

Подставив это выражение в равенство $\sin \theta = kc_{\text{ж}}/\omega$, можно найти угол падения, дающий полное отражение. Для толстой пластины ($kh \gg 1$) при выполнении условий $k \gg \frac{\omega}{c_l}$ и $k \gg \frac{\omega}{c_t}$ (большие углы падения) импедансы z_s и z_a становятся близкими и прохождение резко снижается. Равенство (4) выполняется точно для волны Рэлея. При этом для угла падения получается условие $\sin \theta = \frac{c_{\text{ж}}}{c_R}$, где $c_{\text{ж}}$ — скорость звука в жидкости.

ЛИТЕРАТУРА

Л. М. Л я м ш е в. Отражение звука тонкими пластинками и оболочками в жидкости. М., Изд-во АН СССР, 1955.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
5 августа 1961 г.

О ПОВЕДЕНИИ КАВИТАЦИОННЫХ ПУЗЫРЬКОВ ПРИ БОЛЬШИХ ИНТЕНСИВНОСТЯХ УЛЬТРАЗВУКА

М. Г. Сиротюк

В последнее время появилось большое количество исследований в области физики интенсивных ультразвуков. В связи с этим представляет интерес поведение кавитационных пузырьков в звуковом поле весьма большой интенсивности.

При захлопывании кавитационного пузырька, происходящем под действием гидростатического давления в жидкости, как известно, появляется ударная волна, в которой давление будет тем больше, чем больше максимальный радиус пузырька R_m перед захлопыванием. Время, в течение которого произойдет полное захлопывание пузырька τ , было определено еще Рэлеем [1] $\tau = 0,915 R_m \sqrt{\rho/P}$, где ρ — плотность жидкости, P — гидростатическое давление. Это выражение достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными для обычной воды [2, 3]. Так, например, при атмосферном давлении ($P = 1$) время полного захлопывания $\tau = 0,915 \cdot 10^{-3} R_m$.

Максимальный радиус пузырька при заданной частоте тем больше, чем больше звуковое давление, поэтому с ростом последнего будет увеличиваться давление ударной волны. Однако это увеличение будет продолжаться до тех пор, пока полное время захлопывания пузырька не станет равным половине периода звукового колебания $\tau \leq 1/2T$. При дальнейшем увеличении звукового давления, несмотря на рост R_m , давление в ударной волне должно уже уменьшаться, т. к. пузырек не будет успевать захлопнуться полностью к моменту появления отрицательного полупериода звуковой волны. Это обстоятельство было кратко отмечено Нолтингом и Неппайрасом в их теоретической работе [4].

Если скорость смыкания пузырька под влиянием весьма интенсивного звука будет больше скорости втекания жидкости в полость пузырька, пузырек начнет пульсировать в соответствии с изменением звукового давления; при этом, естественно, захлопывания происходить не будет.

Аналогичная картина должна наблюдаться, если увеличивать частоту звука при постоянной амплитуде звукового давления. В этом случае также может наступить момент, когда полупериод колебания начнет приближаться ко времени полного захлопывания пузырька. При дальнейшем увеличении частоты полупериод колебания станет меньше, чем время захлопывания пузырька, и последний будет, не захлопываясь, пульсировать по закону изменения звукового поля.

