

УДК 534.222.2

## БЛИЖНЕЕ ПОЛЕ ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ

Ю. М. ДУДЗИНСКИЙ

Одесский национальный политехнический университет

Одержано 24.09.2004

Рассмотрено уменьшение интенсивности импульсов давления экспоненциальной формы, которые распространяются в диссипативной среде с коэффициентом поглощения, пропорциональным квадрату частоты. Проведено сравнение результатов с данными экспериментальных исследований акустических полей, создаваемых осесимметричными гидродинамическими излучателями при наличии гидростатического давления в рабочей емкости.

Розглянуто зменшення інтенсивності тиску імпульсів експоненційної форми, які поширюються у дисипативному середовищі з коефіцієнтом поглинання, пропорційним до квадрата частоти. Проведено порівняння результатів з даними експериментальних досліджень акустичних полів, створюваних осесиметричними гідродинамічними випромінювачами за наявності гідростатичного тиску в робочій ємності.

The intensity reduction of exponentially-shaped pressure pulses, propagating in a dissipative medium with an absorption coefficient proportional to a square of frequency, is considered. The results are compared with those of experimental studies of acoustic fields generated by axially symmetric hydrodynamic sources under hydrostatic overpressure in a working vessel.

### ВВЕДЕНИЕ

Работа большинства гидродинамических источников звука основана на возбуждении потоком жидкости изгибных колебаний в пластинах или стержнях или на эффекте Бернулли. В осесимметричных гидродинамических излучателях (ГДИ) часть кинетической энергии затопленной струи преобразуется в энергию упругих волн конечной амплитуды благодаря периодическому выбросу кавитационных каверн из вихревой тороидальной зоны в окружающее пространство и их синфазному схлопыванию. Тороидальный вихрь отсекается от окружающей среды затопленной осесимметричной цилиндрической струйной оболочкой, вытекающей из кольцевого сопла (прямоточный излучатель) или отраженной от преграды и замыкающейся на наружную кромку сопла (противоточный излучатель) [1]. Струйная оболочка задает частоту основной гармоники колебаний, а тороидальный вихрь является накопителем энергии в рассматриваемой излучающей системе. Максимум уровня звука достигается для некоторых оптимальных значений геометрических и гидродинамических параметров осесимметричного излучателя [2]. При этом акустический сигнал высокой интенсивности вблизи зоны звукообразования [3] представляет собой волну конечной амплитуды (рис. 1, а).

Поглощение акустических волн конечной амплитуды может быть обусловлено различными

физическими процессами, протекающими в среде. Например, в жидкости может возникнуть кавитация, которая существенно уменьшает передаваемую через среду энергию, что можно интерпретировать как увеличение затухания звука. Дополнительная энергия также затрачивается на процессы эмульгирования нерастворимых одна в другой жидкостей, диспергирования в жидкости твердых присадок, деполимеризации и др.

В случае монохроматического излучения искажение волн конечной амплитуды может быть представлено как появление и рост при распространении высокочастотных гармоник. Поскольку в жидкостях и газах коэффициент поглощения звука пропорционален квадрату частоты, то поглощение волны зависит от ее спектрального состава. Кроме того, спектр сигнала изменяется при перемещении волнового фронта. Поэтому коэффициент поглощения является пространственной функцией [4, 5].

Однако при работе осесимметричных ГДИ излучаются негармонические короткие импульсы, в спектре которых, кроме основной, имеются высшие гармоники (рис. 1, б). Зависимость коэффициента поглощения от частоты приводит к тому, что при распространении негармонических волн спектральные составляющие сигнала затухают неодинаково. При этом меняются форма импульса, а также соотношение между энергией импульса и поглощенной энергией в данной точке: уменьшение интенсивности плоских волн не под-

чиняється закону  $\sim \exp(-2\alpha r)$ , а для сферических – не виконується закон  $\sim r^{-2} \exp(-2\alpha r)$ .

Додаткове затухання акустических імпульсов, особливо при избыточних (по отношению к атмосферному) давлениях, способствує интенсификации технологических процессов. В связи с этим, представляється интересным исследовать ближнее акустическое поле осесимметричного ГДИ при наличии гидростатического давления в рабочей емкости.

