

УДК 534.24

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА РЕШЕТКОЙ, ОБРАЗОВАННОЙ СООСНЫМИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИМИ ПЬЕЗОКЕРАМИЧЕСКИМИ ОБОЛОЧКАМИ С ТОРЦЕВЫМИ ЭКРАНАМИ. ЧАСТЬ III. АНАЛИЗ ЧИСЛЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ: ДАЛЬНЕЕ ПОЛЕ

В. Т. МАЦЫПУРА

*Национальный технический университет Украины “КПИ”, Киев**Получено 10.01.2002*

Исследовано дальнее поле излучения звука решеткой, образованной соосными цилиндрическими пьезокерамическими оболочками с торцевыми экранами. В качестве исходных были использованы расчетные соотношения, полученные в работе [1]. Рассчитаны характеристики направленности решетки с различными свойствами поверхностей экранов. Показано, что наиболее эффективными являются экраны, полностью состоящие из акустически мягких поверхностей. Установлен факт снижения уровня бокового поля излучения при увеличении длины конической поверхности торцевых экранов. Показано, что заполнение внутреннего объема решетки водой не приводит к качественному изменению направленных свойств излучающей системы. Продемонстрировано удовлетворительное совпадение результатов расчета с экспериментальными данными, полученными на макете излучателя.

Досліджено дальнє поле випромінювання звуку ґраткою, яка утворена співвісними циліндричними п'єзокерамічними оболочками з торцевими екранами. Як вихідні було використано розрахункові співвідношення, одержані в роботі [1]. Обраховано характеристики напрямленості ґратки з різними властивостями поверхонь екранів. Показано, що найефективнішими є екрани, які повністю складаються з акустично м'яких поверхонь. Встановлено факт зниження рівня бічного поля випромінювання при збільшенні довжини конічної поверхні торцевих екранів. Показано, що заповнення внутрішнього об'єму ґратки водою не призводить до якісної зміни напрямлених властивостей випромінювальної системи. Продемонстровано задовільний збіг результатів обрахунків з експериментальними даними, що одержані на макеті випромінювача.

A far sound radiation field by grating, formed by coaxial cylindrical piezoceramic shells with end screens is investigated. As the initial ones, the calculation relations obtained in the work [1] were used. Directivity patterns of gratings with diverse properties of screens' surfaces are numerically estimated. It is shown, that the most effective screens are those completely consisted of acoustically soft surfaces. The fact of lowering of level of lateral sound field because of augmenting the length of the end screens' conic surface is established. Filling of the internal volume of the grating by water is shown not to bring any qualitative change of directed properties of radiating system. Satisfactory coincidence of results of calculations with the experimental data, obtained on model of an acoustical emitter, is shown.

ВВЕДЕНИЕ

В предыдущих публикациях [1, 2] была предложена постановка осесимметричной задачи об излучении звука решеткой, образованной соосными цилиндрическими пьезокерамическими оболочками с торцевыми экранами в виде усеченных конусов. На основе использования метода частичных областей разработан метод решения соответствующей граничной задачи для уравнения Гельмгольца, даны рекомендации по реализации численного решения граничной задачи, проведена оценка точности выполнения граничных условий и условий сопряжения компонент поля на границах частичных областей. В работе [2] основное внимание было уделено анализу колебательных скоростей оболочек, особенностей ближнего поля решетки, а также полной излучаемой акустической мощности. В данной статье исследуется дальнее поле

решетки. При этом особое внимание уделяется ее характеристикам направленности при различных параметрах торцевых экранов.

АНАЛИЗ ЧИСЛЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Напомним кратко основные геометрические и физические параметры рассматриваемой системы (рис. 1). Решетка состоит из M соосных тонких цилиндрических пьезокерамических оболочек l , на торцах которых размещены экраны 2 в виде усеченных конусов. Все оболочки выполнены из пьезокерамики ЦТБС-3 и имеют наружный радиус $R_1=0.075$ м и высоту $h=0.05$ м. При проведении расчетов количество оболочек принималось равным $M=5$. Нумерация оболочек, обозначаемая индексом j , велась сверху вниз: $j=1, 2, \dots, M$. Собственная частота пульсирующих колебаний оболочек в вакууме составляет

