

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ СТРУЙНЫХ ОБОЛОЧЕК И СВОЙСТВ ЖИДКОСТИ НА СПЕКТР ЗВУКА ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Ю. М. ДУДЗИНСКИЙ

Одесский национальный политехнический университет

Models of a direct-flow and counter-flow hydrodynamic radiator as a cylindrical environment with various boundary conditions are considered. The task of the compelled fluctuations of these dynamic systems consider revising. The received expressions for amplitude-frequency characteristics of jet environments are compared to experimentally measured spectra of a generated sound. The analysis has shown, that the spectrum of a generated acoustic signal is identical to the amplitude-frequency characteristic of the flooded jet environment. On a theoretical spectrum, time functions of a signal have been received and their comparison with experimental soundtracks is carried out. Dependence of a spectrum of an acoustic signal on geometrical parameters of a jet environment and hydrostatic pressure in a liquid is analyzed. The submitted model allows to expect spectral characteristics of the sound generated by axially symmetric hydrodynamic radiators.

ВВЕДЕНИЕ

В осесимметричных гидродинамических излучателях (ГДИ) акустических волн часть кинетической энергии затопленной струи жидкости превращается в энергию акустических колебаний [1]. Условно их можно разделить на противоточные [2, 3] и прямооточные излучатели [4, 5]. Схема прямооточного ГДИ с кольцевым соплом и ступенчатым препятствием представлена на рис. 1а. Частоту основной гармоники акустического сигнала задает упругая затопленная струйная оболочка 2 (цилиндрической или конической формы). Осесимметричная струя вытекает из кругового щелевого сопла 1 и формируется в оболочку ступенчатым препятствием 3. Накопителем энергии является неустойчивый первичный вихрь 4 с развитой кавитацией в форме тороида (рис. 1б). Пульсации вихря возбуждают струйную оболочку, которая совершает изгибные колебания. В фазе растяжения её свободного основания каверны из первичного вихря переносятся потоком наружу и создаётся вторичный тороидальный вихрь. Паровые каверны внутри вторичного тороида захлопываются и генерируют упругие волны высокой интенсивности. При оптимальной скорости струи на выходе кольцевого сопла, когда частота пульсаций вихря совпадает с собственной частотой оболочки, наблюдается максимальный уровень тонального звука. В случае противоточного ГДИ (рис. 1в) жидкость вытекает из сопла 1 и формируется в упругую затопленную струйную оболочку 2 отражателем с параболической лункой 3. Во внутренней области образуется неустойчивый первичный вихрь с развитой кавитацией 4 в форме тороида (рис. 1г). Принцип гидродинамического звукообразования полностью идентичен описанному выше [4, 5].

