

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПРЯМОТОЧНОГО ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ

THE EXPERIMENTAL RESEARCH OF ACOUSTIC FIELD OF DIRECT-FLOW HYDRODYNAMIC RADIATOR

Аннотация. Представлены результаты экспериментального исследования ближнего акустического поля прямооточного осесимметричного ГДИ с кольцевым соплом и ступенчатым препятствием.

Summary. The experimental research of near acoustic field of axially symmetric direct-flow hydrodynamic radiator are presented.

В задачах подводной связи и гидролокации существует традиционная проблема увеличения дальности действия [1, 2]. Для ее решения перспективно использовать низкочастотные (0,3...0,8 кГц) осесимметричные гидродинамические излучатели (ГДИ) [2...5]. В работах [6, 7] теоретически и экспериментально исследовано акустическое поле в ближней зоне осесимметричного прямооточного ГДИ при наличии избыточного статического давления в герметичной емкости. Однако отсутствуют экспериментальные исследования ближнего акустического поля прямооточного ГДИ с кольцевым соплом и ступенчатым препятствием [2].

Цель данной статьи – экспериментальное исследование ближнего акустического поля прямооточного осесимметричного гидродинамического излучателя с кольцевым соплом и ступенчатым препятствием.

В гидродинамических излучателях механизм звукообразования связан с преобразованием части кинетической энергии затопленной струи жидкости в энергию звуковых волн. В прямооточном ГДИ [2] ступенчатое препятствие способствует формированию тороидального концентрированного вихря с паровыми и паро-газовыми кавернами. Этот вихрь отсекается от окружающего пространства затопленной осесимметричной цилиндрической струйной оболочкой, вытекающей из кольцевого сопла. Оболочка задает частоту основной гармонике колебаний, а тороидальный вихрь является накопителем энергии в рассматриваемой излучающей системе. ГДИ генерирует интенсивные звуковые волны благодаря периодическому выбросу кавитационных пузырьков из вихревой тороидальной области в окружающее пространство и их синфазному схлопыванию. Максимальный уровень звука достигается в случае оптимальных значений геометрических и гидродинамических параметров излучателя [3...5].

Таблица 1 – Акустические параметры ГДИ

Основной типоразмер ГДИ, a/D_c [мм/мм]	0,5/6,5	0,5/13	0,5/19,5	0,5/26	0,5/32
Оптимальная скорость струи, $V_{\text{опт}}$ [м/с]	25	31	34,5	37,5	40
Размер зоны звукообразования ГДИ, $D_{\text{макс}}$ [м]	0,010	0,018	0,026	0,036	0,048
Длина волны основной гармонике звука, λ_0 [м]	0,94	1,66	2,33	3,04	4,16

В табл. 1 представлены зависимости размера зоны звукообразования ГДИ и длины волны основного тона генерируемых колебаний от типоразмера излучателя при оптимальной скорости истечения струи. Типоразмером рассматриваемого прямооточного ГДИ служит отношение a/D_c , где a – ширина щели кольцевого сопла; D_c – средний диаметр сопла. Размер зоны звукообразования (области синфазного схлопывания кавитационных пузырьков) оценивался по фотографиям ГДИ,

работающего в оптимальном режиме [3]. Видно, что отношение размера зоны звукообразования рассматриваемого источника звука к длине акустической волны дает величину значительно меньшую единицы ($D_{\text{макс}}/\lambda_0 = 0,0106...0,0118$). Поэтому данный источник звуковых волн можно с достаточной степенью точности аппроксимировать источником звука нулевого порядка, создающим сферические расходящиеся волны [8].

Для проверки этой гипотезы были проведены экспериментальные исследования ближнего звукового поля прямого осесимметричного ГДИ в акустическом бассейне габаритами (4×2,5×2,5) м со звукопоглощающим покрытием. Излучатель устанавливался в центре бассейна на глубине 0,5 м, таким образом, звукообразование происходило при малом избыточном статическом давлении, приблизительно равном 5 кПа. Рабочей жидкостью служила водопроводная вода, которая для установления равновесия газосодержания отстаивалась в течение трех недель. Температура воды поддерживалась в пределах (19...21) °С, что обеспечивало постоянными ее плотность и вязкость. Для акустических измерений использовался сферический гидрофон диаметром 6 мм, который перемещался с помощью координатного устройства с шагом 5 мм. В каждой точке поля фиксировались уровень акустического давления сигнала, его спектр и осциллограмма [5].