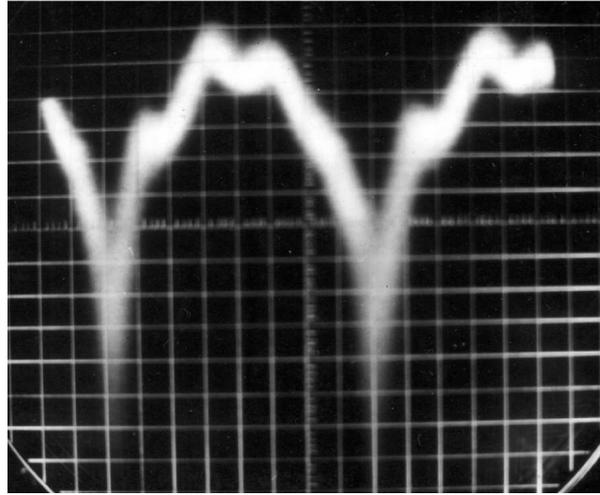
### 1. НЕЛИНЕЙНОЕ ЗАТУХАНИЕ ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ В УСЛОВИЯХ ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ

Анализ осциллограмм (см. рис. 1, а) показал, что одиночный импульс, излучаемый осесимметричным ГДИ, можно описать суммой двух экспонент:

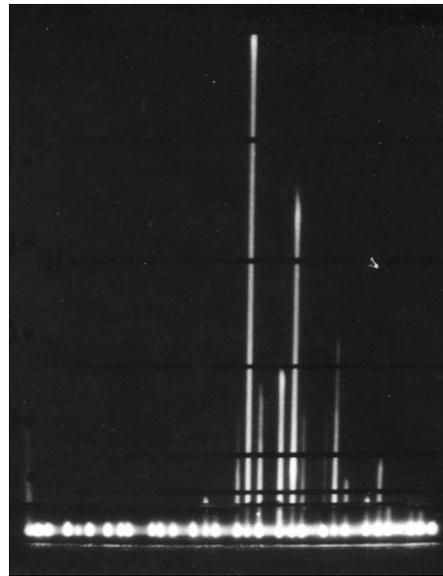
$$p = \frac{p_0}{r} \exp\left[-\beta_1\left(t - \frac{r}{c}\right)\right] - \frac{p_0}{r} \exp\left[-\beta_2\left(t - \frac{r}{c}\right)\right], \quad (1)$$

где  $p_0$  – амплитуда импульса вблизи активной зоны звукообразования;  $t$  – время;  $r$  – расстояние от границы зоны звукообразования до точки поля;  $c$  – скорость звука;  $\beta_1, \beta_2$  – безразмерные коэффициенты, определяющие длительности фронтов импульса. Также учтено, что у реальных гидродинамических излучателей размеры торoidalного вихря (активной зоны звукообразования) во много раз меньше длин генерируемых упругих волн [2]. Поэтому такие ГДИ можно рассматривать как точечные источники сферически расходящихся волн.

Ранее была исследована зависимость частоты основной гармоники акустического сигнала осесимметричного ГДИ от геометрических параметров излучателя, характеристик рабочей жидкости и избыточного, по сравнению с атмосферным, статического давления в рабочей емкости [1, 2, 6, 7]. Установлено, что с ростом статического давления  $\Delta P_{st}$  увеличивается модуль упругости затопленной осесимметричной струйной оболочки. Вследствие этого путем теоретических расчетов и в результате экспериментальных исследований было зафиксировано повышение частоты основной гармоники приблизительно на порядок в диапазоне  $\Delta P_{st} = [0; 2.4]$  МПа. Если принять, что длительность импульса  $\tau$  приблизительно равна периоду сигнала по основной гармонике (рис. 1, а), то бу-



а



б

Рис. 1. Осциллограмма (а) и спектр (б) сигнала, излучаемого осесимметричным ГДИ

дем иметь

$$\tau = 2\pi R \sqrt{\frac{12\rho}{(12 + k_0^4 R^2 h^2)E}}, \quad (2)$$

где  $E, \rho$  – модуль упругости и плотность жидкости;  $R, l, h$  – средний радиус, длина и толщина затопленной струйной оболочки, соответственно;  $k_0(l)$  – параметр, соответствующий основной гармонике собственных колебаний оболочки. Величину  $E$  можно выразить через коэффициент объемной сжимаемости жидкости [8], приняв за

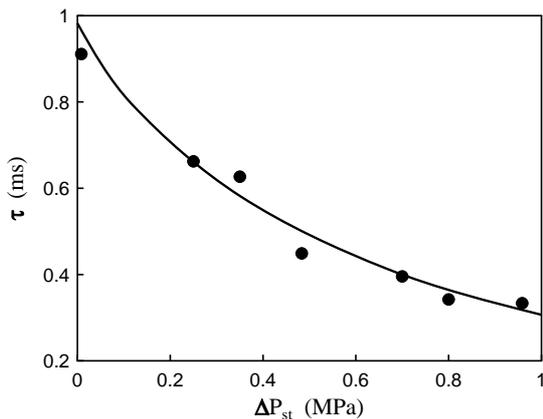


Рис. 2. Зависимость длительности экспоненциального импульса от статического давления в жидкости

