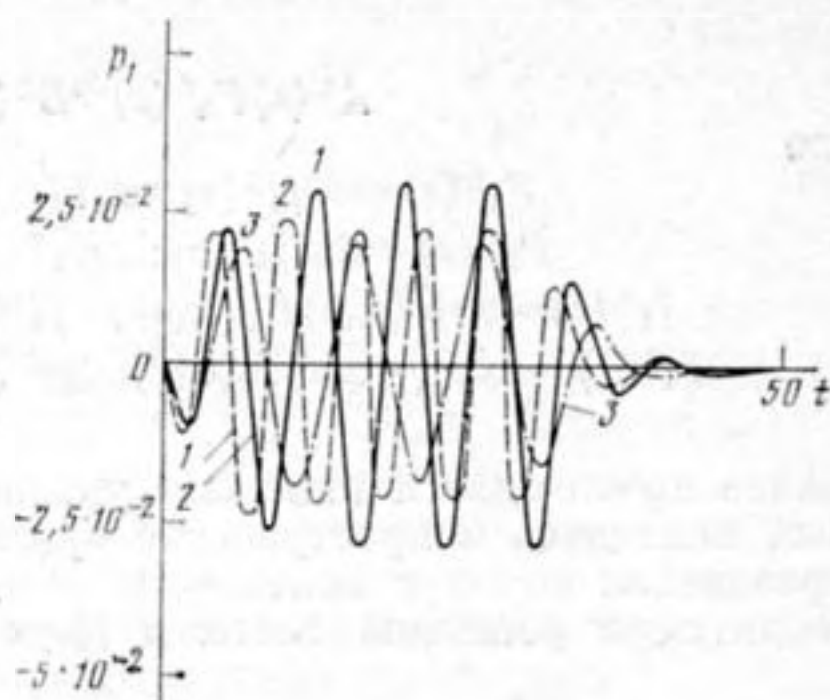


Фиг. 1



Фиг. 2

ческого давления p_1 на поверхности оболочки в случае, когда во внутреннем ее объеме — вакуум. Кривые на фиг. 1 получены при возбуждении пьезокерамического тела прямоугольным электрическим импульсом ($Q(t) = 1 - H(t - T)$) длительности $T = 30$. 1 — соответствует значению $d = 10$, 2 — $d = 25$, 3 — $d = 50$. На фиг. 2 показано действующее на оболочку давление при электрическом воздействии в виде гармонического сигнала, модулированного по амплитуде прямоугольным импульсом ($Q(t) = \sin \omega t [1 - H(t - T)]$) с частотой $\omega = 1$, $\omega = 1,3$, $\omega = 0,7$ (соответственно кривые 1, 2, 3) и длительностью $T = 30$. Здесь значение d принималось равным 10.

В случае действия электрического импульса прямоугольной формы (фиг. 1) имеют место резкие, сравнительно быстро сглаживающиеся всплески гидродинамической нагрузки, которые обусловлены его передним и задним фронтами. Увеличение толщины оболочки приводит к росту амплитудных значений p_1 . При возбуждении оболочки синусоидальным электрическим сигналом конечной длительности (фиг. 2) наблюдается быстрый выход гидроупругой системы на режим, когда давление p_1 изменяется во времени по периодическому закону. После окончания действия внешнего импульса давление p_1 затухает практически до нуля за время равное удвоенному периоду собственных радиальных колебаний оболочки 2λ . Изменение частоты электрического сигнала ω в диапазоне 0,7—1,3 не оказывает существенного влияния на характер переходного процесса. Следовательно, для принятых исходных данных система имеет низкую добротность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Улитко А. Ф. К теории колебаний пьезокерамических тел // Тепловые напряжения в элементах конструкций. Т. 15. Киев: Наукова думка, 1975. С. 90—99.
2. Гузь А. Н., Кубенко В. Д., Бабаев А. Э. Гидроупругость систем оболочек. Киев: Выща школа, 1984. С. 207.
3. Диткин В. А., Прудников А. П. Справочник по операционному исчислению. М.: Высшая школа, 1965. С. 466.

