

УДК 532.66:532.528

ЗВУКОКАПИЛЛЯРНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ ЗВУКА В КАВИТИРУЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ

Е. Ю. РОЗИНА

Одесская государственная академия холода

Получено 28.11.2005

Обсуждены свойства звукокапиллярного эффекта, положенные в основу метода определения скорости звука в кавитирующей жидкости. Обоснованный звукокапиллярный метод использован для определения скорости звука в дистиллированной воде при возбуждении в ней локализованного кавитационного процесса. Проведено сравнение полученных результатов с известными данными для парогазовых сред в стационарном случае и в процессе фазового перехода.

Обговорені властивості звукокапілярного ефекту, покладені в основу методу визначення швидкості звуку в кавітуючій рідині. Обґрунтований звукокапілярний метод використано для визначення швидкості звуку в дистильованій воді при збудженні у ній локалізованого кавітаційного процесу. Проведено порівняння отриманого результату з відомими даними для паро-рідинного середовища у стаціонарному випадку та в процесі фазового переходу.

The peculiarities of the sonocapillary effect assumed as a basis for the method for measuring the sound velocity in a cavitating liquid are discussed. The substantiated sonocapillary method is used for determining the sound velocity in the distilled water with cavitation process. The obtained result is compared with known data for vapor-liquid medium in a stationary case and under phase transition.

ВВЕДЕНИЕ

Скорость звука – параметр, характеризующий данную среду и определяющийся общеизвестной формулой [1, с. 326]

$$c_0 = \frac{1}{\sqrt{\beta_a \rho}}, \quad (1)$$

где ρ – плотность; β_a – адиабатическая сжимаемость. Поскольку для однородной среды эти величины в значительной степени зависят от свойств ее молекул, измерение скорости распространения ультразвуковых колебаний является одним из основных методов молекулярной акустики. В частности, с помощью него эффективно исследуются особенности молекулярной структуры и термодинамические свойства жидкостей и газов [2].

Развитие ультразвуковых технологий и методов воздействия на типично неоднородные, двухфазные, среды (например, при дегазации жидкостей или коагуляции дисперсных систем [3]) стимулировало исследование особенностей распространения ультразвуковых колебаний в них. Случай распространения звука в жидкостях со стационарным распределением газовых пузырьков изучен достаточно подробно [4–8]. По данным разных авторов значение скорости звука газожидкостной смеси зависит от соотношения газовой и жидкой компонент, а измеренная скорость звука для воды, содержащей газы, принимает значения в диапазоне 20 ÷ 100 м/с [5, 6]. Показательно,

что они на порядок меньше скорости звука как в однородной жидкости, так и в однородной газовой среде. Физическая интерпретация этих результатов основывается на формуле (1): для жидкости с пузырьками газа сжимаемость определяется высокой адиабатической сжимаемостью газа β_{ag} , а плотность – достаточно высокой плотностью жидкости $\rho_{ж}$.

Если в жидкости создано ультразвуковое поле, амплитуда давления которого P_m превышает порог кавитации, в ней формируется кавитационное облако. При этом в ограниченном объеме существенно изменяется структура среды: она становится типично неоднородной, так как в ней с частотой ультразвуковых колебаний образуются и смыкаются парогазовые полости. Очевидно, что средние плотность и сжимаемость в образовавшейся нестандартной двухфазной среде существенно отличаются от свойств окружающей сплошной жидкости. Как следствие, в ее объеме параметр c_k , характеризующий скорость звука в кавитационно возбужденной жидкости, должен быть существенно меньше, чем табличное значение c_0 при отсутствии кавитации. Впервые внимание на это обращено в монографии [9, с. 241] при рассмотрении волнового сопротивления кавитирующих жидкостей $\rho_k c_k$. Приведенные в [9] расчетные значения для параметра c_k достигают 25 ÷ 30 м/с. Позже в работе [10, с. 158] также отмечалось, что в кавитирующих средах происходит снижение скорости звука до 10 ÷ 12 м/с, однако это значение

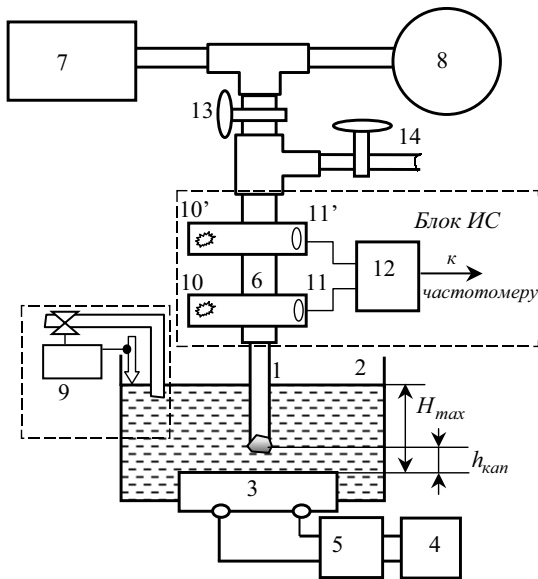


Рис. 1. Схема установки

приведено без какого-либо теоретического обоснования или описания экспериментального метода определения c_k .