На рис.1 приведены теоретические и экспериментальные диаграммы направленности излучателя ($a/D_c = 0,5/13$) в вертикальной и горизонтальной плоскостях, которые зарегистрированы на расстоянии 50 мм от зоны звукообразования. Подобные экспериментальные результаты были получены и для других излучателей.

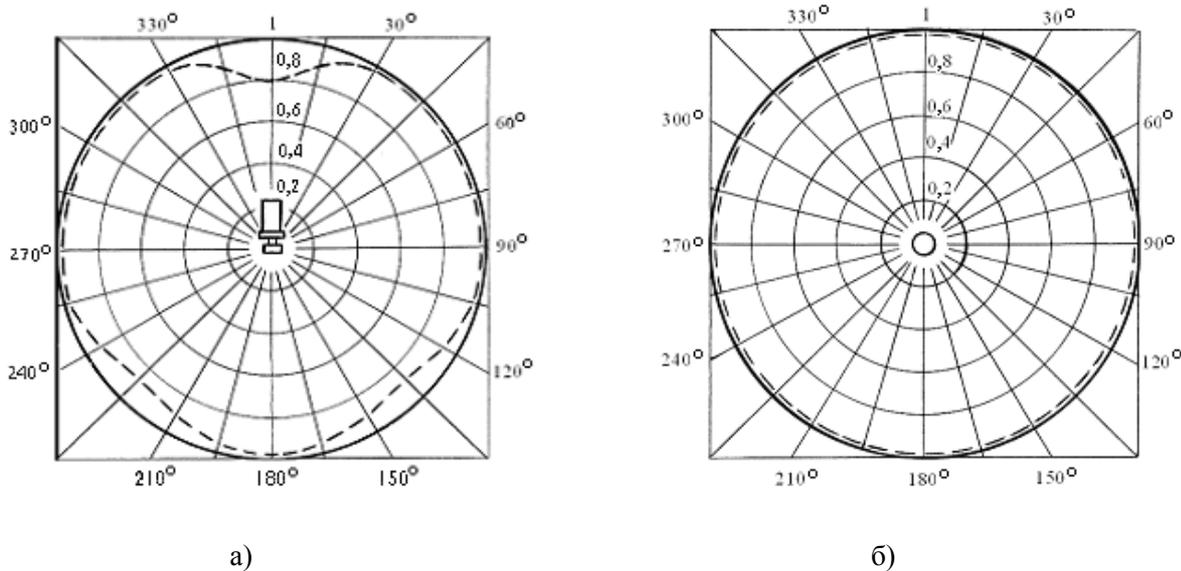


Рисунок 1 – Теоретические (—) и экспериментальные (---) диаграммы направленности прямого осесимметричного ГДИ: а – в вертикальной плоскости; б – в горизонтальной плоскости

Как видно из диаграмм направленности, рассматриваемые ГДИ можно считать источниками сферически расходящихся волн. Следует отметить незначительное отклонение экспериментальной диаграммы направленности от теоретической (10...20 %) в вертикальной плоскости. Уменьшение величины звукового давления в направлении $\theta = 0^\circ$ можно объяснить тем, что при моделировании не учитывалось частичное экранирование звука элементами конструкции гидродинамического излучателя. Увеличение же уровня акустического сигнала в направлении $\theta = 180^\circ$ можно объяснить попаданием гидрофона в область турбулентного потока, создаваемого отходящей от излучателя струей. Вследствие этого гидрофон, очевидно, регистрирует, помимо звукового сигнала, псевдозвук. Аналогичные по характеру результаты были получены при экспериментальном исследовании поля акустического давления свободной затопленной турбулентной струи [9].

Ранее проведенные экспериментальные исследования показали, что акустический сигнал, генерируемый осесимметричными гидродинамическими излучателями, является негармоническим: в частотном спектре наблюдается ряд гармонических составляющих [5, 6]. На рис. 2 в качестве иллюстрации представлены осциллограммы звуковых сигналов, генерируемых прямоточными ГДИ.