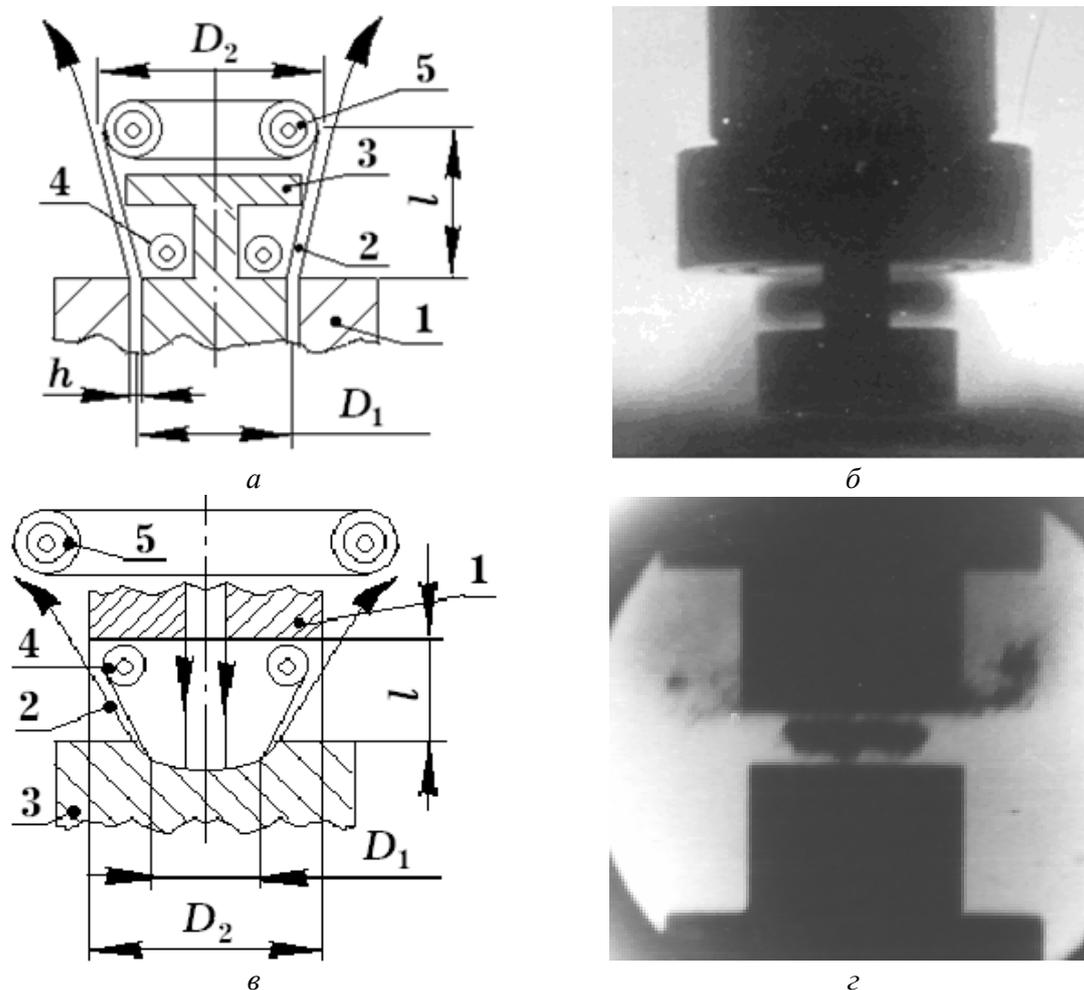


Рис. 1. Осесимметричные гидродинамические излучатели:
 а, б – прямоточный с кольцевым соплом и ступенчатым препятствием; в, г – противоточный

МОДЕЛЬ ЗАТОПЛЕННОЙ СТРУЙНОЙ ОБОЛОЧКИ

У данных излучателей частотную характеристику акустического сигнала задает упругая затопленная струйная оболочка, а накопителем энергии является первичный вихрь с развитой кавитацией в форме тороида. Пульсации вихря возбуждают оболочку, которая совершает изгибные колебания. При оптимальной скорости струи, когда частота пульсаций первичного вихря совпадает с собственной частотой оболочки, наблюдается максимальный уровень тонального звука [5]. В случае прямоточного ГДИ одно основание струйной оболочки жестко зашпемлено (на торце кольцевого сопла), другое – свободно [3]. У противоточного ГДИ одно основание оболочки жестко зашпемлено (на торце отражателя), другое – шарнирно закреплено [4]. В работе [6] были получены выражения для амплитуды изгибных колебаний струйных оболочек обоих типов излучателей. В частности, амплитуда изгиба свободного края для прямоточных ГДИ выше и ниже резонансной частоты, соответственно,

$$\begin{aligned}
 w_{\text{прям}}^{\text{ВЧ}} &= \frac{F_0 (\cos(k\ell) + \text{ch}(k\ell))}{k^4 (1 + \cos(k\ell) \cdot \text{ch}(k\ell))}, & k &= \sqrt[4]{\frac{12(\rho r^2 \omega^2 - E)}{E h^2 r^2}}, & F_0 &= \frac{12 Q_0}{E h^3} \\
 w_{\text{прям}}^{\text{НЧ}} &= \frac{F_0 \cos(\bar{p}\ell) \cdot \text{ch}(\bar{p}\ell)}{2 \bar{p}^4 (1 + \text{sh}^2(\bar{p}\ell) + \cos^2(\bar{p}\ell))}, & p &= \sqrt[4]{\frac{12(E - \rho r^2 \omega^2)}{E h^2 r^2}}, & \bar{p} &= \frac{p}{\sqrt{2}},
 \end{aligned} \tag{1}$$