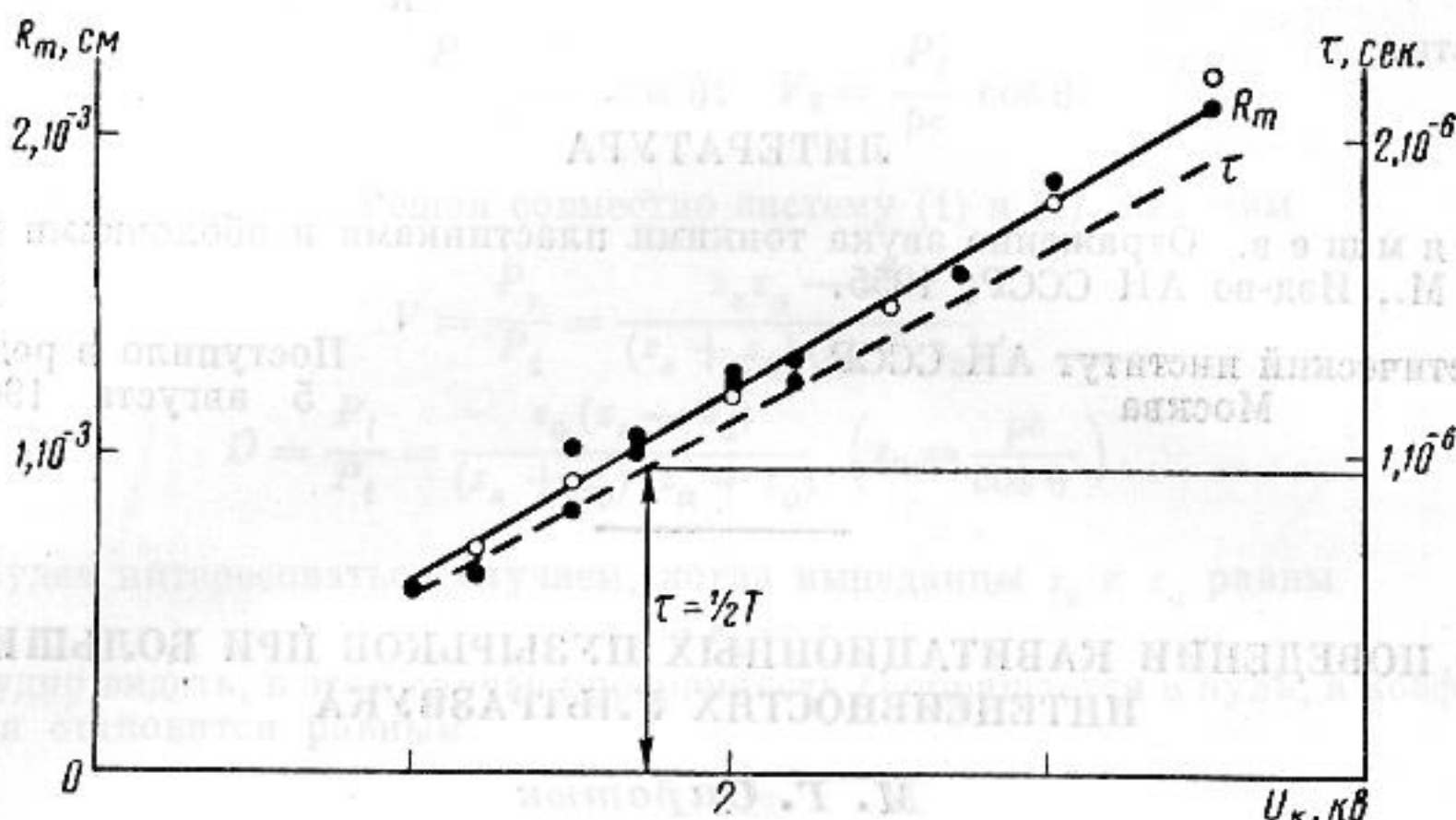
В излучателях, используемых для различных технологических применений, обычно интенсивность звука недостаточна для того, чтобы эффект уменьшения давления ударной волны начал сказываться. Однако в системах, концентрирующих ультразвуковую энергию, этот эффект уже может быть обнаружен.

Наши исследования проводились в отстоявшейся воде на частоте 513 кГц в фокальном пятне концентратора, где можно было получить интенсивность звука в несколько десятков квт/см^2 [5]. Можно было ожидать, что по мере роста интенсивности звука, когда отношение $2\tau/T$ будет превышать единицу, интенсивность ударной волны начнет ослабевать. Исследования подтвердили это предположение.

Определение максимального радиуса кавитационных пузырьков производилось путем фотографирования этих пузырьков через стереоскопический микроскоп МБС-2 с микрофотонасадкой МФН-5, при импульсе света, получаемом от искры при разряде конденсатора через воздушный промежуток. Измеренная средняя длительность вспы-

шки была около $2-3 \cdot 10^{-6}$ сек, т. е. за время всплышки пузырек всегда успевае достигнуть максимального размера. Микроскоп фокусировался на фокальное пятно концентратора.

