

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, способствует интенсификации технологических процессов. В связи с этим, представляется интересным исследовать ближнее акустическое поле осесимметричного ГДИ при наличии гидростатического давления в рабочей емкости.

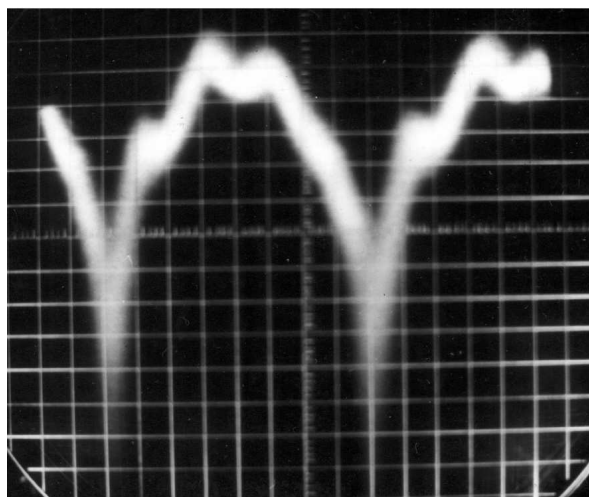
1. НЕЛИНЕЙНОЕ ЗАТУХАНИЕ ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ В УСЛОВИЯХ ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ

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

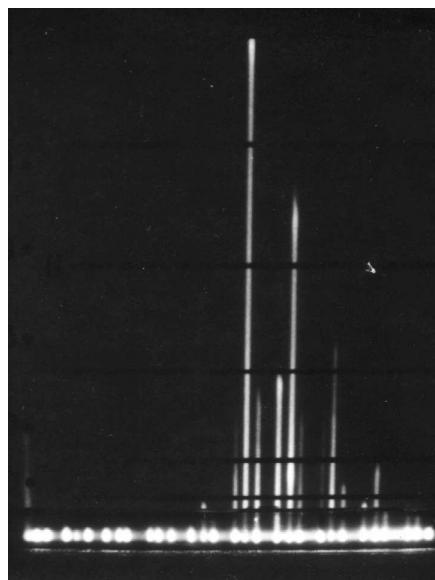
$$p = \frac{p_0}{r} \exp \left[-\beta_1 \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] - \frac{p_0}{r} \exp \left[-\beta_2 \left(t - \frac{r}{c} \right) \right], \quad (1)$$

где p_0 – амплитуда импульса вблизи активной зоны звукообразования; t – время; r – расстояние от границы зоны звукообразования до точки поля; c – скорость звука; β_1, β_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 ΔP_{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 τ 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, ρ – 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

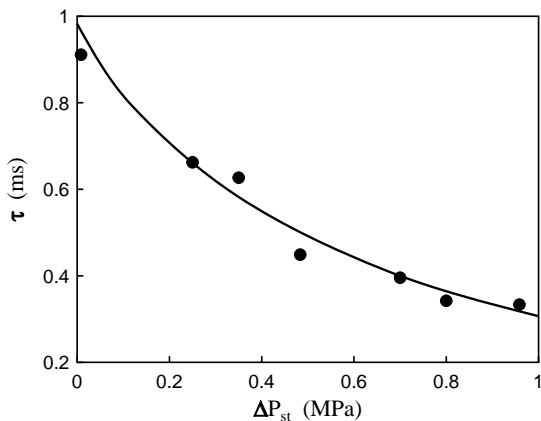


Рис. 2. Зависимость длительности экспоненциального импульса от статического давления в жидкости

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 κ_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 β_1 и β_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 ΔP_{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 τ 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.

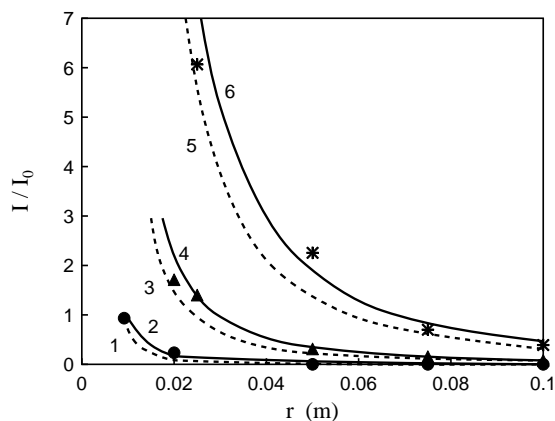


Рис. 3. Убывание интенсивности сферически расходящейся волны с расстоянием:

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.