Для противоточных ГДИ аналогичные функции имеют вид

$$\begin{aligned}
 w_{\text{прот}}^{\text{ВЧ}} &= \frac{F_0 \cdot [\sin(k\ell) \cdot \text{sh}(k\ell) + \cos(k\ell) - \text{ch}(k\ell)]}{k^4 \sin(k\ell) \cdot \text{sh}(k\ell)}, \\
 w_{\text{прот}}^{\text{НЧ}} &= \frac{F_0 [3 \sin(\bar{p}\ell) \cdot \text{sh}(\bar{p}\ell) - 2 \cos(\bar{p}\ell) \cdot \text{ch}(2\bar{p}\ell) + \cos(2\bar{p}\ell) - \text{ch}(2\bar{p}\ell)]}{4 \bar{p}^4 [\cos(2\bar{p}\ell) - \text{ch}(2\bar{p}\ell)]}.
 \end{aligned} \tag{2}$$

В выражения (1) и (2) входят следующие параметры: k – волновое число оболочки, r, ℓ, h – средний радиус $\left(\frac{D_1 + D_2}{2}\right)$, длина и толщина струйной оболочки, соответственно; ρ – плотность жидкости; Q_0 – амплитуда удельной силы, приложенной к единице внутренней боковой поверхности струи. Модуль упругости струйной оболочки E определяется через коэффициент объемной сжимаемости жидкости [7]:

$$E = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 \chi_i (P^* + \Delta P_{cm})^i, \tag{3}$$

где P^* – прочность жидкости на разрыв (порог кавитации), χ_1, χ_2, χ_3 – линейный и первые два нелинейные параметры в модели жидкости Тэта, ΔP_{cm} – статическое давление в невозмущенной жидкости, избыточное по сравнению с атмосферой. Параметры χ_i практически не изменяются в широком диапазоне температур и давлений, но зависят от объема включений (мелкодисперсные твердые частицы, кавитационные пузырьки и др.) [8, 9].

Функции (1) и (2) при условии $k = 0$ имеют разрыв. Это должно отвечать резонансным колебаниям оболочки на основной (наименьшей собственной) частоте, что совпадает с результатами [10, 11], полученными раньше:

$$\omega_0 = 2\pi f_0 = \sqrt{\frac{k_0^4 h^2 r^2 + 12}{12 \rho r^2}} E.$$

В этой точке меняется фаза колебаний. Поскольку интерес представляет амплитудная спектральная характеристика сигнала, то предлагается для расчетов использовать модуль функций (1) и (2). Волновое число оболочки отвечает минимальной частоте и получено как наименьший корень соответствующего трансцендентного уравнения:

- для прямого ГДИ $k_0 = 1.8751/\ell$,

- для протivotочного ГДИ $k_0 = 1.5708/\ell$.