На фиг. 1 сплошной линией показана зависимость максимального радиуса пузырька R_m от электрического напряжения на концентраторе (связь между напряжением и акустической мощностью была приведена в работе [6]). Точки относятся к случаю, когда пузырьки образовались на алюминиевом цилиндрике, помещенном в фокальное



Фиг. 1

пятно для изучения кавитационной эрозии; кружки — к случаю, когда цилиндрик вынут. Пунктирная линия, показывающая изменение времени полного захлопывания пузырька τ , вычислена по формуле Рэля на основании экспериментальных значений R_m . Как видно из фиг. 1 время полного захлопывания пузырька τ становится

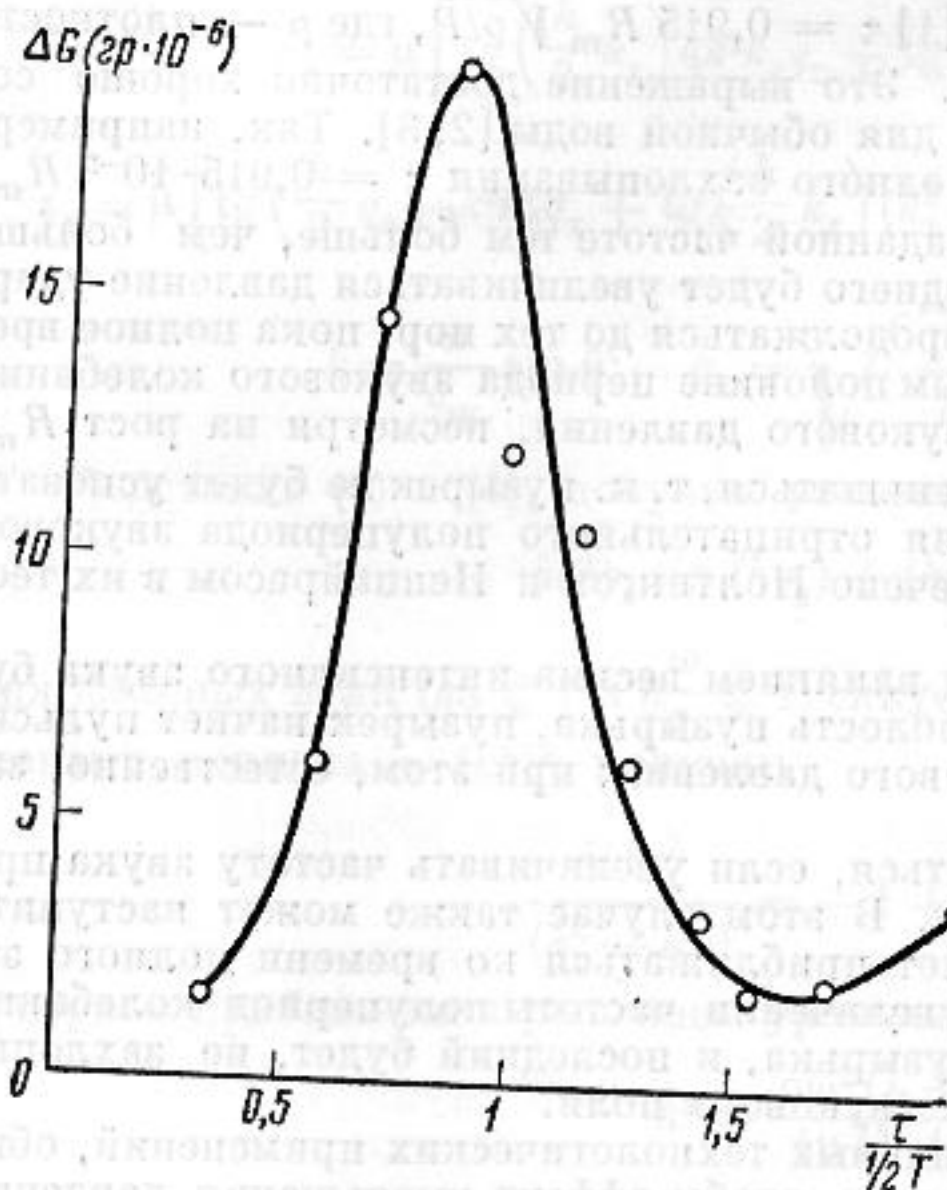
равным половине периода звукового колебания ($1/2T = 0,97 \cdot 10^{-6}$ сек) при напряжении на излучателе 1,74 кв. При напряжениях на излучателе, превышающих эту величину, интенсивность ударных волн, создаваемых в результате захлопывания кавитационного пузырька, должна падать.