Заметим, однако, что по результатам исследования снижения волнового сопротивления кавитирующей воды в ультразвуковом концентраторе для значения c_k получена величина порядка 1000 м/с, т. е. всего на 30 % меньше скорости звука c_0 в сплошной жидкости [9, с. 242]. Значительное расхождение между ожидаемым и полученным экспериментальными значениями c_k свидетельствует не об ошибочности проведенных оценок, а скорее о проблемах экспериментального плана, возникающих при исследованиях кавитации в жидкостях. Во-первых, обычно объем кавитационно возбужденной жидкости на два-три порядка меньше объема окружающей сплошной среды. Во-вторых, в ультразвуковой ванне кавитационный процесс спонтанно возникает в произвольной точке и случайным образом перемещается по ее объему или по поверхности излучателя. В ультразвуковом концентраторе проблема локализации процесса решена – он возбуждается только в фокальной плоскости концентратора, однако характерные размеры концентратора и кавитационного облака остаются несоизмеримыми. Поэтому приведенное значение 1000 м/с представляет собой не собственно скорость звука в кавитирующей среде c_k , а некоторое усреднение между скоростью звука в большом объеме невозбужденной жидкости c_0 и истинным

значением c_k .

В данной работе обосновывается метод измерения скорости звука в кавитирующей жидкости, в основу которого положены исследованные свойства звукокапиллярного эффекта.

1. ПРИНЦИПИАЛЬНЫЕ ОСНОВЫ ЗВУКОКАПИЛЛЯРНОГО МЕТОДА И УСТАНОВКА ДЛЯ ЕГО РЕАЛИЗАЦИИ

1.1. Локализация кавитационного процесса в звукокапиллярном эффекте

Схема установки, реализующей звукокапиллярный эффект, приведена на рис. 1. Капилляр 1 погружен в рабочую жидкость, заполняющую ультразвуковую ванну 2; в дне ванны укреплен плоский излучатель 3. Электрический сигнал на излучатель подается с задающего генератора 4 через усилитель 5. Высота уровня жидкости H_{\max} в рабочей ванне подобрана таким образом, чтобы обеспечить оптимальную акустическую нагрузку на излучатель, т. е. $H_{\max} \approx 3\lambda/4$ (здесь λ – длина звуковой волны). При таком условии в объеме ванны формируется стоячая волна: на поверхности излучателя устанавливается пучность амплитуды звукового давления, а на поверхности жидкости – узел. На частоте 18,5 кГц оптимальная высота составляет $H_{\max} \approx 7,5$ см. Капилляр размещен так, что его срез находится на уровне $h_{\text{кап}} = 10 \div 12$ мм над поверхностью излучателя, т. е. максимально приближен к пучности звуковой волны. При этом возбуждаемое кавитационное облако достаточно удалено от поверхности излучателя и не вызывает его разрушения. Для реализации звукокапиллярного эффекта диаметр капилляра должен удовлетворять условию $d_{\text{кап}} \ll \lambda$. Использувавшийся нами в экспериментах набор сменных капилляров с внутренними диаметрами $d_{\text{кап}} = 0,30 \div 0,70$ мм согласуется с указанным неравенством. Капилляр 1 через измерительную трубку 6 присоединен к компрессору 7 и манометру 8.

Если напряжение на излучателе превышает некоторую пороговую величину, то в жидкости под каналом капилляра можно возбудить стационарное кавитационное облако (рис. 2, а). Его строгая локализация обеспечивается двумя факторами. Во-первых, все измерения проводятся в режиме стимулированной кавитации. Для этого компрессором 7 повышают давление в капиллярной системе так, чтобы вытеснить мениск к срезу капилляра, где вследствие его разрушения происходит локальное растворение газа. Таким образом, повышение газосодержания жидкости и снижение