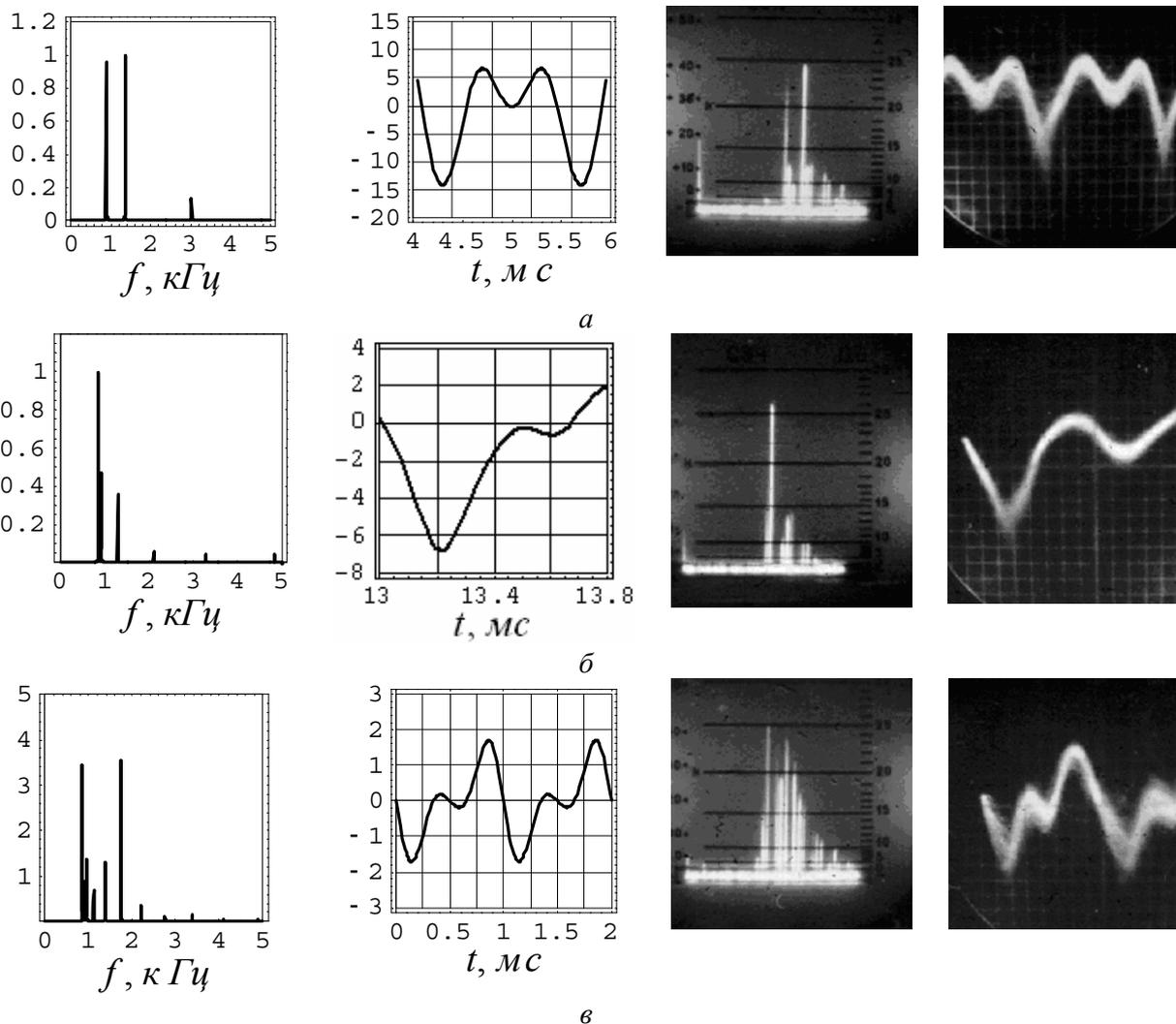


Рис.2. Влияние длины струйной оболочки прямооточного ГДИ на характеристики акустического сигнала:
 а – $\ell = 7\text{ мм}$, б – $\ell = 12\text{ мм}$, в – $\ell = 25\text{ мм}$

АНАЛИЗ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Выражение для амплитуды изгибных колебаний свободного края струйной оболочки имеет ряд экстремумов. Анализ спектров акустических полей выявил большую степень их сходства с видом функции (1) для ГДИ прямооточного типа и (2) – для ГДИ протivotочного типа. С помощью обратного преобразования Фурье можно получить временную функцию, близкую к экспериментальной осциллограмме сигнала, генерируемого реальными излучателями. Этот факт дополнительно подтверждает сделанные ранее [8, 9, 10] выводы об активной роли упругой струйной оболочки в процессе гидродинамического звукообразования данными излучающими системами.