нуль коэффициент Пуассона в случае затопленной струи [9]:

$$E = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 \kappa_i (P_k + \Delta P_{st})^i. \quad (3)$$

Порог кавитации  $P_c$  в жидкости зависит от температуры, газосодержания, степени очистки жидкости. Коэффициент  $\kappa_1$  характеризует отклонение упругих свойств жидкости от закона Гука в первом приближении и практически не изменяется в широком диапазоне температур, но зависит от концентрации включений (мелкодисперсных твердых частиц, кавитационных каверн и др.). Для большинства жидкостей его значение в линейном приближении находится в диапазоне  $\kappa_1 = 4 \dots 12$  [6, 8, 9]. Вопрос о бесконечно малых нелинейных параметрах  $\kappa_2, \kappa_3, \dots$  эквивалентен вопросу о том, насколько реальная жидкость отвечает модели жидкости Тета [10, 11]. Анализируя осциллограммы, можно подобрать соответствующие значения коэффициентов  $\beta_1$  и  $\beta_2$ .

Известно [4], что импульс давления в сферической волне должен удовлетворять условию

$$\int_0^\infty p(t) dt = 0,$$

что в данном случае эквивалентно равенству

$$\frac{p_1}{\beta_1} = \frac{p_2}{\beta_2}.$$

Форму импульса колебательной скорости частиц сплошной среды для волны (1) можно найти из

уравнения движения:

$$v = \frac{p_0}{\rho r} \left( \frac{1}{r} - \frac{\beta_1}{c} \right) \exp \left[ -\beta_1 \left( t - \frac{r}{c} \right) \right] - \frac{p_0}{\rho r} \left( \frac{1}{r} - \frac{\beta_2}{c} \right) \exp \left[ -\beta_2 \left( t - \frac{r}{c} \right) \right].$$

Используем теорему Рэйли о спектральной плотности энергии [5], учитывая, что запаздывание по времени на  $\Delta t = r/c$  не изменяет спектральной плотности. При квадратичной зависимости коэффициента поглощения в среде от частоты получим следующее выражение для удельной мощности импульса, отнесенной к единице поверхности волнового фронта:

$$I(r) = \int_0^\infty p v dt = \frac{p_0^2 (\beta_2 - \beta_1)^2}{\pi \rho c r^2} \times \int_0^\infty \frac{\exp(-\alpha_0 \omega^2 r) d\omega}{\omega^4 + \omega^2 (\beta_1 - \beta_2)^2 + \beta_1^2 \beta_2^2}.$$

В последнем выражении  $\alpha_0 = 2\alpha/\omega^2$  – коэффициент поглощения для интенсивности плоской волны [10, 11] за счет физического затухания в среде. Разложив подынтегральное выражение на простые дроби, приходим к табличному интегралу [12] и окончательно получаем

$$I(r) = \frac{p_0^2 (\beta_1 - \beta_2)}{2 \rho c r^2 (\beta_2 + \beta_1) \beta_1^2} [\beta_1 \Pi_0(\xi_1) - \beta_2 \Pi_0(\xi_2)], \quad (4)$$

где

$$\Pi_0(\xi) = [1 - \Phi(\xi)] \exp(\xi^2),$$

$$\Phi(\xi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \exp(-t^2) dt,$$

$$\xi_1 = \beta_1 \sqrt{\alpha_0 r}, \quad \xi_2 = \beta_2 \sqrt{\alpha_0 r}.$$

Функция  $\Phi(\xi)$  – интеграл вероятности.

## 2. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Осесимметричный ГДИ был помещен в герметичную емкость с регулируемым статическим давлением. Настройка излучателя на оптимальный режим работы [3] осуществлялась за счет подбора соответствующей скорости струи на выходе из сопла. Уровень акустического сигнала  $p_0$  измерялся с помощью калиброванного гидрофона и электронного вольтметра, частота основной гармоники  $f_0$  –

с помощью спектроанализатора, а избыточное статическое давление  $\Delta P_{st}$  – образцовым манометром. На рис. 2 представлена зависимость длительности экспоненциального импульса  $\tau \approx 1/f_0$  от давления в герметичной емкости. Сплошная линия – результат расчетов по формулам (2) и (3), точки – результаты измерений. Видно, что при  $P_{st} > 1$  МПа величина  $\tau$  асимптотически приближается к значению 0.1 мс. При этом одновременно возрастает уровень звука  $p_0$  [2, 3].