Поступило в редакцию
25.VII.1986

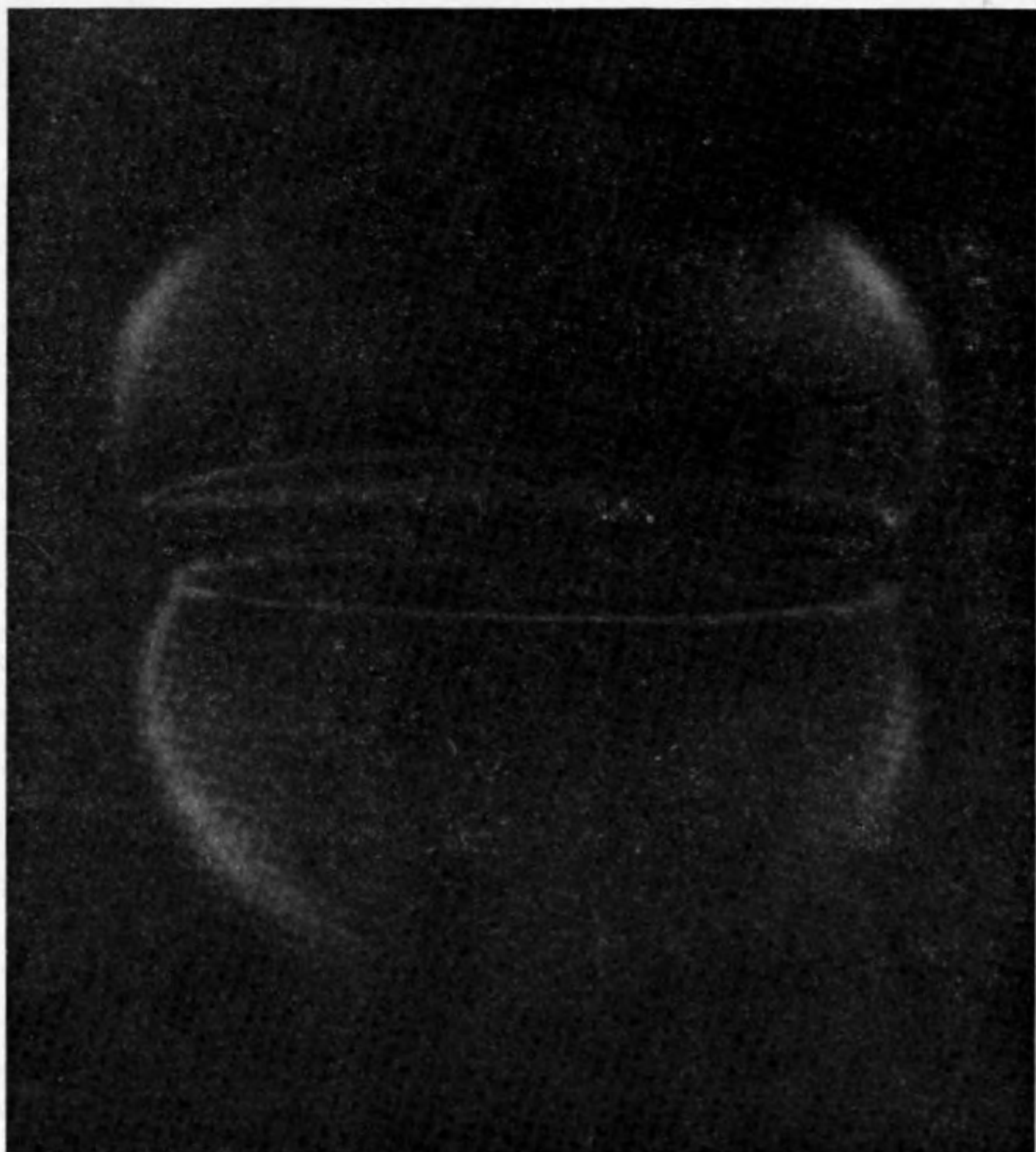
УДК 534.8

ОБРАЗОВАНИЕ УСТОЙЧИВОЙ ГРАНИЦЫ КАВИТАЦИОННОЙ ОБЛАСТИ ПРИ ДИПОЛЬНОМ ИЗЛУЧЕНИИ В ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

Валитов Р. Б., Курочкин А. К., Смородов Е. А.

Кавитационная область не имеет резких границ и представляет собой размытое облако пузырьков [1, 2]. В данной работе было обнаружено, что при определенных условиях возможно образование устойчивой границы кавитационной области, представляющей собой тонкий слой синфазно пульсирующих пузырьков.