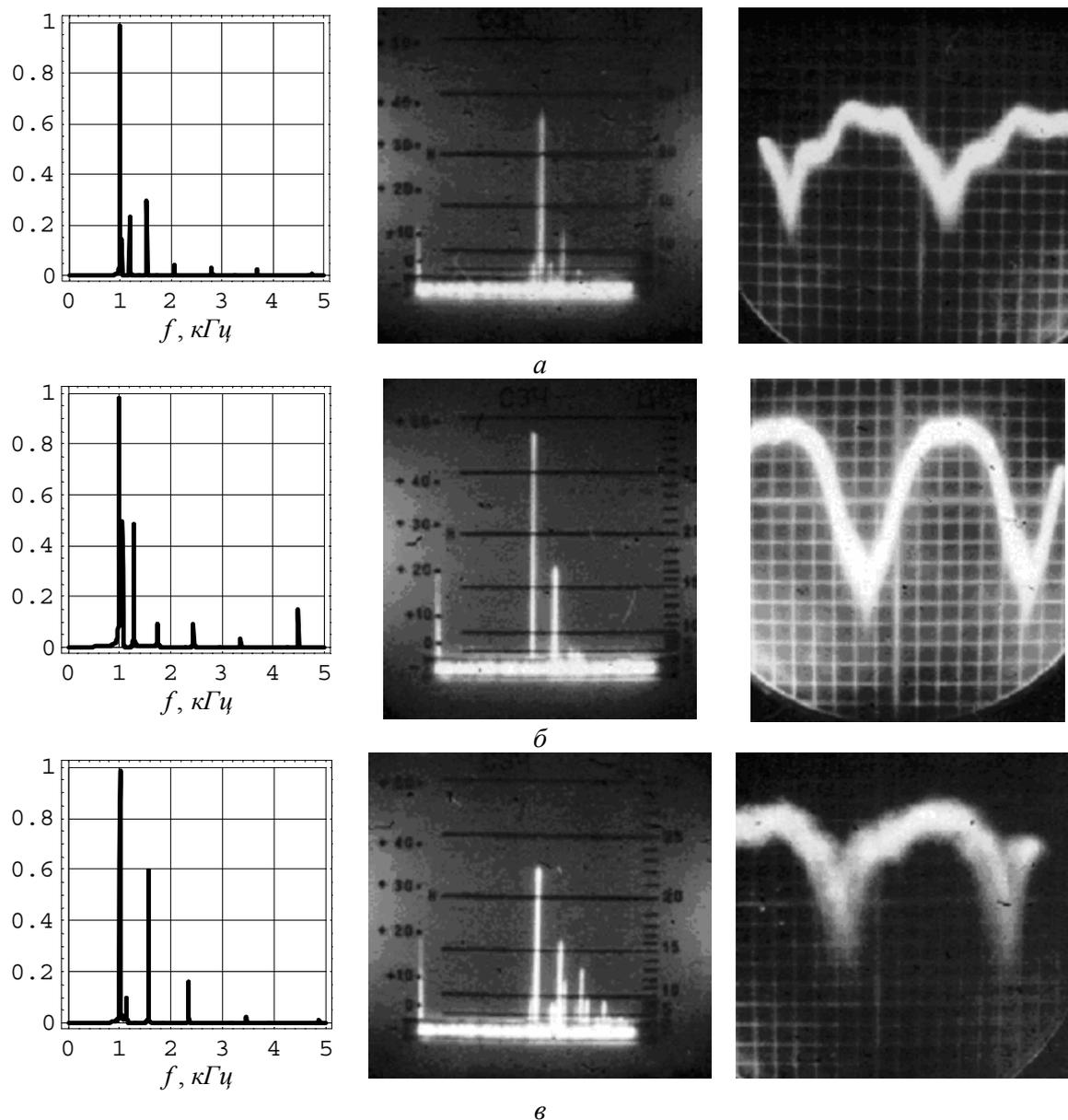


Рис.3 Теоретический и экспериментальный спектры, осциллограмма акустического сигнала, генерированного погруженной осесимметрично струйной оболочкой, толщиной:
 а – $h = 0.11\text{мм}$; б – $h = 0.14\text{мм}$; в – $h = 0.20\text{мм}$

На первом этапе было проведено сравнение результатов расчётов со спектрограммами и фонограммами акустических полей, генерируемых излучателем прямоочного типа, схема которого представлена на рис. 1а. При неизменном среднем радиусе ($r = 9\text{мм}$) и толщине ($h = 1\text{мм}$) струйной оболочки изменялась её длина ℓ путём регулировки расстояния от ступенчатого препятствия до торца кольцевого сопла. Рабочая жидкость – отстоянная в течение трёх недель водопроводная вода. Поскольку ГДИ находится на глубину 0.3м , то избыточным статическим давлением $\Delta P_{ст}$ можно пренебречь. Результаты

расчётов по формуле (1) спектров акустических полей и соответствующих им временных функций сигналов представлены графиками на рис. 2. Там же на фотографиях изображены результаты экспериментальных исследований временных зависимостей и спектров акустических волн, которые генерирует гидродинамический излучатель с кольцевым соплом и ступенчатым препятствием. При этом длина цилиндрической оболочки, соответственно, составляет: $\ell = 7\text{мм}$ (рис. 2а), $\ell = 12\text{мм}$ (рис. 2б) и $\ell = 25\text{мм}$ (рис. 2в).

