

УДК 534.23

Л.А. Давиденко, канд. техн. наук, доц.,  
Одес. нац. политехн. ун-т

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВОЙСТВ КАВИТАЦИОННОЙ СРЕДЫ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ С ПОМОЩЬЮ АКУСТИЧЕСКОГО ИНТЕНСИМЕТРА

*Л.А. Давіденко. Визначення властивостей кавітаційного середовища по вимірюванням за допомогою акустичного інтенсиметра.* За результатами градування інтенсиметра з осцилюючим приймачем щодо середніх значень та завдяки використанню відомої моделі кавітаційного середовища визначено деякі середні його характеристики при відмінних інтенсивностях поля на виході перетворювача: хвильовий опір, швидкість звуку тощо.

*L.A. Davidenko. Determination of cavitation medium properties by a measuring with the acoustic intensimeter.* Some average characteristics of cavitation medium are determined under different intensities of the field at the transducer output, namely: impedance (wave resistance), sound speed and etc. on the basis of the results of the intensimeter with oscillating receiver calibration over average values and use of the well-known cavitation medium model.

Излучение ультразвука в водную среду при достаточном возбуждении плоского акустического преобразователя вызывает в акватории его выходной поверхности образование и рост в массовом количестве колеблющихся, перемещающихся и некоторых захлопывающихся кавитационных пузырьков, содержащих парогазовую смесь. Увеличение по этой причине сжимаемости среды резко снижает сопротивление излучения и выходную мощность преобразователя [1]. Технологи используют кавитационное поле как массовый преобразователь потенциальной энергии кавитационных пузырьков в другие виды энергии, в частности, в энергию ударных волн, для ускоренного решения различных технологических задач.

Известна модель кавитационной среды в виде некоторой новой среды с эквивалентными средними акустическими характеристиками, отличными от характеристик капельной жидкости [2]. Пульсации парогазовых полостей представлены в ней как малые линейные колебания. Средние во времени плотность  $\rho_k$ , сжимаемость  $\beta_k$ , и среднее волновое сопротивление  $\rho_k c_k$  эквивалентной среды определяются выражениями

$$\rho_k = \rho_0(1 - K) + \rho_n K, \quad (1)$$

$$\beta_k = \beta_0(1 - K) + \beta_n K, \quad (2)$$

$$\rho_k c_k = \rho_0 c_0 \left[ \frac{(1 - K) + K \rho_n / \rho_0}{(1 - K) + K \beta_n / \beta_0} \right]^{1/2}, \quad (3)$$

где  $\rho_0$  — плотность капельной жидкости, кг/м<sup>3</sup>;

$c_0$  — скорость звука в капельной жидкости, м/с;

$\beta_0$  — сжимаемость капельной жидкости, мс<sup>2</sup>/кг;

$\rho_n$  — плотность парогазовой смеси в пузырьках, кг/м<sup>3</sup>;

$\beta_n$  — сжимаемость парогазовой смеси в пузырьках, мс<sup>2</sup>/кг;

$c_k$  — скорость звука в кавитационной среде, м/с;

$K$  — средний за период индекс кавитации [2].

Процесс развития кавитационного поля во многом определяется интенсивностью акустических волн, излучаемых в среду преобразователем. Измерения энергетической и других акустических характеристик в кавитационном поле являются актуальной задачей. В процессе исследования метрологических характеристик широкополосного интенсиметра в условиях развитой кавитации получены возможности расширения класса метрологических задач, решаемых с

помощью этого прибора, проградуированного по средним значениям интенсивности поля изменяемых характеристик [3, 4].

По этому методу градуировки измеряли на выходе преобразователя в различных устойчивых кавитационных режимах среднюю по всему сечению поля чувствительность интенсиметра по интенсивности —  $M_t$ , чувствительность его в капельной жидкости —  $M_0$  и среднюю чувствительность интенсиметра в сечении кавитационного факела —  $M_{ph}$ . При этом сигналы интенсиметра  $U_t$  измеряли в процессе перемещения комбинированного осциллирующего приемника на выходе преобразователя от периферии к оси по радиусу сечения поля  $r$ . Среднюю интенсивность поля определяли калориметрическим методом с учетом систематических погрешностей последнего [5]. Дополнительно в тех же кавитационных режимах измерены с помощью микроскопа радиальные распределения концентрации деформационных следов  $n_r$ , оставленных за секунду кавитационными пузырьками на фольге, установленной по линии перемещения приемника так, что плоскость фольги перпендикулярна выходной поверхности преобразователя. Найдены средние значения концентрации  $n_t$  по всему сечению поля и концентрации  $n_{ph}$  по сечению кавитационного факела. В результате получены эмпирические формулы

$$\mu_{t,ph} = \begin{cases} \exp(-0,367N) & \text{при } 0 \leq N_t \leq 1,5, \\ 1/\sqrt{2N} & \text{при } N_{ph} > 1,5, \end{cases} \quad (4)$$