Для проверки этого предположения была получена зависимость интенсивности ударной волны от отношения $2\tau/T$. Интенсивность ударной волны оценивалась по кавитационному разрушению алюминиевого цилиндрика [7] (диаметром 2 мм, длиной 15 мм), помещенного в фокальное пятно концентратора так, что его центр совпадал с центром фокального пятна. Цилиндрик подвергался воздействию кавитации при различных напряжениях на концентраторе и постоянном времени озвучивания (5 мин). Убыль веса цилиндрика ΔG , полученная как разность в весе до воздействия ультразвука и после воздействия, была мерой интенсивности ударных волн кавитационных пузырьков.

На фиг. 2 показана зависимость кавитационного разрушения от отношения $2\tau/T$.

Каждая точка — среднее значение нескольких измерений. Из фиг. 2 видно, что по мере роста $2\tau/T$ кавитационное разрушение увеличивается и достигает максимума при $2\tau/T = 0,885$. При дальнейшем увеличении $2\tau/T$ разрушение начинает уменьшаться. Некоторое увеличение кавитационного разрушения после $2\tau/T = 1,7$ объясняется тем, что на цилиндрике в верхней его части, за зоной больших пульсирующих пузырьков, появляется слабая кавитация, вызванная звуком, прошедшим через зону пульсирующих пузырьков.

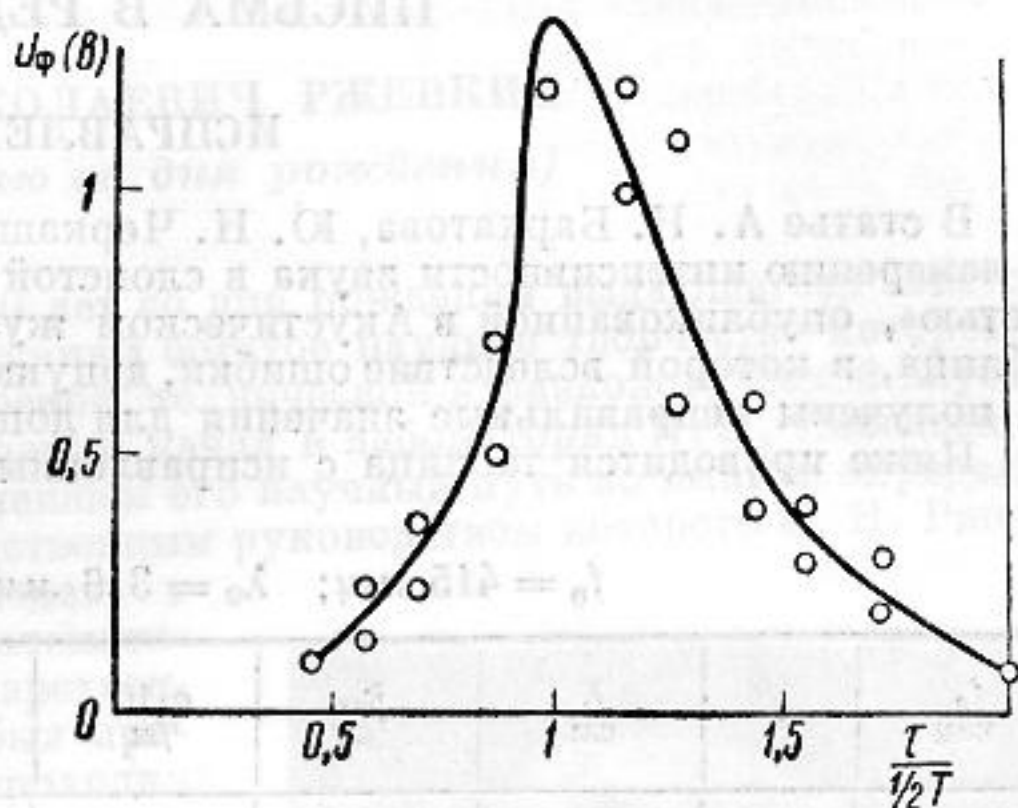
Из фиг. 2 видно, что максимум кавитационного разрушения происходит при отношении $2\tau/T$, меньшем (приблизительно на 15%), чем это можно было ожидать. Это