Кавитация возбуждалась с помощью магнестрикционного преобразователя с резонансной частотой 22 кГц. Передача колебаний к среде осуществлялась волноводом экспоненциального профиля, рабочий конец которого заканчивался круглой пластиной диаметром 15 мм и толщиной 2 мм, расположенной перпендикулярно оси



Фиг. 1. Фотография собственного свечения кавитационной области. Время экспозиции 3 мин, чувствительность фотопленки 250 ед. ГОСТа

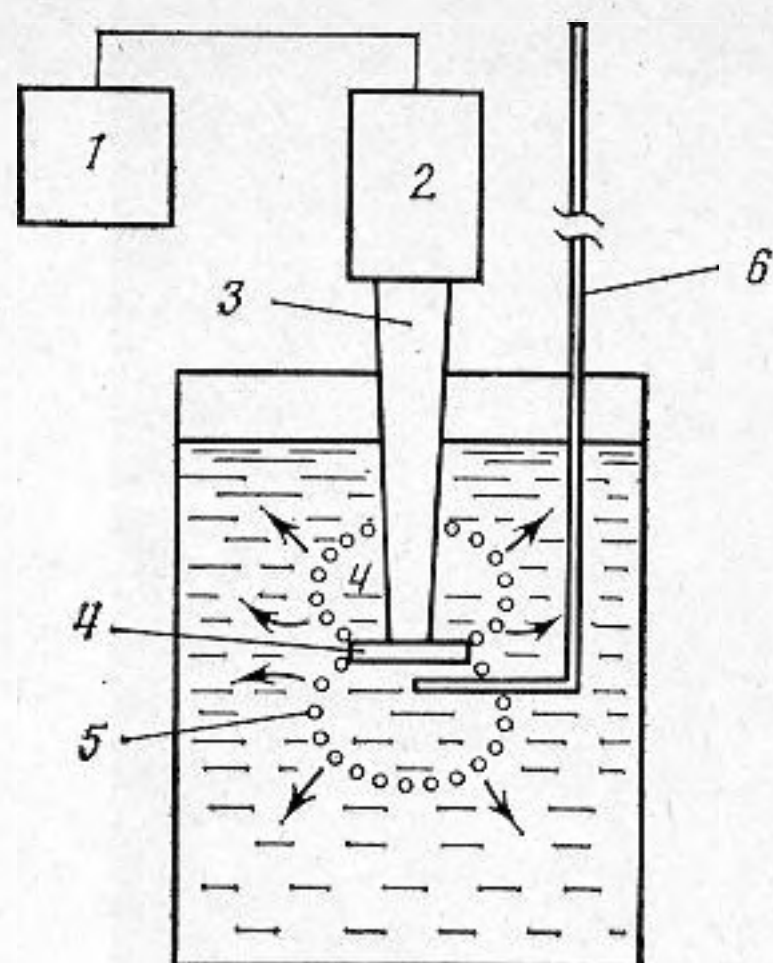
волновода (фиг. 2). Поскольку размеры излучающей пластины значительно меньше длины волны звука в жидкости $\lambda \approx 7$ см, то характер излучения близок к полю акустического диполя [3].

При амплитуде колебаний рабочей части излучателя $A \approx 2-10$ мкм в жидкости с коэффициентом вязкости $2 \cdot 10^{-2}$ Па·с (этиленгликоль при температуре 20° С) образуется визуально наблюдаемая резкая граница кавитационной области. Граница имеет форму двух полусфер, охватывающих рабочую пластину излучателя (фиг. 2). С внешней стороны границы наблюдались потоки пузырьков, движущихся по радиальным направлениям к границе со скоростью $0,1-0,2$ м/с. В ближней к излучателю зоне, т. е. внутри полусфер, пузырьки видимых размеров отсутствовали.

Образование граничного слоя пузырьков сопровождалось резким усилением кавитационных эффектов. Значительно усиливалось собственное свечение кавитационной области (сонолюминесценции), которое легко наблюдалось невооруженным глазом. Фотография собственного свечения (фиг. 1) показывает, что контуры светящейся области совпадают с видимой границей (слоем пузырьков). Полусферические слои кавитационных пузырьков обладают весьма высокой эрозионной активностью. Алюминиевая фольга толщиной 15 мкм мгновенно разрушалась при соприкосновении со слоем пузырьков, в то время как на расстоянии 10 мм от него при экспозиции 1 мин в фольге не наблюдалось сквозных отверстий. В ближней зоне, т. е. внутри полусфер, эрозионное разрушение полностью отсутствовало.