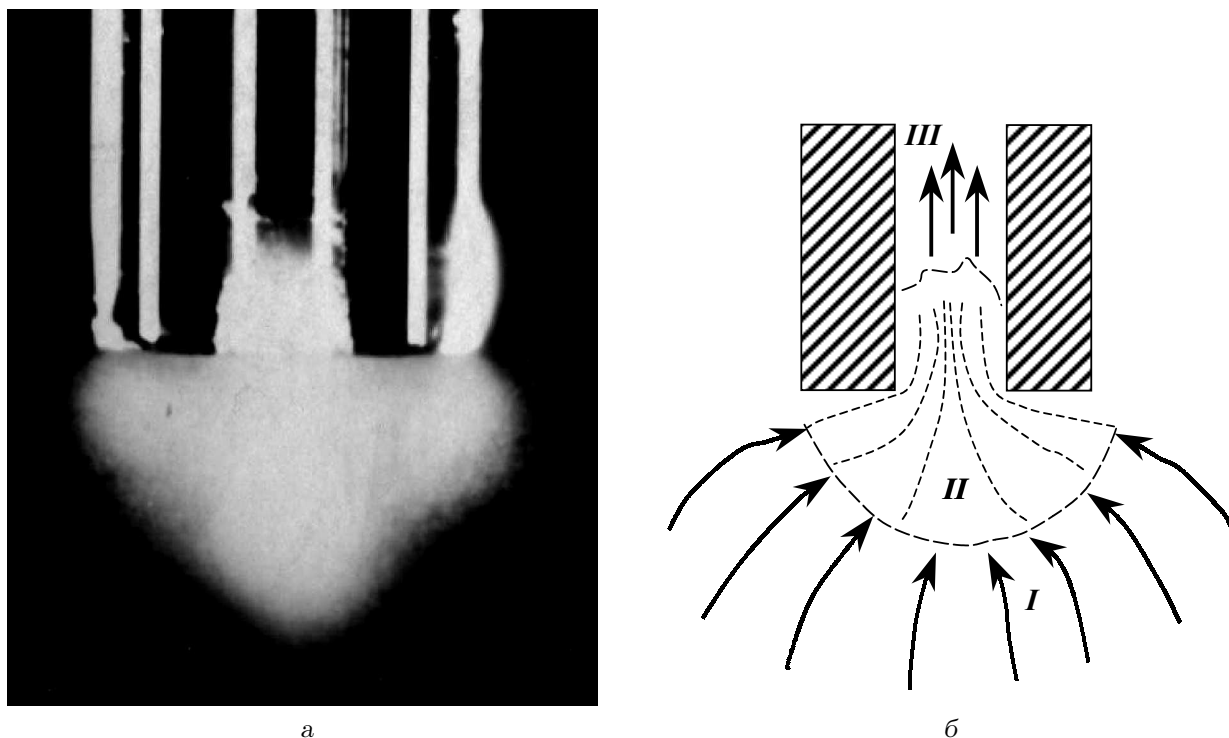


Рис. 2. Кавитационное облако, локализованное под срезом капилляра (а); схема преобразования энергии в области кавитационно-возбужденной жидкости (б)

ее кавитационной прочности происходит только в ограниченной области под каналом капилляра. Тем самым стимулируется локализованный кавитационный процесс. Во-вторых, в ходе эксперимента рабочая жидкость (дистиллированная вода) непрерывно дегазируется, а отработанная вода медленно вытекает через сливную трубку. Одновременно новые порции прокипяченной и охлажденной без доступа воздуха жидкости поступают через впускную трубку, причем их поступление регулируется электронно-механическим блоком 9 (рис. 1). Такая система водообмена предупреждает самопроизвольное возникновение кавитации во всем объеме ванны или на поверхности излучателя. Таким образом, проблема локализации кавитационного процесса в звукокапиллярном эффекте оказывается технически разрешимой.

1.2. Обоснование звукокапиллярного метода определения скорости звука в кавитирующей среде

В общем случае энергетическими характеристиками поля бегущей ультразвуковой волны являются две: $J_0 = P_m^2 / (2\rho c)$ – плотность потока энергии, переносимой волной, и $w_0 = P_m^2 / (2\rho c^2)$ – плотность энергии ультразвукового поля в данной области.

Отношение этих двух параметров характеризует скорость звука в данной среде:

$$c = J_0 / w_0. \quad (2)$$

По аналогии, определяя экспериментально плотность энергии в кавитирующей среде w_κ и плотность потока энергии, переносимой через кавитирующую среду, J_κ , можно определить параметр

$$c_\kappa = J_\kappa / w_\kappa, \quad (3)$$

имеющий смысл скорости распространения звука в кавитирующей среде.

Основное проявление звукокапиллярного эффекта в режиме кавитации состоит в том, что при возбуждении кавитационного облака (см. рис. 2, а) в капилляре формируется стационарный поток жидкости. Скорость потока определяется амплитудой звукового давления P_m в точке расположения среза капилляра, величиной статического противодавления P , созданного в капилляре над мениском, а также внутренним диаметром капилляра $d_{\text{кап}}$.

Из результатов исследований, частично представленных в работах [11, 12], следует, что плотность энергии в кавитационном облаке w_κ и плотность потока энергии через кавитирующую сре-

ду J_{κ} можно связать с измеряемыми параметрами звукокапиллярного потока жидкости.

