ционарной автоволны, если к моменту ее сформирования амплитуда усиленных шумов существенно меньше. Отсюда следует условие малости шумов, которое при значительном превышении порога,  $I\gg I_n(\omega')$ , сводится просто к неравенству  $\rho_0'\gg\rho_\tau'$ .

Приведем численные оценки рассмотренных эффектов для ацетона при температуре 20° и частоте исходной синусоидальной волны 2·108 Гц, предполагая, что  $\partial \mu / \partial \rho = \mu / \rho$  и  $\mu = 10^2$  см<sup>-1</sup>. Для пороговой интенсивности света, при превышении которой происходит нарастание звуковых возмущений в среде, используя значения параметров из [9], находим  $I_n=3,3\cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> и для оценок возьмем  $I=10I_n$ , что вполне доступно для лазерного излучения. Для предотвращения вскипания может потребоваться специальный теплоотвод, либо использование импульсно-периодического режима работы лазера; в последнем случае пороговая интенсивность растет пропорционально скважности. С учетом значительного коэффициента поглощения света и предпочтительной является геометрия, при которой усиливаемый звук распространяется перпендикулярно оси лазерного пучка. Для акустического числа Маха нелинейной стационарной звуковой волны находим р'/р=5.103, что соответствует слабой ударной волне и подтверждает корректность оценки. Видно также, что увеличение интенсивности и длины волны звука должно привести к сильным ударным волнам. При входе в освещенную область волны с числом Maxa  $\rho_0'/\rho = 10^{-5}$  (при этом  $\rho_0'/\rho_{\tau'} \sim 10$ ) для характерной длины, на которую происходит выход на стационарный режим, находим  $x_{\rm cr} = (\beta I)^{-1} \ln (\pi \psi/2\omega) = 0.05$  см. Таким образом, рассмотренные процессы усиления и нелинейной эволюции акустических волн вполне могут проявляться в экспериментально реализуемых ситуациях. Оценки показывают, что рассмотренная неустойчивость может также развиваться в атмосфере при прямом воздействии солнечной радиации; например, при частоте инфразвука ~10 Гц это будет происходить, если в атмосфере образуется слой с коэффициентом поглощения u≥5.10-5 cm-1.

Автор благодарен Ф. В. Бункину за ценные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Божков А. И., Бункин Ф. В. Генерация звука в жидкости при поглощении в ней лазерного излучения с модулированной интенсивностью // Квантовая электрон. 1975, T. 2. № 8. C. 1763-1776.

2. Старунов В. С., Фабелинский И. Л. Вынужденное рассеяние Мандельштама -Бриллюэна и вынужденное энтропийное (температурное) рассеяние света //

Успехи физ. наук. 1969. Т. 98. № 3. С. 441-491.

3. Карабутов А. А., Лапшин Е. А., Руденко О. В. О взаимодействиях светового излучения со звуком в условиях проявления акустической нелинейности // ЖЭТФ. 1976. T. 71. № 1. C. 111-121.

4. Руденко О. В. О возможности генерации мощного гиперзвука с помощью лазерного излучения // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 20. № 7. С. 445-448.

5. Коломенский Ал. А. Усиление звука оптическим излучением в светопоглощающей

среде // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 1. С. 76-79. 6. Заболотская Е. А., Хохлов Р. В. Квазиплоские волны в нелинейной акустике ограниченных пучков // Акуст. журн. 1969. Т. 15. № 1. С. 40-47.

7. Кузпецов В. П. Уравнения нелинейной акустики // Акуст. журн. 1970. Т. 16. № 4. C. 548-553. 8. Румер Ю. Б., Рывкин М. Ш. Термодинамика, статистическая физика и кинетика.

М.: Наука, 1972. 400 с. 9. Таблицы физических величин. Справочник/Под ред. Кикоина И. К. М.: Атомиз-

дат, 1976. 1008 с.

Институт общей физики Академии наук СССР

Поступило в редакцию 9.III.1988

УДК 534.22

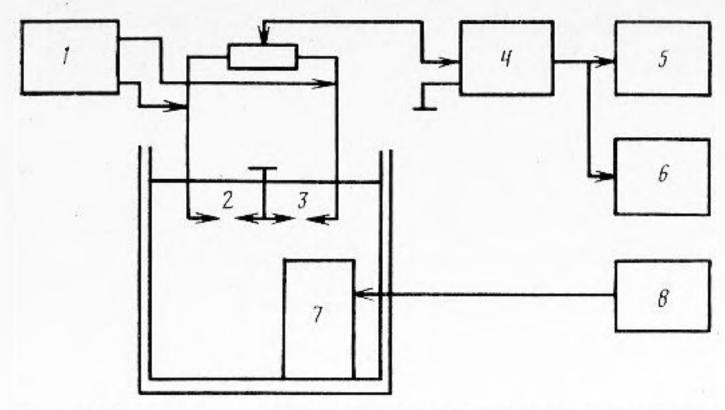
# исследование электропроводности кавитирующей жидкости

### Коровин А. Н., Семенова Н. Г.

В настоящее время для оценки развитости акустической кавитации используют анализ создаваемого кавитирующей средой характерного кавитационного шума, содержащего непрерывную и дискретные составляющие. Характеристическими величинами считают мощность этого шума или амплитуды его дискретных составляющих [1].