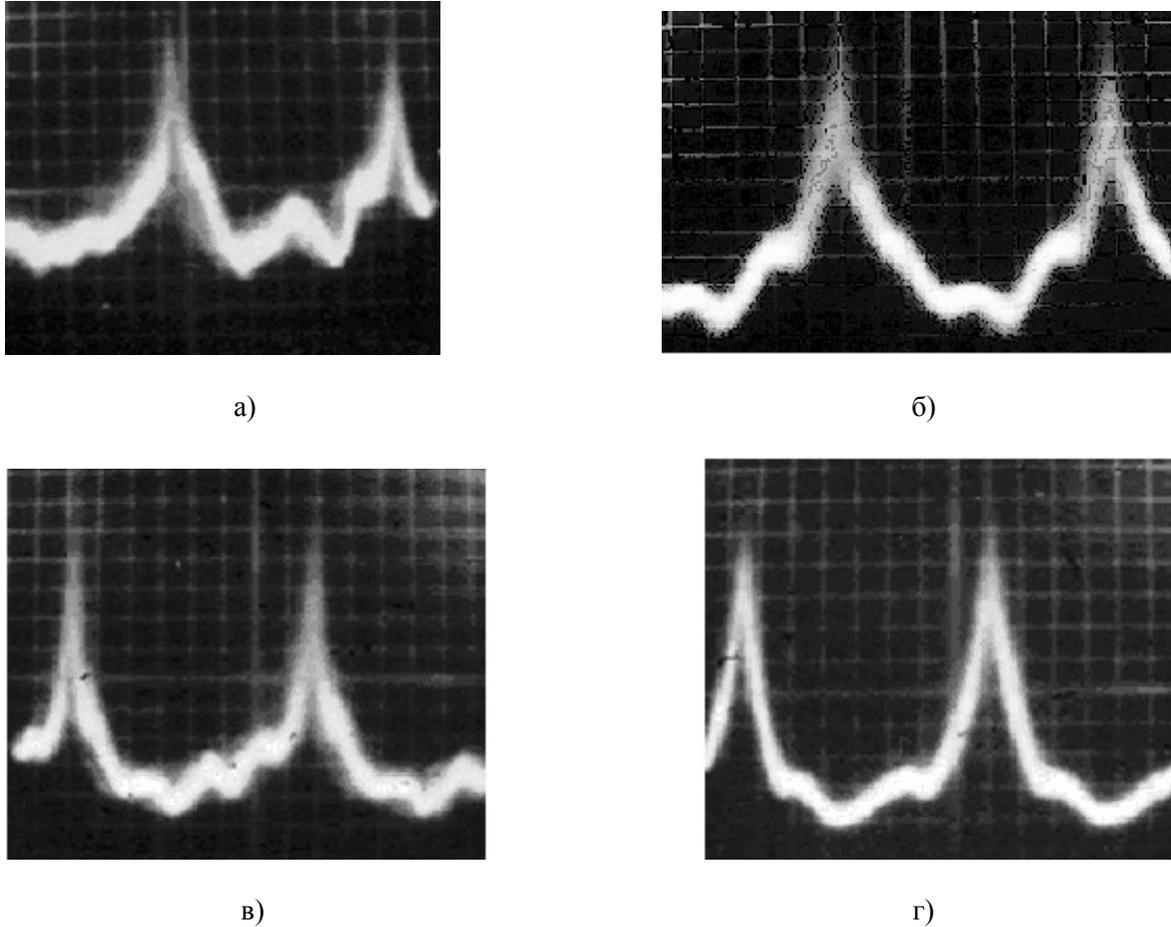


Рисунок 2 – Осциллограммы акустического сигнала для значений основного типоразмера прямоточного излучателя a/D_c [мм/мм]: а – 0,5/6,5; б – 0,5/13; в – 0,5/19,5; г – 0,5/26

У всех излучателей одинаковая ширина щели кольцевого сопла, но разные средние диаметры сопла. При этом каждый ГДИ излучал звук в оптимальном режиме за счёт подбора соответствующей скорости струи (см. табл. 1).