Схема, представленная на рис. 2, б, позволяет прокомментировать процессы, протекающие вблизи среза капилляра, и показать применимость соотношения (3). Кавитационный процесс локализован в четко ограниченном объеме. Поэтому вблизи среза капилляра выделяются три характерные области. В области I вся жидкость в ванне под кавитационным облаком в среднем неподвижна, но в ней установился колебательный процесс, характеризующий плотностью акустической энергии w_0 . Область II охватывает кавитационно возбужденный объем, в котором происходит трансформация энергии ультразвукового поля в энергию направленного потока жидкости. В области III над кавитационным облаком вся жидкость в капилляре направленно движется вверх, причем средняя скорость потока v определяет плотность энергии в потоке жидкости

$$w_{\Pi} = \rho v^2 / 2. \quad (4)$$

В работе [11] показано, что в кавитирующей среде плотность энергии w_{κ} на несколько порядков превосходит плотность энергии в возбуждающем акустическом поле w_0 и при малых противодействиях в капилляре P с достаточной точностью совпадает с плотностью энергии в потоке w_{Π} . Таким образом, при малых противодействиях выполняется равенство $w_{\Pi} = w_{\kappa}$.

В статье [12] обоснована применимость термина “плотность потока энергии J_0 ” в звукокапиллярном эффекте, несмотря на то, что первичное ультразвуковое поле, установившееся в жидкости, представляет собой поле стоячей волны. Заметим, что в отсутствии кавитации при выполнении условия $d_{\text{кап}} \ll \lambda$ капилляр не влияет на распределение амплитуды давления первичной стоячей волны P_m . В стоячей волне переноса энергии нет и понятие плотности потока энергии J_0 теряет смысл. Возбуждение кавитации “открывает” канал, по которому энергия возбуждающего ультразвукового поля непрерывно уносится потоком жидкости. Поэтому в наших экспериментах при формировании стационарного облака и стационарного потока можно говорить о плотности потока акустической энергии, подводимой к кавитирующей среде J_0 , и плотности потока энергии J_{Π} , уносимой движущейся в капилляре жидкостью. Очевидно, что при этом существует поток энергии J_{κ} , переносимой через промежуточную кавитирующую среду (см. схему рис. 2, б). Поскольку на границе областей II и III источников энергии нет, можно считать, что при малых противодействиях выполняе-

тся равенство $J_{\kappa} = J_{\Pi}$.

Таким образом, при малых противодействиях в капилляре скорость звука в кавитирующей среде c_{κ} может быть выражена через энергетические параметры звукокапиллярного потока:

$$c_{\kappa} = J_{\Pi} / w_{\Pi}. \quad (5)$$

Величина w_{Π} дается формулой (4). Величину J_{Π} (энергию, переносимую жидкостью за единицу времени через единицу сечения капилляра, т.е. фактически плотность потока энергии) в наших экспериментах характеризует произведение скорости потока v на статическое противодействие P , созданное в капилляре компрессором:

$$J_{\Pi} = Pv. \quad (6)$$

Из соотношений (4)–(6) следует, что основными параметрами, требующими измерения и определяющими точность метода, является средняя скорость потока v и статическое противодействие в капилляре P .

1.3. Экспериментальная реализация метода

Статическое противодействие измеряется стандартным манометром (класс точности 0.025). Блок измерения скорости потока (блок ИС), выделенный на рис. 1, включает в себя два одинаковых диафрагмированных источника света 10 и $10'$, закрепленных на измерительной трубке 6 соосно с фотодиодами 11 и $11'$. При заполнении канала измерительной трубки жидкостью луч света фокусируется на фотодиоде, вследствие чего формируется электрический сигнал. Таким образом, при заполнении объема между датчиками прохождения мениска $10-11$ и $10'-11'$ формируется последовательность двух импульсов, которые подаются через электронный усилитель 12 на вход частотомера ЧЗ-34, работающего в режиме измерения интервалов времени. По времени заполнения жидкостью измерительного объема между датчиками и соотношению внутренних диаметров капилляра и измерительной трубки рассчитывается средняя скорость потока жидкости в капилляре. Такая система дает возможность определять величину v с точностью до третьей–четвертой значащей цифры.

Показанные на схеме краны 13 , 14 позволяют защитить манометр и компрессор от попадания в них жидкости, а также обеспечить отток поднимающейся воды, чтобы в процессе измерений не повышалось давление в замкнутом объеме.

2. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В экспериментах был получен массив значений скорости потока v при разных амплитудах звукового давления P_m и статических противодавлениях в капилляре P для капилляров, отличающихся внутренними диаметрами $d_{\text{кап}}$ и длиной $l_{\text{кап}}$. Для того, чтобы оптимальным образом проанализировать полученные результаты, их сопоставляли с основными кривыми кавитационного режима звукокапиллярного эффекта. На рис. 3 показаны характерные кривые $P_{\text{ст}}(P_m)$ (кривая 1) и $P_{\text{зк}}(P_m)$ (кривая 2), ограничивающие область условий существования звукокапиллярного потока.