где  $\mu_t = M_t/M_0$ ,  $N_t = \delta n_t$  и  $\mu_{ph} = M_{ph}/M_0$ ,  $N_{ph} = \delta n_{ph}$  для выражений (4) и (5), соответственно, при этом  $\delta = 10^{-10} \text{ м}^3$ . Зависимости (4), (5) и  $n_r = f(r)$  позволили определить значения корректив сигнала интенсиметра для получения значений интенсивности поля  $I$  в сечении поля на выходе преобразователя.

Указанные коррективы необходимы ввиду того, что чувствительность по скорости осциллирующего сферического комбинированного приемника интенсиметра (соответственно, чувствительность интенсиметра по интенсивности поля) зависит от отношения средних плотностей сферы приемника и окружающей среды. Тогда для жесткой сферы, колеблющейся в капельной жидкости отношение скорости сферы в капельной жидкости к скорости частиц в ней [6]

$$\frac{v_{s0}}{v_0} = \frac{3}{[\varepsilon_0^2 + \varepsilon_0 \alpha_0^2 + (\varepsilon_0 - 1)^2 \alpha_0^4 / 4]^{1/2}} e^{-i\varphi_0}, \quad (6)$$

$$\varepsilon_0 = \frac{2\rho_s}{\rho_0} + 1, \quad (7)$$

где  $\alpha_0$  — волновой размер сферы в капельной жидкости,  
 $\varphi_0$  — фаза колебаний сферы в капельной жидкости, рад.  
 $i$  — мнимая единица,  
 $\rho_s$  — средняя плотность сферы, кг/м<sup>3</sup>.

Выражения (6), (7) в пределах принятой модели должны быть справедливы и для эквивалентной жидкости в виде кавитационной среды после замены в них величин с индексом “0” на величины с индексом “К”, значения которых определяются в согласии с формулами (1)...(3). Это позволяет при условии равенства скоростей частиц капельной жидкости и кавитационной среды получить выражение отношения скорости сферы в кавитационной среде к скорости сферы в капельной жидкости

$$\frac{v_{sK}}{v_{s0}} = \left[ \frac{\varepsilon_0^2 + \varepsilon_0 \alpha_0^2 + (\varepsilon_0 - 1)^2 \alpha_0^4 / 4}{\varepsilon_K^2 + \varepsilon_K \alpha_K^2 + (\varepsilon_K - 1)^2 \alpha_K^4 / 4} \right]^{1/2} e^{-i(\varphi_K - \varphi_0)}, \quad (8)$$

$$\varepsilon_K = \frac{2\rho_s}{\rho_K} + 1. \quad (9)$$

Если пренебречь в полосе рабочих частот интенсиметра относительно небольшой разностью фаз  $\varphi_K - \varphi_0$  сигналов в канале измерения скорости за счет изменения свойств кавитационной среды относительно свойств капельной жидкости, то можно считать, что чувствительность интенсиметра по интенсивности пропорциональна его чувствительности по скорости. Тогда в формулу (8) вместо  $v_{sK}/v_{s0}$  следует ввести обобщенное обозначение относительной чувствительности интенсиметра  $\mu$ , которое может быть выражено, в частности, любой из эмпирических зависимостей (4), (5). Это позволяет определить некоторые характеристики кавитационной среды с помощью экспериментальных результатов, полученных при исследовании свойств интенсиметра в ней.

Плотность  $\rho_n$  парогазовой смеси в пузырьках значительно меньше плотности воды  $\rho_0$ . Тогда выражение плотности кавитационной среды (1) можно представить в виде

$$\rho_K = \rho_0(1 - K). \quad (10)$$

Порог кавитации и сопротивление излучения за счет развития кавитации снижаются с уменьшением частоты излучения [1]. Соответственно, средний индекс кавитации  $K$  должен при этом возрастать. Это позволяет для низких частот излучения пренебречь волновыми размерами  $\alpha_0$  и  $\alpha_K$  приемника в формуле (8) и с учетом указанных замен получить

$$\mu = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_K} \quad (11)$$

С учетом выражений (7), (9), (10) формула (11) приобретает вид

$$\mu = \frac{\varepsilon_0(1 - K)}{\varepsilon_0 - K}, \quad (12)$$

откуда

$$K = \frac{\varepsilon_0(1 - \mu)}{\varepsilon_0 - \mu}. \quad (13)$$

При этом отношение плотностей составляет  $\rho_s/\rho_0=3,5$ . Тогда средний индекс кавитации [3]