Авторами статьи был разработан метод и создана экспериментальная установка, позволяющие измерять разрыхленность кавитирующей жидкости путем измерения

ее электропроводности.



Фиг. 1. Блок-схема измерительной установки: 1 — ВЧ-генератор, 2, 3 — измерительные ячейки, 4 — резонансный усилитель, 5 — осциллограф, 6 — самописец, 7 — излучатель, 8 — мощный генератор ультразвуковой частоты

В основе этого метода лежит связь между изменением электропроводности среды при внесении в нее непроводящих сферических включений и суммарным объемом включений, описываемая выражением [2]:  $\sigma = \sigma_0 (1-1.5) \beta$  или  $\Delta \sigma/\sigma_0 = 1.5 \beta$ , где  $\sigma - \sigma_0 = 0.00$  электропроводность среды с включениями,  $\sigma_0 = 0.00$  электропроводность среды без включений,  $\Delta \sigma = 0.00$  изменение электропроводности среды при внесении включений, а  $\beta = 0.00$  суммарный объем включений, содержащихся в единичном объеме жидкости. Эта фор-

мула справедлива при β≤10-3.

Как свидетельствуют данные кино- и фотосъемки [3], форма большинства пузырьков при кавитации близка к сферической. Нарушение сферичности наблюдается только в заключительной стадии схлопывания для резонансных пузырьков или для пузырьков, колеблющихся в непосредственной близости от границы раздела. Кавитационные полости можно считать непроводящими, поскольку, как показывает расчет [3], нагрев газа в пузырьке при сжатии не достаточен для высокотемпературной ионизации. Поэтому уравнение справедливо для кавитирующей среды, причем в этом случае равно индексу кавитации с точностью до постоянного множителя.

Известно, что при акустической кавитации существуют два типа распределения пузырьков по размерам [3, 4]. Первый тип распределения соответствует так называемой стабильной акустической кавитации, имеющей место в сравнительно слабых акустических полях [3]. В режиме стабильной акустической кавитации амплитуда давления акустического поля недостаточна для схлопывания пузырьков. Они стабильно пульсируют в этом поле. В этом режиме пузырьки растут в акустическом поле вследствие явления выпрямленной диффузии. Рост пузырьков осуществляется до резонансного размера, после чего он практически прекращается. Благодаря этому функция распределения пузырьков по размерам имеет максимум в области резонансного размера.

В более сильных акустических полях при так называемой нестабильной кавитации максимум функции распределения лежит в области размеров, меньших резонансного, а около резонансного размера она имеет провал [3, 4]. Это происходит из-за того, что в сильных акустических полях резонансные пузырьки схлопываются и

разрушаются с образованием микропузырьков.

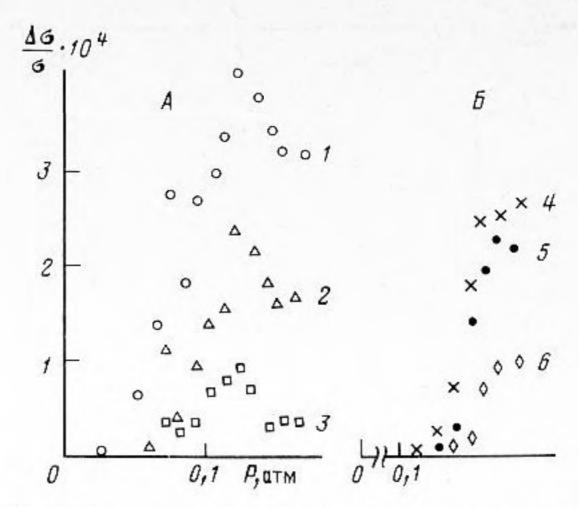
Общим свойством для обоих тинов распределения является то, что и в том и в другом случаях в области, много меньшей четверти длины волны, пузырьки колеблются почти синфазно друг с другом. Поэтому величина индекса кавитации имеет значительную переменную составляющую и может быть записана в виде  $\beta = -\tilde{\beta} + \tilde{\beta}$ . Причем  $\tilde{\beta} = \sum_{n} \tilde{\beta}_{n} e^{i\omega_{n}t}$ , где  $\tilde{\beta}_{n} -$  амилитуды спектральных составляющих