Обе представленные на графике зависимости начинаются при пороговом значении амплитуды звукового давления P_m^* , выше которого под срезом капилляра возникает кавитационный процесс и формируется поток жидкости. Заметим, что величина стимулирующего противодействия $P_{\text{ст}}$ представляет собой наименьшее возможное противодействие в капилляре, при котором происходит формирование звукокапиллярного потока жидкости. Поэтому при заданном значении P_m величину c_k наиболее точно характеризует отношение $J_{\text{п}}/w_{\text{п}}$, в котором для расчетов использованы значения скорости v , измеренные при давлении $P = P_{\text{ст}}$. Отсюда следует, что диапазон $P_m^* < P_{m1} < P_m < P_{m3}$ неблагоприятен для измерения скорости c_k , так как значения стимулирующего давления $P_{\text{ст}}$ здесь чрезвычайно высоки. Кроме того, несмотря на стационарность потока, при таких амплитудах давления кавитационный процесс может иметь прерывистый характер. В диапазоне больших амплитуд $P_m > P_{m3}$ ухудшаются условия для локализации кавитационного облака (его размер существенно превышает внешний диаметр капилляра), что существенно снижает точность определения c_k . Поэтому из всего массива данных выбирались значения v , полученные в диапазоне амплитуд $P_{m1} < P_m < P_{m3}$, в котором обеспечена стационарность кавитационного процесса под каналом капилляра, а стимулирующее давление принимает наименьшие значения.

Отношения $J_{\text{п}}/w_{\text{п}}$, рассчитанные по значениям скорости v , измеренным при противодействиях, близких к $P_{\text{ст}}$, для некоторых из использованных капилляров представлены в таблице. Как видно из нее, величина $J_{\text{п}}/w_{\text{п}}$ минимальна при противодействии, равном стимулирующему давлению (отмечено символом “*”). Обработка результатов для всех использованных капилляров из диапазона $0.30 \div 0.70$ мм дала значение $J_{\text{п}}/w_{\text{п}} = 4.80 \pm 1.80$ м/с при $P = P_{\text{ст}}$.

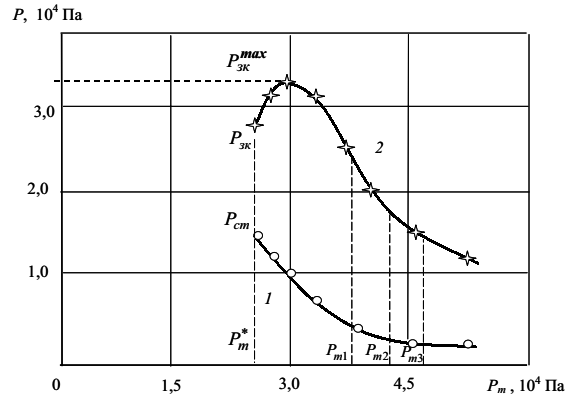


Рис. 3. Граничные кривые $P_{\text{ст}}(P_m)$ и $P_{\text{зк}}(P_m)$ области существования кавитационного режима звукокапиллярного эффекта. Штриховые – амплитуды $P_{m1} = 3.8 \cdot 10^4$ Па, $P_{m2} = 4.3 \cdot 10^4$ Па, $P_{m3} = 4.7 \cdot 10^4$ Па, при которых проводились измерения скорости звукокапиллярного потока

Как видно из таблицы и рис. 3, противодействие $P = P_{\text{ст}}$ остается еще достаточно большим. Поэтому оно существенно влияет как на протекание жидкости в капилляре, так и на отношение $J_{\text{п}}/w_{\text{п}}$. Однако, исходя из методики возбуждения кавитации, в реальном эксперименте снижать противодействие нельзя. Поэтому воспользуемся методом экстраполяции для графического решения задачи о нахождении предела $c_k = \lim(J_{\text{п}}/w_{\text{п}})$ при $P \rightarrow 0$. Полученный массив экспериментальных данных $v(P)$ использован для построения графиков $J_{\text{п}}/w_{\text{п}}(P)$, где кривые сгруппированы в семейства, параметрами для которых являлись амплитуда звукового давления P_m , внутренний диаметр $d_{\text{кап}}$ и длина капилляра $l_{\text{кап}}$. Полученные графики зависимостей $J_{\text{п}}/w_{\text{п}}(P)$ экстраполированы в область $P = 0$.