Для анализа приведенных осциллограмм воспользуемся методикой работ [6, 7], в которых рассматривается уменьшение интенсивности коротких импульсов, распространяющихся в диссипативной жидкой среде с коэффициентом поглощения, пропорциональным квадрату частоты. В этом случае одиночный импульс (см. рис. 2), генерируемый осесимметричным ГДИ, можно аппроксимировать суммой двух экспонент:

$$p(t) = \frac{P_0}{r} \exp\left[-\beta_1 \left(t - \frac{r}{c}\right)\right] - \frac{P_0}{r} \exp\left[-\beta_2 \left(t - \frac{r}{c}\right)\right], \quad (1)$$

где P_0 – амплитуда импульса вблизи активной зоны звукообразования; t – время; r – расстояние от границы звукообразования до точки поля; c – фазовая скорость звука; β_1 , β_2 – коэффициенты крутизны переднего и заднего фронтов импульса. Автор статьи [6] исследовал зависимость интенсивности акустического сигнала от расстояния при использовании одного протivotочного ГДИ

с неизменными геометрическими параметрами. Повышение избыточного статического давления изменяло модуль упругости струйной оболочки. В результате в широком диапазоне изменялись частота основной гармоники звука (f_0) и, соответственно, длительность экспоненциального импульса (τ).

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования затухания коротких экспоненциальных импульсов, генерируемых прямоточным ГДИ с кольцевым соплом и ступенчатым препятствием при неизменном статическом давлении. Параметры f_0 и τ изменялись за счет геометрических и гидродинамических параметров затопленной струйной оболочки. В экспериментах были использованы пять ГДИ, которые формировали струйные оболочки различного диаметра ($D_{\text{цил}}$) и длины (l), но одинаковой

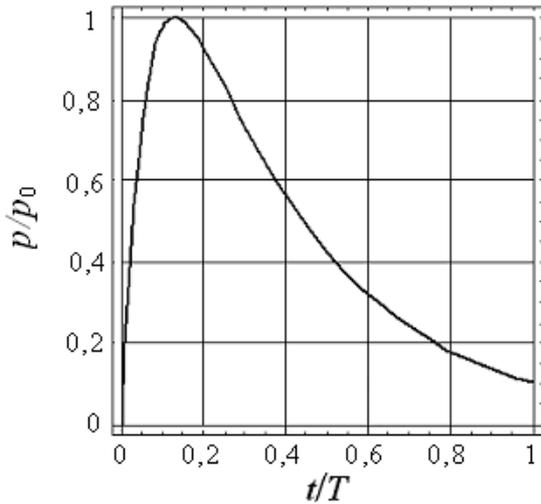


Рисунок 3 – Нормированная временная зависимость (1), моделирующая одиночный импульс типичного акустического сигнала ГДИ

толщины ($h = 0,5$ мм) [10]. При этом длина струйной оболочки и скорость струи принимали значения, соответствующие оптимальному режиму работы излучателя (см. табл. 1).

На рис. 3 приведена нормированная временная зависимость (1), моделирующая одиночный импульс типичного акустического сигнала, генерируемого прямоточным ГДИ.

Период следования импульсов ($T \sim 1/f_0$) определяется частотой основного тона генерируемого звука. Анализ осциллограмм показывает, что в течение приблизительно $3/4$ периода происходит накопление энергии и за время примерно $T/4$ излучается упругая волна. Если принять, что длительность импульса τ приблизительно равна периоду сигнала по основной гармонике, то, согласно модели прямоточного ГДИ [5, 10], её можно рассчитать по формуле

$$\tau = \pi D_{\text{цил}} \sqrt{\frac{36\rho}{\left[12 + 0,25 \times (1,8751/l)^4 h^2 D_{\text{цил}}^2 \Gamma\right] P_* (\Delta P_{\text{ст}})}}, \quad (2)$$

где l , h – длина и толщина струйной оболочки, соответственно; ρ – плотность жидкости; Γ – параметр её адиабатической сжимаемости; P_* – предел прочности жидкости на разрыв; $\Delta P_{\text{ст}}$ – избыточное, по сравнению с атмосферным, статическое давление в герметичной емкости. Средний диаметр эквивалентного цилиндра струйной оболочки $D_{\text{цил}} = (D_c + D_{\text{макс}}) / 2$, где $D_{\text{макс}}$ – диаметр свободного края оболочки. Параметры $D_{\text{макс}}$ и l можно оценить по фотографиям работающего излучателя [3].

На рис. 4 представлена зависимость длительности экспоненциального импульса от среднего диаметра кольцевого сопла излучателя.

Из сравнения теоретической и экспериментальной зависимостей $\tau(D_c)$ видно, что выражение (2) применимо для диапазона значений $D_c = (5 \dots 35)$ мм.