 $\omega_n$ , а  $\omega_1$  — частота акустического поля, создающего кавитацию,  $n=1,\ 2,\ 3.\dots,\ \beta$  — постоянная составляющая индекса кавитации. В линейном приближении можно

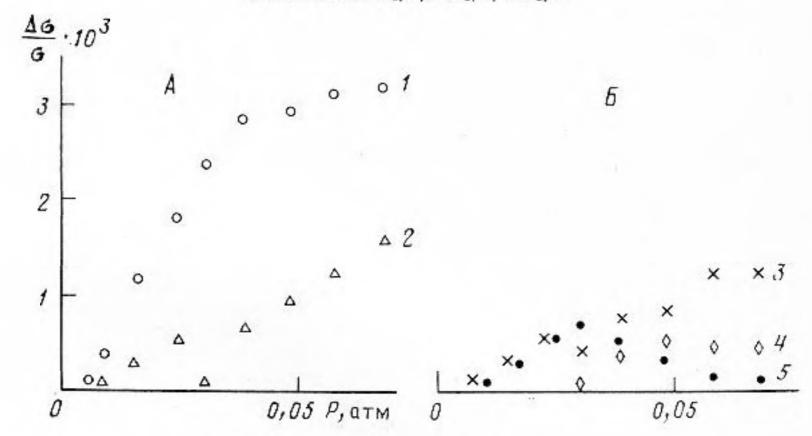
записать 
$$\tilde{\beta}_n = \frac{3}{2} \frac{\Delta \tilde{\sigma_n}(P_{a\kappa})}{\sigma}$$
, где  $\Delta \tilde{\sigma_n}(P_{a\kappa})$  – соответствующая спектральная со-

ставляющая электропроводности при акустической кавитации. Функция  $\Delta \widetilde{\sigma}(P_{a\kappa})/\sigma$  зависит от типа распределения пузырьков по размеру.

С целью исследования зависимостей  $\Delta \sigma/\sigma$  от амплитуды акустического давления в условиях кавитации была создана измерительная установка, блок-схема которой изображена на фиг. 1. Кавитация создавалась магнитострикционным излучателем в свежей или отстоявшейся водопроводной воде. Излучаемый в воду акустический сигнал представлял собой последовательность радиоимпульсов с частотой повторения 100 Гц, заполнением 20 кГц и длительностью 5 мс. Измерение электропроводности производилось мостовой измерительной схемой, в два плеча которой были включены измерительные ячейки. Измерительная ячейка представляла из себя пару



Фиг. 2. Экспериментальные зависимости амплитуд спектральных составляющих относительного изменения электропроводности при акустической кавитации в свежей водопроводной воде от амплитуды акустического поля: 1-3 — гармоники, 4-6 — унтертоны соответственно  $\omega_1/2$ ,  $3\omega_1/2$ ,  $5\omega_1/2$ 



Фиг. 3. Экспериментальные зависимости амплитуд спектральных составляющих относительного изменения электропроводности при акустической кавитации в отстоявшейся водопроводной воде от амплитуды акустического поля: 1, 2 — гармоники, 3-5 — унтертоны соответственно  $\omega_1/2$ ,  $3\omega_1/2$ ,  $5\omega_1/2$ 

электродов сечением 1 мм², разнесенных на 1 см и размещенных в исследуемой жидкости. Одна из ячеек была защищена от кавитации звуконепрозрачным экраном, а другая помещена непосредственно в кавитационную область. Давление в точке наблюдения измерялось гидрофоном в отсутствие ячеек. Для измерения электропроводности на одну из диагоналей моста подавалось для исключения влияния на измерения приэлектродных явлений высокочастотное напряжение с генератора синусоидальных колебаний. Сигнал с другой диагонали усиливался резонансным усилителем, настроенным на суммарную частоту высокочастотного напряжения и исследуемой спектральной составляющей, а затем выводился на осциллограф и самописец. Перед измерением мостовая схема балансировалась.

Результаты измерений приведены на фиг. 2, 3.

Эксперимент показал, что изменение электропроводности жидкости в условиях акустической кавитации имеет линейчатый спектр. Спектр содержит как гармонические составляющие, так и субгармонические относительно частоты акустического поля ω<sub>1</sub>. Отличительной чертой спектра изменения электропроводности в сравнении со спектром кавитационного шума является возможность измерения составляющей с частотой акустического поля ω<sub>1</sub>.