При введении внутрь полусферы капилляра (фиг. 2) диаметром 1 мм наблюдался подъем жидкости на высоту до 2 м. Заметим, что в отличие от известного звукокапиллярного эффекта [4] в данном случае кавитационные пузырьки отсутствовали как непосредственно у среза капилляра, так и внутри него.

Отсутствие кавитационных эффектов (эрозии и свечения) в ближней зоне показывает, что жидкость вблизи излучающей пластины сплошная, без разрывов. При амплитуде колебаний пластины $A \approx 10$ мкм растягивающие усилия в жидкости у по-



Фиг. 2. Рабочая пластина излучателя: 1 — генератор УЗДН-2Т, 2 — магнестрикционный преобразователь, 3 — волновод, 4 — пластина, 5 — полусферические кавитационные слои, 6 — капилляр. Стрелками указаны направления потоков пузырьков

ницы кавитационной области связано как с действием вязкости, так и со структурой акустического поля.

верхности пластины по порядку величины равны $P \approx A\rho\omega^2 R_c \approx 2$ МПа, что значительно превышает порог кавитации для используемой частоты. Таким образом, в полусферических областях происходит повышение кавитационной прочности жидкости, по-видимому, за счет удаления из ближней зоны всех микропузырьков газа, которые могли бы служить зародышами кавитации. В пользу этого предположения говорит тот факт, что при продавливании искусственно создаваемых пузырьков газа через капилляр наблюдается быстрое их вытеснение из полусферических объемов, причем направление движения пузырьков перпендикулярно к кавитационному слою.

Причины образования устойчивого кавитационного слоя и связанных с ним эффектов в настоящее время не вполне понятны. Не вызывает сомнений влияние вязкости на формирование слоя. Так, увеличение коэффициента вязкости выше 10^{-1} Па·с или его снижение до $5 \cdot 10^{-3}$ Па·с (изменение вязкости достигалось вариацией температуры) приводило к смыканию слоя на поверхности излучателя независимой от вида жидкости (глицерин, дибутилфталат, этиленгликоль и т. п.). Не менее важным фактором является форма излучателя, или, точнее, дипольный характер излучения. При использовании излучателя без пластины (цилиндрический волновод) образования граничного слоя не наблюдалось.

Таким образом, образование устойчивой границы кавитационной области связано как с действием вязкости, так и со структурой акустического поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Розенберг Л. Д. Кавитационная область // Мощные ультразвуковые поля / Под ред. Розенберга Л. Д. М.: Наука, 1968. С. 221–265.
2. Сиротюк М. Г. Экспериментальные исследования ультразвуковой кавитации // Мощные ультразвуковые поля / Под ред. Розенберга Л. Д. М.: Наука, 1968. С. 168–220.
3. Исакович М. А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. 496 с.
4. Эскин Г. И. Звукокапиллярный эффект // Ультразвук. Маленькая энциклопедия / Под ред. Голямина И. П. М.: Сов. энциклопедия, 1979. 400 с.

Всесоюзный научно-исследовательский технологический институт гербицидов и регуляторов роста растений

Поступило в редакцию
2.IX.1986

УДК 532.529.6

О ЧАСТОТНОМ ПРЕДЕЛЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ВОЛН НА ПОВЕРХНОСТИ ПУЗЫРЬКА

Горский С. М., Зиновьев А. Ю.

При наложении акустического поля частоты f на жидкость с пузырьками газа последние в зависимости от амплитуды поля совершают радиальные пульсации на частотах f , $f/2$, резонансной частоте пузырька f_0 и их гармониках. Эти колебания, описываемые известным уравнением Рэля — Плессета, получили теоретическое рассмотрение в работах [1–4]. При определенных значениях амплитуды и частоты внешнего поля на поверхности пузырька возбуждаются волны, деформирующие сферическую поверхность пузырька [5, 6]. В работе [7] было получено уравнение для сферических мод на поверхности пузырька в случае малых колебаний в слабовязкой несжимаемой жидкости. На основе этого уравнения в работе [8] найдены пороги амплитуды пульсаций для начала возбуждения поверхностных волн. В работах [8, 9] показано, что легче всего возбуждаются те моды, частота которых совпадает с субгармоникой частоты возбуждения. В [10] проведен анализ устойчивости радиальных пульсаций пузырька с учетом сжимаемости в приближении Херинга — Флинна.

Цель настоящей работы заключается в рассмотрении вопроса о порядке моды, возбуждаемой на пузырьке, имеющем ту или иную резонансную частоту и совершаю-