] было введено понятие „псевдоглубокая голограмма" – наклонная тонкая голограмма, на которой сагиттальной системой пучков зарегистрирован строчечный объект, считываемый при восстановлении голограммы только в пределах соответствующей этому объекту строки. Там же было показано, что такая голограмма по своим свойствам полностью идентична обычной голограмме, зарегистрированной в глубокой трехмерной среде. При этом роль глубины псевдоглубокой голограммы играет ее протяженность вдоль считывающего пучка.

Существенными отличительными особенностями обычной глубокой голограммы являются наличие ассоциативных свойств, а также возможность многократной записи голограмм на одном и том же участке фотоматериала.

Ассоциативные свойства псевдоглубокой голограммы были рассмотрены в работе [2]. Ниже приводятся результаты экспериментов по многократной записи псевдоглубоких голограмм. Соответствующая этому случаю геометрия записи и реконструкции приведена на рис. 1. Объект-строчка "$a_1 - a_n$", референтный источник R, а также лучи испущенного ими излучения $R0$, a_10, a_n0 лежат в плоскости считывания – плоскость σ на рис. 1 Голограмма располагается