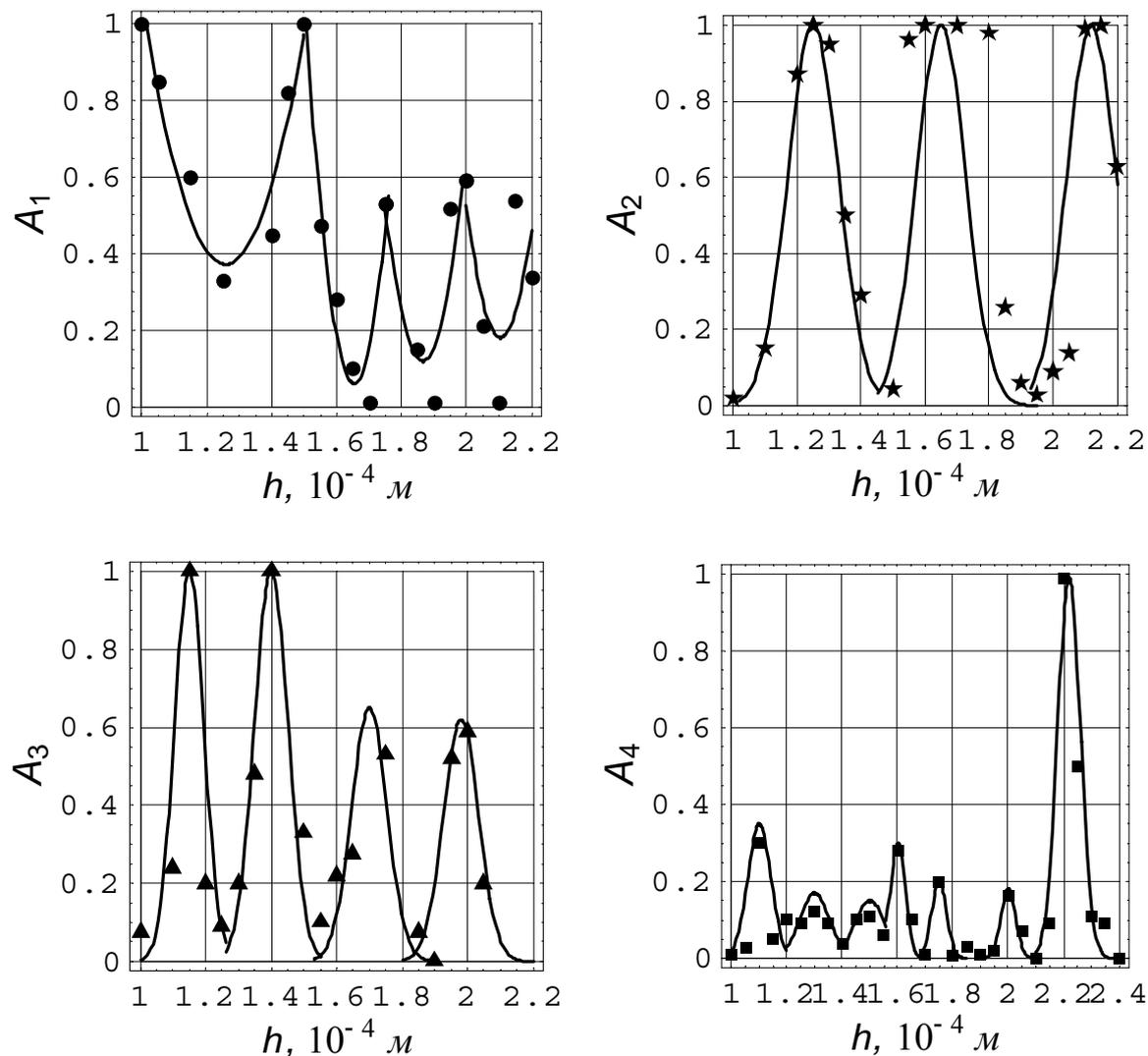


Рис. 4. Зависимость уровня первой (A_1), второй (A_2), третьей (A_3) и четвертой (A_4) спектральных составляющих сигнала от толщины струйной оболочки