На рис. 3 представлена зависимость акустического поля осесимметричного ГДИ от расстояния. В качестве единицы нормировки принята интенсивность упругих волн, генерируемых данным излучателем при атмосферном давлении. Сплошные линии соответствуют теоретическим расчетам, штриховые – экспоненциальному закону затухания сферически расходящихся волн, точки – результат экспериментальных исследований. Вблизи активной зоны звукообразования наблюдается нелинейное затухание коротких акустических импульсов экспоненциальной формы. При расширении фронта волны интенсивность сигнала падает и, начиная с некоторого расстояния, имеет место линейное затухание вида  $r^{-2} \exp(-2\alpha r)$ . Как видно из графика, при уменьшении длительности импульса и возрастании интенсивности волн конечной амплитуды эти расхождения становятся больше.

## ВЫВОДЫ

По результатам проведенных исследований можно сделать следующие выводы.

1. Получена аналитическая зависимость уменьшения интенсивности акустического сигнала, генерируемого осесимметричными ГДИ, от координаты точки поля.
2. Показано, что в ближней зоне наблюдается существенное отклонение от экспоненциального закона спада интенсивности звука с увеличением расстояния.
3. При уменьшении длительности экспоненциальных импульсов и возрастании их удельной энергии нелинейное затухание в ближней зоне существенно возрастает.

1. Дудзинский Ю. М., Сухарьков А. О., Назаренко О. А. Автоколивания пружного зануреного осесимметричного струменя-оболочки // Акуст. вісн.– 2003.– 6, N 3.– С. 29–33.

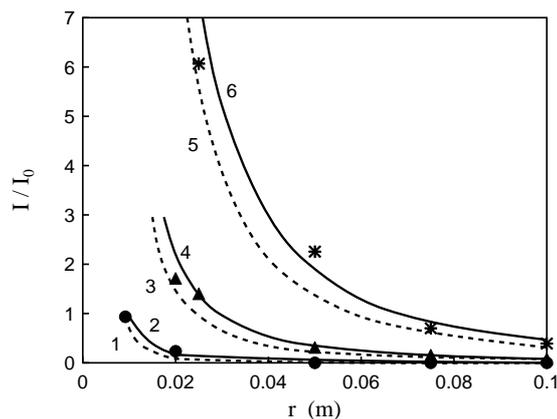


Рис. 3. Убывание интенсивности сферически расходящейся волны с расстоянием:

сплошные – расчет по формуле (2),  
штриховые – зависимость  $1/r^2$ ;  
1, 2 –  $\Delta P_{st} = 0$  МПа,  
3, 4 –  $\Delta P_{st} = 0.3$  МПа,  
5, 6 –  $\Delta P_{st} = 0.6$  МПа

2. Дудзинский Ю. М., Маничева Н. В., Назаренко О. А. Оптимизация параметров широкополосного акустического излучателя в условиях избыточных статических давлений // Акуст. вісн.– 2001.– 4, N 2.– С. 38–46.
3. Дудзинский Ю. М., Сухарьков О. В., Маничева Н. В. Энергетика прямогоного гидродинамического излучателя в условиях гидростатического давления // Акуст. вісн.– 2004.– 7, N 1.– С. 40–45.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред.– М.: ГТТИ, 1954.– 329 с.
5. Харкевич А. А. Спектры и анализ.– М.: Физматгиз, 1962.– 234 с.
6. Dudzinski Yu. M., Suharkov O. V., Manicheva N. V. Axial-symmetric hydrodynamic radiators used for fluid cavitation threshold measurement // IV Int. Hutsulian Workshop on Mathematical Theories and their Application in Physics and Technology.– Austria: Timpani, 2004.– P. 275–284.
7. Дудзинский Ю. М., Сухарьков О. В. Сенсор порога кавитации жидкости // Труды V международной конференции “Современные информационные и электронные технологии”.– Украина: Одесса, 2004.– С. 244.
8. Корнфельд М. Упругость и прочность жидкостей.– М.: ГИТТЛ, 1951.– 200 с.
9. Дудзинский Ю. М., Назаренко О. А. Колебания затопленной осесимметричной струи-оболочки // Акуст. вісн.– 2001.– 3, N 4.– С. 27–35.
10. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику.– М.: Наука, 1966.– 520 с.
11. Наугольных К. А. Поглощение волн конечной амплитуды // Мощные ультразвуковые поля (Физика и техника мощного ультразвука).– М.: Наука, 1968.– С. 7–50.
12. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений.– М.: Физматгиз, 1963.– С. 326–352.