На фиг. 2 изображены спектральные характеристики изменения электропроводности для кавитирующей неотстоявшейся (газонасыщенной) воды при разных амплитудах давления акустического поля. И в этом случае изменение электропроводности имеет линейчатый спектр. Однако пороговые давления появления всех спектральных составляющих близки между собой.

На фиг. 3 представлены амплитуды спектральных гармонических и субгармонических составляющих изменения электропроводности для кавитирующей отстоявшейся воды в зависимости от амплитуды давления. Видно, что пороговые значения давления субгармонических составляющих выше гармонических. Обращает на себя внимание факт появления субгармонической составляющей 5ω<sub>1</sub>/2 при давлениях, характеризующих также и ограничение величины изменения электропроводности

на частоте од.

Из полученных зависимостей видно, что при достижении некоторого значения амплитуды акустического давления гармонические составляющие электропроводности испытывают насыщение, а затем спадают. Интересно, что при этом же значении амплитуды акустического давления появляется унтертон  $5\omega_1/2$ . По мнению некоторых авторов, появление унтертона  $5\omega_1/2$  в спектре кавитационного шума является признаком начала нестабильной кавитации [3]. По-видимому, причиной насыщения уровня гармоник является изменение функции распределения пузырьков по размерам при переходе от стабильной кавитации к нестабильной. Спектральные характеристики  $\Delta \sigma_n (P_{ak})/\sigma_n$  зависят от газосодержания, например кавитационные пороги для спектральных составляющих в случае отстоявшейся воды выше, чем в свежей.

В заключение можно сказать, что зависимость Δσ(ω)/σ для кавитирующей жидкости позволяет ожидать, что это явление может быть положено в основу метода контроля состояния кавитирующей среды. Исследование пористых сред с податливыми включениями, помещая их в акустические поля, позволяет легко получать информацию о среде, которую сложно или невозможно получать другими методами.

### ЛИТЕРАТУРА

Мощные ультразвуковые поля/Под ред. Розенберга Л. Д. М.: Наука, 1968. 267 с.
Крячко В. М., Кунике В. П., Русляков С. А. Влияние акустических возмущений на электропроводность электролитов и газожидкостных суспензий на их основе // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 3. С. 361-367.

3. Neppiras E. A. Physics Reports // A. Rev. Sect. of Phys. Letters. 1980. V. 161. P. 163. 4. Красильников В. А., Крылов В. В. Введение в физическую акустику. М.: Наука,

1984, 400 c.

Ленинградский государственный университет Поступило в редакцию 10.V.1988

УДК 534.2-16

## ОБЪЕМНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКЕ ПРИ ЕГО ПОВЕРХНОСТНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

#### Кудрявцев В. Н.

В работах [1, 2] было рассмотрено электроакустическое взаимодействие вблизи поверхности нелинейных сред, которое состоит в возбуждении объемной акустической волны неоднородными вдоль поверхности электрическими полями таким образом, что  $\mathbf{k} \| \mathbf{n}$  ( $\mathbf{k} - \mathbf{в}$  волновой вектор,  $\mathbf{n} - \mathbf{н}$  поверхности среды) для любых частот, в отличие от [3], где  $\mathbf{k} \neq \mathbf{n}$ . Существенно то, что ответственная за данный эффект квадратичная связь между механическим напряжением и напряженностью электрического поля ( $T \sim E^2$ , где  $T - \mathbf{m}$  механическое напряжение,  $E - \mathbf{n}$  напряженность электрического поля) обуславливает возбуждение акустических воли только на комбинационных частотах.

Ниже рассматривается случай, когда квадратичная связь между *Т* и *Е* реализуется через концентрационную нелинейность и пьезоэффект. Возникающие на комбинационных частотах однородные по поверхности компоненты напряженности электрического поля возбуждают через пьезоэффект звуковую волну из-за наличия

градиента деформаций вблизи поверхности.

Рассмотрим пьезополупроводниковую среду в виде полупространства (оси  $x_1$ ,  $x_3$  лежат на его границе, а  $x_2 \| \mathbf{n}$ ). Стандартная система уравнений имеет вид

$$\begin{cases} \mathbf{E} = -\nabla \Phi, \\ \mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}, \\ \rho^* = \nabla \mathbf{D}, \\ \nabla \mathbf{J} + \frac{\partial \rho^*}{\partial t} = 0, \\ \mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} - D_n \nabla \rho^*, \end{cases} \tag{1}$$

где  $\Phi$  — электрический потенциал,  $\rho$ \* — плотность электронов (считаем полупроводник электронным),  $\mathbf{D}$  — вектор электрической индукции,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость,  $\mathbf{J}$  — вектор плотности тока, t — время,  $D_n$  — коэффициент диффузии электронов.