Зависимости коэффициентов $\beta_{1c} D$ и $\beta_{2c}(D)$ получены по измеренным значениям периода T в результате анализа осциллограмм генерируемых акустических сигналов и приведены на рис. 5.

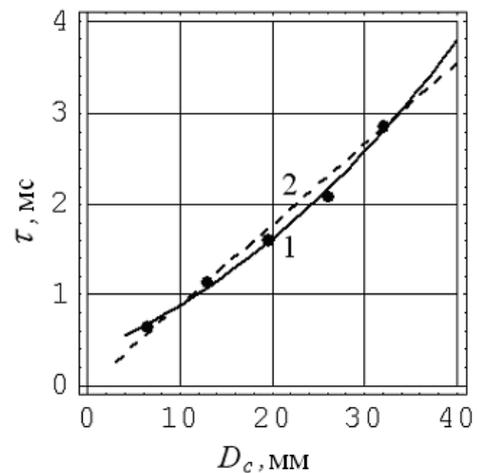


Рисунок 4 – Зависимость длительности экспоненциального импульса от среднего диаметра кольцевого сопла излучателя: 1 – эксперимент; 2 – теория

В работе [6] для определения энергетических характеристик осесимметричных ГДИ использовалась теорема Рэлея о спектральной плотности энергии [11]. При этом учитывалось, что запаздывание во времени на $\Delta t = r/c$ не изменяет спектральной плотности амплитуд. Согласно квадратичной зависимости коэффициента поглощения в жидкой среде от частоты было получено выражение для удельной мощности импульса, отнесенной к единице поверхности волнового фронта: $I(r)$.

Используем формулу, связывающую интенсивность поля с эффективным значением звукового давления $p_{ак}$:

$$I = \frac{p_{ак}^2}{\rho c} \quad (3)$$

Выразим эффективное значение $p_{ак}$ уровня негармонического сигнала (1) через его амплитуду p_0 :

$$p_{ак}(r)E = \frac{p_0}{2r\beta_1} \times \sqrt{\frac{(\beta_1 - \beta_2)}{(\beta_1 + \beta_2)}} [\beta_1 \Pi_0(\xi_1) - \beta_2 \Pi_0(\xi_2)] \quad (4)$$

где

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

$$\Phi(\xi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\xi} \exp(-t^2) dt; \quad (6)$$

$$\xi_1 = \beta_1 \sqrt{\alpha_0 r}, \quad \xi_2 = \beta_2 \sqrt{\alpha_0 r}. \quad (7)$$

Функция $\Phi(\xi)$ – интеграл вероятности. В выражениях (7) $\alpha_0 = 2\alpha/\omega^2$ – коэффициент поглощения за счёт физического затухания в среде. С помощью осциллографа или импульсного вольтметра измерялись амплитудные значения p_0 , а затем по формуле (4) рассчитывалось эффективное значение акустического давления.

На рис. 6 представлены зависимости эффективного значения звукового давления $p_{ак}(x)$ от расстояния до оси прямооточных излучателей, где $x = (r + D_{макс}/2)$.

Анализ зависимости $p_{ак}(x)$ позволяет сделать вывод, что вблизи зоны звукообразования имеет место нелинейное затухание коротких акустических импульсов конечной амплитуды. Зависимость уровня акустического сигнала $p_{ак} \sim \exp(-2\alpha x)/x^2$ имеет место, начиная с расстояния $x = (0,015...0,025)\lambda$.

В заключение отметим: экспериментально доказано, что прямооточные ГДИ с кольцевым соплом и ступенчатым препятствием являются монополями, генерирующими сферически расходящиеся негармонические волны. Звуковые сигналы состоят из отдельных коротких импульсов

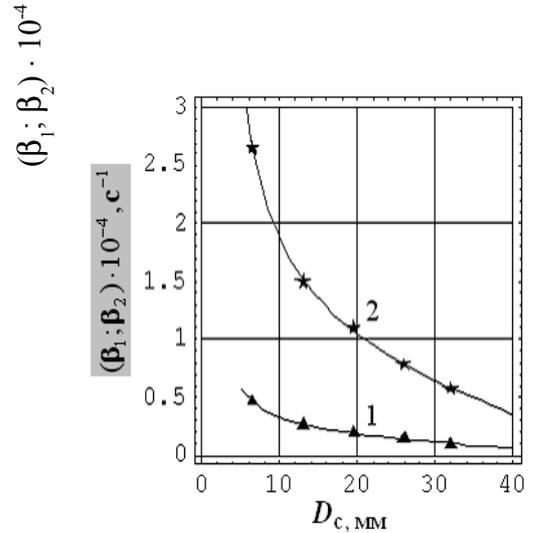


Рисунок 5 – Зависимость коэффициента крутизны фронта экспоненциального импульса от среднего диаметра кольцевого сопла излучателя: 1 – для переднего фронта; 2 – для заднего фронта