На рис. 4 показано семейство кривых $J_{\text{п}}/w_{\text{п}}(P)$, полученное для наиболее тонкого из использованных капилляров ($d_{\text{кап}} = 0.304$ мм), в котором параметром является длина капилляра $l_{\text{кап}}$. Характерно, что для капилляров с длиной $l_{\text{кап}} = 1.5 \div 2.5$ см экспериментальные значения достаточно компактно укладываются на одну кривую. Вследствие проявления эффектов вязкости, увеличение длины в некотором смысле эквивалентно увеличению противодействия. Это находит свое отражение в увеличении крутизны кривых. Тем не менее, несмотря на существенное расхождение кривых с ростом P , все они при экстраполяции в область $P = 0$ с высокой точностью приходят к значению $c_k = 2.0 \pm 0.5$ м/с.

Таблица. Энергетические параметры звукокапиллярного потока и влияние противодействия на отношение J_{Π}/w_{Π} для капилляров, отличающихся внутренним диаметром. Результаты получены в дегазированной дистиллированной воде

$d_{\text{кап}}, \text{мм}$	$P, 10^4 \text{ Па}$	$v, \text{м/с}$	$J_{\Pi}, \text{Вт/м}^2$	$w_{\Pi}, \text{Дж/м}^3$	$J_{\Pi}/w_{\Pi}, \text{м/с}$
0.34	0.4*	1.25	$0.5 \cdot 10^4$	$0.78 \cdot 10^3$	6.67
	1.6	1.0	$1.6 \cdot 10^4$	$0.5 \cdot 10^3$	32.0
0.50	0.5*	2.5	$1.25 \cdot 10^4$	$3.15 \cdot 10^3$	3.97
	1.0	2.0	$2.00 \cdot 10^4$	$1.62 \cdot 10^3$	12.35
0.70	0.4*	2.0	$0.8 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^3$	4.0
	0.8	1.7	$1.36 \cdot 10^4$	$1.44 \cdot 10^3$	9.44

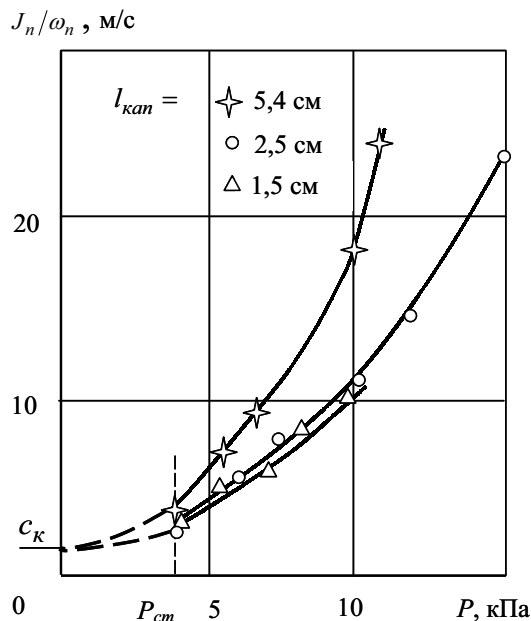


Рис. 4. Влияние статического противодействия на отношение J_{Π}/w_{Π} для капилляров с внутренним диаметром $d_{\text{кап}}=0.304 \text{ мм}$ и различной длиной $l_{\text{кап}}$. Кривые получены в дистиллированной воде

На рис. 5 показано семейство кривых $J_{\Pi}/w_{\Pi}(P)$, для которого параметром является внутренний диаметр капилляра (длины капилляров подбирались из диапазона $1.5 \pm 2.5 \text{ см}$). Очевидно, что при изменении диаметра более чем в два раза имеет место совпадение кривых для достаточно широкого диапазона противодействий. При экстраполяции в область $P = 0$ все кривые вновь с достаточно высокой точностью сходятся к значению $c_k = 2.0 \pm 0.5 \text{ м/с}$.

Таким образом, заключаем, что свойства капилляра как стабилизатора кавитационного процесса и основного элемента установки для определения

скорости звука c_k не влияют на полученные результаты.

Аналогичная картина наблюдается и для семейств, в которых параметром является амплитуда звукового давления. Одно из них (для капилляра с диаметром 0.56 мм) приведено на рис. 6. Как видно из графика, для амплитуд, принадлежащих диапазону $P_{m1} < P_{m2} < P_{m3}$, в котором обеспечена стационарность кавитационного процесса под каналом капилляра, кривые $J_{\Pi}/w_{\Pi}(P)$ также сходятся к значению $c_k = 2.0 \pm 0.5 \text{ м/с}$.

Таким образом, можно считать установленным, что звукокапиллярный метод дает для скорости звука в кавитационно возбужденной жидкости хорошо повторяющиеся значения, принадлежащие диапазону $2.0 \pm 0.5 \text{ м/с}$.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Учитывая, что в литературе не приведены достоверные экспериментальные данные о скорости звука в кавитирующих средах, возбуждаемых ультразвуком, аргументом в пользу предлагаемого метода может быть соответствие полученных результатов имеющимся теоретическими представлениями.