На втором этапе было проведено сравнение результатов расчётов со спектрограммами и фонограммами акустических полей, генерируемых излучателем противоточного типа, схема которого представлена на рис. 1б. Средний радиус эквивалентной струйной оболочки $r = 4.7\text{мм}$, ее длина $\ell = 4.5\text{мм}$, а толщина путем увеличения скорости струи на

выходе из сопла изменялась в пределах $h = (0.10 \dots 0.25)$ мм. Рабочей жидкостью было трансформаторное масло. Результаты расчетов и измерений представлены на рис. 3. Как и в предыдущем эксперименте модуль функции амплитуды изгибных колебаний свободного края струйной оболочки хорошо совпадает со спектром генерированного звука.

Как видно на рис. 2 и рис. 3, имеет место нелинейный эффект “перекачки” энергии из основной (низшей) гармоники в высшие. Теперь имеет смысл оценить, каким образом изменяется уровень спектральных составляющих с ростом параметра h . Зависимости от толщины струйной оболочки уровня первой (A_1), второй (A_2), третьей (A_3) и четвертой (A_4) гармоник (рис. 4) получены в результате анализа теоретических спектрограмм, вычисленных по формуле (2). Точками представлены результаты экспериментальных измерений спектров акустических полей, создаваемых противоточным осесимметричным гидродинамическим излучателем.

ВЫВОДЫ

По результатам проведенных исследований можно сделать следующие выводы

1. В осесимметричных гидродинамических излучателях упругая затопленная струйная оболочка играет активную роль в формировании акустических волн. Спектр сигнала приближен амплитудно-частотной характеристике оболочки.
2. Изменение геометрических параметров затопленной струйной оболочки приводит к существенному изменению спектра и формы звуковых импульсов. При этом меняется число спектральных линий, соотношение между уровнями основной гармоники и высших.
3. Получено хорошее совпадение теоретических и экспериментальных результатов.
4. Зависимости уровней спектральных составляющих от толщины оболочки свидетельствуют, что имеет место перераспределение интенсивности звука между гармониками при изменении геометрических параметров. При этом чрезмерное увеличение толщины приводит к существенному снижению уровня первой и повышению уровня высших гармоник.
5. Разработанная методика позволяет проводить оценку акустических сигналов на стадии расчетов и проектирования осесимметричных гидродинамических излучателей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Назаренко А. Ф. Гидродинамические излучатели. В кн.: Ультразвук. Маленькая энциклопедия. – М.: “Советская энциклопедия”, 1977. – С. 79 – 81.
2. Дудзінський Ю. М., Сухарьков О. В. Спектр звуку, генерованого зануреною осесимметричною струминною оболонкою // Мат. методи та фізико-мех. поля. – 2007. – 50, № 2. – С. 129 – 134.
3. Дудзинский Ю. М. Динамика затопленной осесимметричной кольцевой струи // Доповіді НАН України. – 2006, №1. – С. 46 – 51.

4. Дудзінський Ю. М. Динаміка струминної оболонки і спектр акустичного сигналу // Вісник Київського ун – ту, серія: фізико-мат. науки.– 2006.– , №3.– С. 89 – 97.
5. Дудзинский Ю. М. Динамика затопленных струйных оболочек и спектр акустического сигнала / 9-я междунар. конф. “Dynamical System Modeling and Stability Investigation” – “DMSMI – 2007”: Тез. докл.– Киев, 2007.– С. 287.
6. Дудзинский Ю. М. Амплитудно-частотные характеристики осесимметричных струйных оболочек // Акуст. вісн.– 2005.– 8, № 3.– С. 44 – 49.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика, том 6.– М.: Физматгиз, 1986. – 400 с.
8. Корнфельд М. Упругость и прочность жидкостей.– М.: Гос. Изд-во технико-теоретической литературы, 1951.– 200с.
9. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику.– М.: Наука, 1966.– 520с.
10. Дудзинский Ю. М., Дащенко А. Ф. Собственные колебания струйной оболочки в условиях гидростатического давления // Прикл. мех.– 2004.– 40, № 12.– С. 92 – 98.
11. Дудзінський Ю. М. Моделі акусто-гідродинамічних сенсорів порога кавітації рідини // Мат. методи та фізико-мех. поля.– 2005.– 48, №4.– С. 199 – 204.