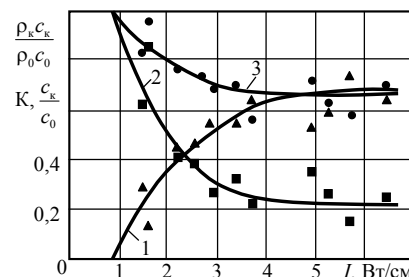
$$K = \begin{cases} \frac{\exp(0,367N) - 1}{\exp(0,367N) - 0,125} & \text{при } 0 \leq N \leq 1,5, \\ \frac{\sqrt{2N} - 1}{\sqrt{2N} - 0,125} & \text{при } N > 1,5. \end{cases} \quad (14)$$

На основании формул (14), (15) и результатов измерений концентраций деформационных следов кавитационных пузырьков на фольге  $n_r$ ,  $n_t$  и  $n_{ph}$  получены изменения среднего индекса кавитации  $K$  в зависимости от интенсивности поля  $I$  в отстоявшейся водопроводной воде (табл. 1, 2; см. рисунок, график 1).

Таблица 1

Характеристики кавитационной среды, усредненные по сечению поля

Характеристики, ед. изм.	Значения				
$U^2, B^2$	$1,56 \cdot 10^4$	$4,84 \cdot 10^4$	$6,25 \cdot 10^4$	$8,4 \cdot 10^4$	$9,00 \cdot 10^4$
$I, Вт/см^2$	1,47	2,11	2,57	2,88	3,39
$K$	0,280	0,463	0,474	0,563	0,534



Зависимости от интенсивности акустического поля индекса кавитации(1), соотношения волновых сопротивлений кавитационной среды и капельной жидкости(2), соотношения скоростей звука в кавитационной среде и капельной жидкости(3)

$\rho_K c_K \cdot 10^{-6}$ , кг/м <sup>2</sup> с	0,920	0,600	0,582	0,443	0,487
$\beta_n / \beta_0$	4,08	5,91	6,08	7,85	7,19
$c_K$ , м/с	1278	1117	1107	1015	1045
$\rho_K$ , кг/м <sup>3</sup>	720	534	526	437	466

Таблица 2

Характеристики кавитационной среды на радиусе сечения поля при  $U = 250$  В

Характеристики, ед. изм.	Значения					
	0...5	5...10	10...15	15...20	20...25	25...30
$r$ , мм	4,90	6,42	5,23	5,70	3,66	1,57
$I$ , Вт/см <sup>2</sup>	0,489	0,648	0,606	0,719	0,656	0,132
$K$	0,558	0,323	0,382	0,231	0,312	1,203
$\rho_K c_K \cdot 10^{-6}$ , кг/м <sup>2</sup> с	6,31	10,89	9,16	15,67	11,25	3,30
$\beta_n / \beta_0$	1092	916	966	827	906	1391
$c_K$ , м/с	511	352	394	281	345	868
$\rho_K$ , кг/м <sup>3</sup>						

В пределах полосы частот, ограниченной сверху частотой, соответствующей волновому размеру приемника  $\alpha_0 \approx 0,6$ , последним слагаемым в числителе и знаменателе формулы (8) можно пренебречь. В этом случае с учетом указанных замен чувствительностей выражение (8) принимает вид

$$\mu^2 = \frac{\varepsilon_0^2 + \varepsilon_0 \alpha_0^2}{\varepsilon_K^2 + \varepsilon_K \alpha_K^2}, \quad (16)$$

где  $\varepsilon_K$  выражают по формуле (9) с учетом формулы (10).