Как было отмечено во введении, распространение звука в жидкостях с пузырьками газа изучено достаточно подробно [4–8]. Теоретическое рассмотрение этого явления базируется на гомогенной модели двухфазной среды: жидкость с распределенными в ней пузырьками газа рассматривают как некую однородную среду с усредненной температурой T , средними плотностью ρ и давлением P . При невысокой концентрации стационарно распределенных газовых пузырьков имеющиеся экспериментальные результаты с хорошей точностью описывает формула Мэлока [6, с. 7]

$$c^2 = \frac{\rho_r}{\rho_{ж}} \frac{c_{ж}^2}{\varphi(1-\varphi)}, \quad (7)$$

в которой $\rho_{г}$, $\rho_{ж}$ – плотности газа и жидкости, соответственно; $c_{ж}$ – скорость звука в чистой жидкости; φ – объемное газосодержание в жидкости (отношение объема газовой фазы к содержащему его объему газожидкостной смеси). По данным разных авторов, значение скорости звука в газожидкостной смеси зависит от соотношения газовой и жидкой компонент. Как уже упоминалось, экспериментально определенная скорость звука для воды, содержащей газопузырьки, принимает значения $20 \div 100$ м/с [5, 6].

Предполагая, что объемное газосодержание φ в определенной мере соответствует индексу кавитации (суммарному объему всех кавитационных полостей в фазе максимального растяжения, отнесенному к объему кавитирующей среды) для параметра $c_{к}$ получаются расчетные значения $25 \div 30$ м/с. Именно такой подход использован в работе [9] при обсуждении волнового сопротивления среды с возбужденным в ней кавитационным облаком.

По нашему мнению, рассматривать кавитирующую жидкость как традиционную двухфазную среду со стационарно распределенными пульсирующими пузырьками – достаточно грубое приближение. Естественнее трактовать кавитационный процесс как периодическое вскипание жидкости при комнатной температуре вследствие периодического снижения давления. Другими словами, кавитация является одним из случаев, когда в процессе ультразвукового воздействия на среду происходит фазовый переход и образуются мелкодисперсные включения новой фазы. При этом вследствие фазового перехода существенно изменяются ее свойства (в частности, плотность и сжимаемость). Так, для скорости звука в жидкости, в которой пузырьки образуются в результате вскипания, в работе [6, с. 10] приведена формула

$$c_{фп} = \frac{P_m L}{\rho_{ж} \sqrt{C_{ж} T}} \frac{\mu}{RT}, \quad (8)$$

где L – удельная теплота фазового перехода; $C_{ж}$ – теплоемкость жидкости; R – универсальная газовая постоянная; μ – молярная масса вещества; T – температура, при которой происходит фазовый переход. Подставив в соотношение (8) табличные значения для воды в предположении, что процесс протекает при амплитуде $P_m = 4.7 \cdot 10^4$ Па и температуре 290 К (комнатной температуре), найдем $c_{фп} = 0.77$ м/с.

Как видно, значение $c_{к} = 2.0 \pm 0.5$ м/с, полученное звукокапиллярным методом, более чем на порядок отличается от результата $25 \div 30$ м/с, рассчитанного по формуле (7). Скорости $c_{фп}$ и $c_{к}$

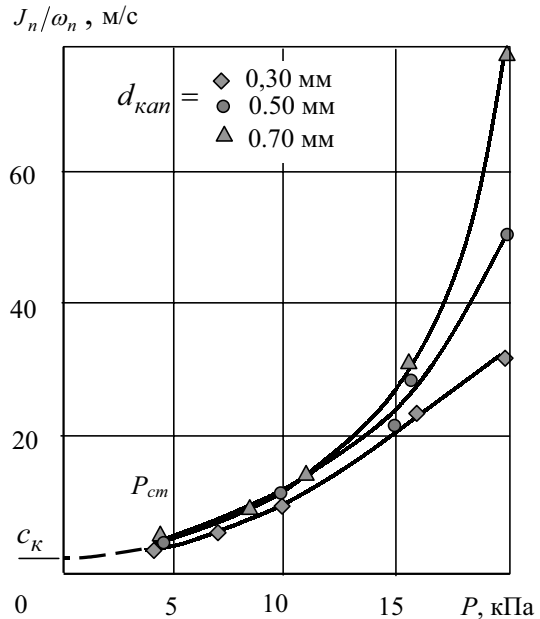


Рис. 5. Влияние статического противодействия на отношение $J_{п}/w_{п}$ для капилляров, отличающихся внутренними диаметрами $d_{кап}$ ($P_m = 4.0 \cdot 10^4$ Па)