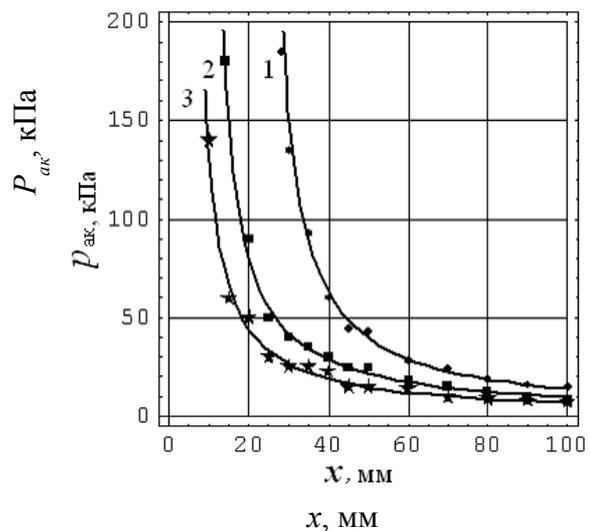


Рисунок 6 – Зависимость акустического давления от расстояния до оси прямооточного ГДИ: 1 – мм; кГц; 2 – мм; кГц; 3 – мм; кГц

экспоненциальной формы с разной крутизной переднего и заднего фронтов. Предложенная модель сигнала дает хорошее согласование теоретических и экспериментальных зависимостей уровня сигнала от расстояния в ближнем поле. Теоретически и экспериментально обнаружено нелинейное затухание акустических сигналов вблизи зоны звукообразования прямооточного ГДИ.

Литература

1. Митько В.Б., Евтютов А.П., Гуцин С.Е. Гидроакустические средства связи и наблюдения. – Л.: Судостроение, 1982. – 200 с.
2. Дудзинский Ю.М., Сухарьков О.В., Маничева Н.В. Энергетика прямооточного гидродинамического излучателя в условиях гидростатического давления // Акустичний вісник. – 2004. – Т. 7. – № 1. – С. 44 – 49.
3. Сухарьков О.В. Акустические характеристики осесимметричных прямооточных гидродинамических излучателей // Наукові праці ОНАЗ ім. О.С. Попова. – 2005.– № 2. – С. 60 – 65.
4. Сухарьков О.В. Экспериментальное исследование акустических характеристик осесимметричных прямооточных гидродинамических излучателей // Наукові праці ОНАЗ ім. О.С. Попова. – 2006.– №1. – С.74 – 79.
5. Сухарьков О.В. Влияние скорости струи на акустические характеристики осесимметричного гидродинамического излучателя // Наукові праці ОНАЗ ім. О.С. Попова. – 2006.– №2. – С. 78 – 84.
6. Дудзинский Ю.М. Ближнее поле осесимметричного гидродинамического излучателя // Акустичний вісник. – 2004. – Т. 7, № 4. – С. 48 – 51.
7. Дудзінський Ю. М. Динаміка струминної оболонки і спектр акустичного сигналу // Вісник Київського університету. Серія: Фізико-мат. науки. – 2006. – Вип. 3.– С. 89 – 97.
8. Скучик Е. Основы акустики. – М.: Мир, 1976. – Т. 2. – 542 с.
9. Назаренко А.Ф., Слиозберг Т.М., Сухарьков О.В. Поле акустического давления свободной затопленной турбулентной струи // Акустика та ультразвукова техніка. – 1993. – № 28. – С. 3 – 7.
10. Дудзінський Ю.М., Сухарьков О.В., Манічева Н.В. Модель прямооточного гідродинамічного випромінювача з кільцевим соплом і східчастою перешкодою // Акустичний вісник. – 2004. – Т. 7, № 3. – С. 49 – 54.
11. Харкевич А.А. Спектры и анализ. – М.: Физматгиз, 1962. – 234 с.