Фиг. 2

может быть объяснено тем, что озвучивание алюминиевого цилиндрика происходило сравнительно долго (5 мин); за это время температура воды успевала подняться на $5-10^\circ$. При увеличении температуры, благодаря повышению упругости паров воды, размер пузырьков может несколько увеличиться, что приведет к смещению пика кавитационного разрушения в сторону меньших напряжений (см., например, 7)).

Поскольку кавитация в воде сопровождается ультразвуковой люминесценцией, яркость свечения также должна быть связана с поведением кавитационных пузырьков. Зависимость яркости ультразвуковой люминесценции от отношения $2\tau/T$ приведена на фиг. 3. Здесь по оси ординат отложено напряжение U_ϕ от усилителя постоянного тока, усиливающего фототок фотоэлемента ФЭУ-17. Фотоэлемент укреплялся непосредственно на реакторном стакане концентратора и регистрировал интегральное свечение в фокальном пятне. (Эта зависимость получена при тех же условиях, что и кривая кавитационного разрушения — алюминиевый цилиндр также находился в фокальном пятне.) Начало люминесценции совпадает с появлением кавитации, установленным при помощи измерительного приемника. Из фиг. 3 видно, что яркость свечения изменяется примерно по тому же закону, что и кривая кавитационного разрушения, и что максимум яркости точно соответствует отношению $2\tau/T = 1^*$.



Фиг. 3

На основании проведенной экспериментальной работы можно сделать следующие выводы:

1. Для данной частоты звука интенсивность ударной волны при захлопывании кавитационного пузырька растет с увеличением радиуса пузырька. Давление в ударной волне достигает максимума, когда полное время захлопывания пузырька равно полупериоду акустического колебания (когда $\tau = 1/2 T$). При дальнейшем увеличении радиуса кавитационного пузырька давление в ударной волне уменьшается.

2. Изменение яркости ультразвуковой люминесценции носит тот же характер, что и зависимость интенсивности ударной волны от радиуса пузырька.

Автор благодарит Л. Д. Розенберга за полезные советы при проведении этой работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. R a y l e i g h. On pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. *Phil. Mag.*, 1917, **34**, 94.
2. J. S c h m i d. Kinematographische Untersuchung der Einzelblasen-Kavitation. *Acustica*, 1959, **9**, 4, 312—326.
3. R. T. К н а р р, А. H o l l a n d e r. Laboratory investigation of the mechanism of cavitation. *Transactions of the ASME*, 1948, **70**, 5, 419—435.
4. B. E. Nolting, E. A. Neppigas. Cavitation produced by ultrasonics. *Proc. Phys. Soc.*, 1951, **64B**, 1032—1038.
5. Л. Д. Р о з е н б е р г, М. Г. С и р о т ю к. Установка для получения фокусированного ультразвука высокой интенсивности. *Акуст. ж.*, 1959, **5**, 2, 206—211.
6. М. Г. С и р о т ю к. О балансе энергии в концентраторе, предназначенном для получения ультразвука высокой интенсивности. *Акуст. ж.*, 1960, **6**, 3, 410—411.
7. А. С. Б е б ч у к. К вопросу о кавитационном разрушении твердых тел. *Акуст. ж.*, 1957, **3**, 1, 90—91.
8. K. Negishi. Experimental studies on sonoluminescence and ultrasonic cavitation. *J. Phys. Soc. Japan*, 1961, **16**, 7, 1450—1465.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
14 июня 1961 г.

* В июле 1961 г. появилась работа Негиши [8], в которой автор, пользуясь методикой, аналогичной нашей, на частоте 470 кгц также установил наличие максимума люминесценции, но не привел никаких соображений о его природе.