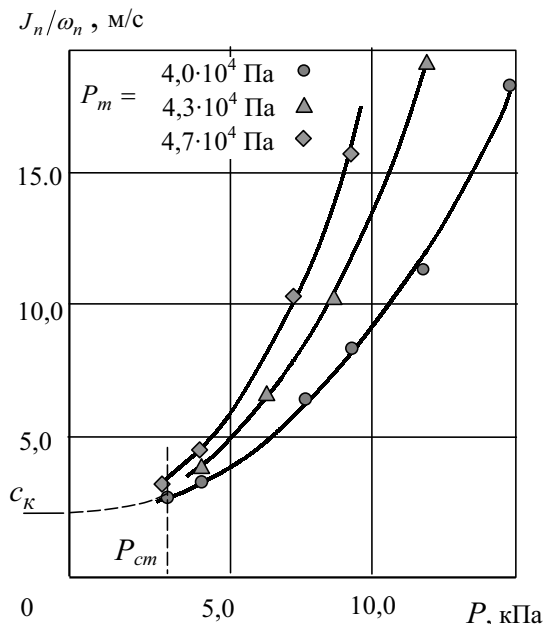


Рис. 6. Влияние статического противодействия на отношение $J_{п}/w_{п}$ для капилляра $d_{кап} = 0.56$ мм при различных амплитудах звукового давления P_m

можно с определенным допуском считать величинами одного порядка. Это свидетельствует о том, что звукокапиллярный метод дает физически обоснованные значения для скорости звука в кавитирующей среде. Кроме того, можно заключить, что представление о кавитационном процессе как о фазовом переходе, периодически возникающем в ограниченном объеме жидкости в ультразвуковом поле (по крайней мере, для хорошо дегазированной жидкости) соответствует реальности.

ВЫВОДЫ

Звукокапиллярный эффект может стать основой для принципиально новых методов исследования свойств кавитационно возбужденной жидкости. В частности, разработанный способ определения скорости звука в кавитационно возбужденной жидкости базируется на таких проявлениях звукокапиллярного эффекта как строгая локализация кавитации под каналом капилляра и формирование стационарного потока жидкости с регулируемыми и относительно просто измеряемыми параметрами.

Величина скорости звука в кавитирующей среде, определенная предложенным методом, на три порядка меньше скорости звука в окружающей невозбужденной жидкости. Этот результат согласуется с общефизическими представлениями, в частности, с расчетными значениями скорости звука в жидкости, сжимаемость которой возрастает при реализации в ней фазовых переходов.

Звукокапиллярный метод, дополненный экстраполяционной обработкой результатов, дает хорошо повторяющиеся значения скорости звука в кавитирующей среде, практически не зависящие от

свойств капилляра – средства локализации кавитационного облака.

1. *Ультразвук. Маленькая энциклопедия.*– М.: Сов. энцикл., 1979.– 400 с.
2. *Бергман Л.* Ультразвук.– М.: ИИЛ, 1957.– 725 с.
3. *Капустина О. А.* Дегазация жидкостей // Физические основы ультразвуковой технологии / Под ред. Л.Д.Розенберга.– М.: Наука, 1970.– С. 253–336.
4. *Hsieh D. Y., Plesset M. S.* On the propagation of sound in a liquid containing gas bubbles // *Phys. Fluids.*– 1961.– 4, N 8.– P. 970–975.
5. *Бэтчелор Г. К.* Волны сжатия в суспензии газовых пузырьков в жидкости // *Механика: Сб. переводов иностранных статей.*– 1968.– 3(109).– С. 65–89.
6. *Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Шрейбер И. Р.* Распространение волн в газо- и парожидкостных средах.– Новосибирск: Изд-во ИТФ АН СССР, 1983.– 237 с.
7. *Kimoto H.* On the propagation velocity of finite amplitude pressure wave in bubbly waters // *J. Acoust. Soc. Jap.*– 1983.– 4, N 4.– P. 213–216.
8. *Behrend O. A. K., Schubert H.* Influence of continuous phase viscosity on emulsification by ultrasound // *Ultrason. Sonochem.*– 2000.– 7, N 2.– P. 77–85.
9. *Розенберг Л. Д.* Кавитационная область // *Мощные ультразвуковые поля* / Под ред. Л. Д. Розенберга.– М.: Наука, 1968.– С. 223–265.
10. *Красильников В. А., Крылов В. В.* Введение в физическую акустику.– М.: Наука, 1984.– 400 с.
11. *Розина Е. Ю.* О природе силы, действующей на кавитирующую среду у среза капилляра // *Акуст. вісн.*– 2003.– 6, N 3.– С. 60–68.
12. *Розина Е. Ю.* Кавитационный режим звукокапиллярного эффекта // *Акуст. вісн.*– 2003.– 6, N 1.– С. 48–59.