Волновой размер сферического приемника радиусом  $r$  при круговой частоте колебаний  $\omega$  в кавитационной среде, где скорость звука  $c_K = \sqrt{1/\rho_K \beta_K}$ , с учетом выражений (1), (2), (10) можно представить в виде

$$\alpha_K = \frac{\omega r}{c_K} = \alpha_0 \left\{ (1-K) \left[ (1-K) + \frac{K \beta_n}{\beta_0} \right] \right\}^{1/2}. \quad (17)$$

Из выражения (3) с учетом (10) следует, что

$$(1-K) + \frac{K \beta_n}{\beta_0} = (1-K) \left( \frac{\rho_K c_K}{\rho_0 c_0} \right)^{-2}. \quad (18)$$

В результате подстановки (18) в выражение (17) получено

$$\alpha_K = \frac{\alpha_0 (1-K)}{\rho_K c_K / \rho_0 c_0}. \quad (19)$$

Приравняв правую часть выражения (19) к выражению  $\alpha_K$  из формулы (16), которое здесь не приведено, можно получить соотношение волновых сопротивлений кавитационной среды и капельной жидкости

$$\frac{\rho_K c_K}{\rho_0 c_0} = \alpha_0 (1-K) \left\{ \frac{\varepsilon_K}{\mu^2 \varepsilon_0 (\varepsilon_0 + \alpha_0^2) - \varepsilon_K^2} \right\}^{1/2}. \quad (20)$$

Из (11) следует, что  $\varepsilon_K = \frac{\varepsilon_0}{\mu}$ . Тогда соотношение волновых сопротивлений (20) приобретает вид

$$\frac{\rho_K c_K}{\rho_0 c_0} = (1 - K) \sqrt{\mu}. \quad (21)$$

Получены изменение волнового сопротивления кавитационной среды  $\rho_K c_K$  (см. таблицы 1,2) и изменение отношения волновых сопротивлений в кавитационной среде и в капельной жидкости  $\rho_K c_K / \rho_0 c_0$  в зависимости от интенсивности поля  $I$  (см. рисунок, график 2). Видно, что при повышенных интенсивностях поля волновое сопротивление кавитационной среды  $\rho_K c_K$  снижается примерно до 1/5 начального значения, что совпадает с известными результатами [1]. Такое совпадение является в первом приближении обоснованием справедливости принятой модели кавитационной среды и полученных результатов.

Из выражения (18) следует соотношение

$$\frac{\beta_n}{\beta_0} = \left[ \left( \frac{\rho_K c_K}{\rho_0 c_0} \right)^{-2} - 1 \right] \frac{1 - K}{K}. \quad (22)$$

Это позволяет определить сжимаемость кавитационной среды  $\beta_K$  по формуле (2). Используя выражения (2), (10), (18), можно найти скорость звука в кавитационной среде

$$c_K = \frac{c_0 \left( \frac{\rho_K c_K}{\rho_0 c_0} \right)}{1 - K}. \quad (23)$$

С учетом формулы (21)

$$c_K = c_0 \sqrt{\mu}. \quad (24)$$

Из зависимости соотношения скоростей звука в кавитационной среде и в капельной жидкости  $c_K / c_0$  от интенсивности поля  $I$  (см. рисунок, график 3) видно, что при повышении интенсивности поля скорость звука в кавитационной среде снижается примерно до 2/3 своего начального значения 1480 м/с, соответствующего скорости звука в капельной жидкости.

Таким образом, усредненные характеристики кавитационной среды в первом приближении могут быть определены на основе модели кавитационной среды в виде эквивалентной жидкости с помощью акустического интенсиметра, оснащенного комбинированным осциллирующим приемником и градуированного по средним значениям.

## Литература

1. Фукусима К. Характеристики звукового поля, связанные с работой ультразвуковых преобразователей / Фукусима К., Санаеси Д., Кикучи Е. // Ультразвуковые преобразователи / Под ред. Кикучи Е. — М.: Мир, 1972. — С. 353 — 399.
2. Розенберг Л.Д. Кавитационная область // Мощные ультразвуковые поля / Под. ред. Розенберга Л.Д. — М.: Наука, 1968. — С. 221 — 266.
3. Давиденко Л.А. Влияние изменения свойств среды при кавитации на чувствительность интенсиметра // Тр. Одес. политехн. ун-та. — Одесса, 2006. — Вып. 1(25). — С. 199 — 203.
4. Давиденко Л.А. Градуировка интенсиметра по средним значениям // Сб. тр. сессии РАО Акуст. измерения и стандартизация. Т. 2. — М.: ГЕОС, 2006. — С. 25 — 28.
5. Давиденко Л.А. Экспериментальное определение средней по сечению кавитационного факела интенсивности поля // Сб. тр. сессии РАО Акуст. измерения и стандартизация. Т. 2. — М.: ГЕОС, 2004. — С. 10 — 13.
6. Leslie C.B. Hydrophone for measuring particle velocity / Leslie C.B., Kendall J.M., Jones J.L. // J. Acoust. Soc. Amer. — 1956. — vol. 28. — P. 711 — 715.

Поступила в редакцию 15 января 2007 г.