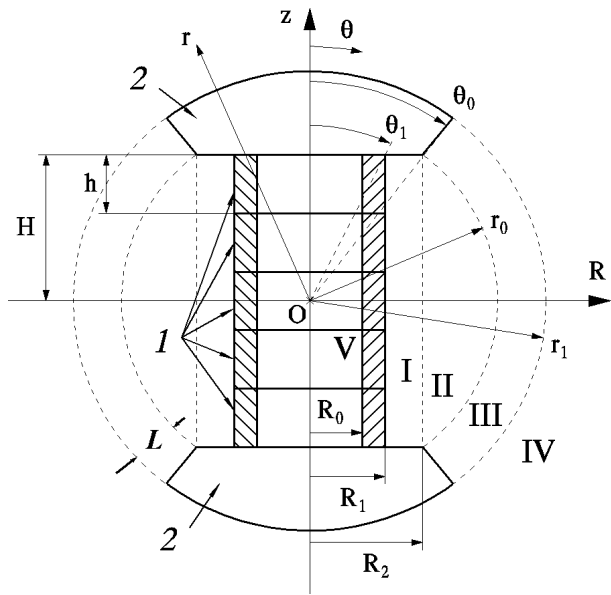


Рис. 1. Сечение решетки:

1 – пьезокерамические оболочки, 2 – торцевые экраны

$f_0 = 7440$ Гц. Решетка погружена в безграничную водную среду, имеющую волновое сопротивление $\rho c = 1.5 \cdot 10^6$ кг/(м·с²). Внутри решетки (область V) также может находиться жидкая среда. На все оболочки подается одинаковое гармонически изменяющееся с частотой f электрическое напряжение с амплитудой U_0 и нулевой начальной фазой.

Форма торцевых экранов определяется двумя параметрами:

- шириной кольцевой поверхности $z = \pm H$, $R_1 \leq R \leq R_2$, обозначаемой в дальнейшем через $b = R_2 - R_1$
- длиной боковой поверхности $r_0 \leq r \leq r_1$, $\theta = \{\theta_0, \pi - \theta_0\}$, обозначаемой через $L = r_1 - r_0$.

При анализе расчетных данных удобно пользоваться безразмерными параметрами, отнесенными к внешнему радиусу цилиндрической оболочки: $b^* = b/R_1$ и $L^* = L/R_1$. Если $R_1 = R_2$, то подобласть I отсутствует (см. рис. 1). Если же $L = 0$, то торцевые экраны принимают форму сферических сегментов.

Поверхности, ограничивающие экраны, могут быть либо акустически жесткими, либо акустически мягкими. Для краткости будем маркировать их буквами “g” и “m” соответственно.

Анализ результатов расчета начнем с относительно более простой ситуации, когда внутри решетки (область V) находится вакуум, а $R_1 = R_2$

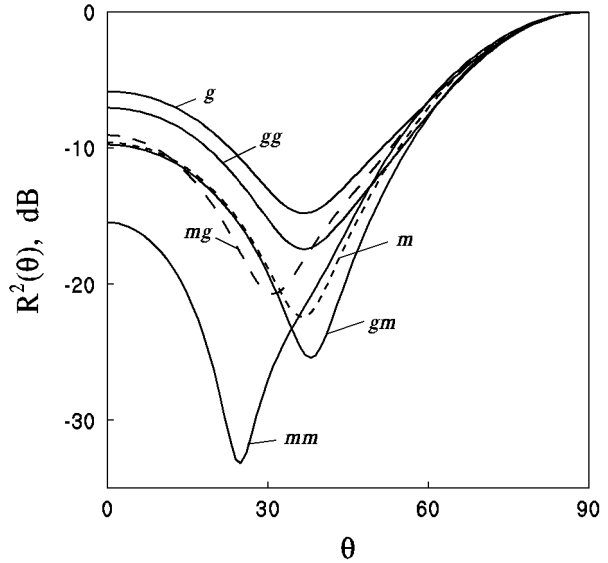


Рис. 2. Характеристики направленности при различных свойствах поверхностей торцевых экранов

($b^* = 0$ – отсутствует кольцевая поверхность экранов).

На рис. 2 представлены графики характеристик направленности по мощности $R^2(\theta)$ при частоте $f/f_0 = 1$ (заметим, что этой же частоте соответствуют все графики, за исключением рис. 7). Здесь кривые, отмеченные только одной буквой (“g” или “m”), соответствуют торцевым экранам, у которых боковая поверхность усеченного конуса отсутствует ($L^* = 0$). Кривые, маркированные двумя буквами, соответствуют экрану с $L^* = 0.81$, причем первый индекс определяет свойства конической (боковой) поверхности, а второй – сферической поверхности экрана. Заметим, что при выбранных f и L^* этот случай соответствует волновому размеру $L/\lambda_0 = 0.3$.

Приведенные на рис. 2 кривые можно условно разделить на три группы. Первую составляют две близкие кривые g и gg , вторую – кривые m , mg , gm и, наконец, третью – кривая mm . Очевидно, что полностью мягкий торцевой экран обладает явными преимуществами в сравнении с другими типами: при практически одинаковой ширине главного лепестка уровень бокового поля для кривой mm значительно ниже. Исходя из этого в дальнейшем основное внимание будет уделено изучению случая акустически мягких торцевых экранов.

Рассмотрим влияние величины L^* на направленные свойства излучающей системы (рис. 3). Как и следовало ожидать, увеличение длины бо-

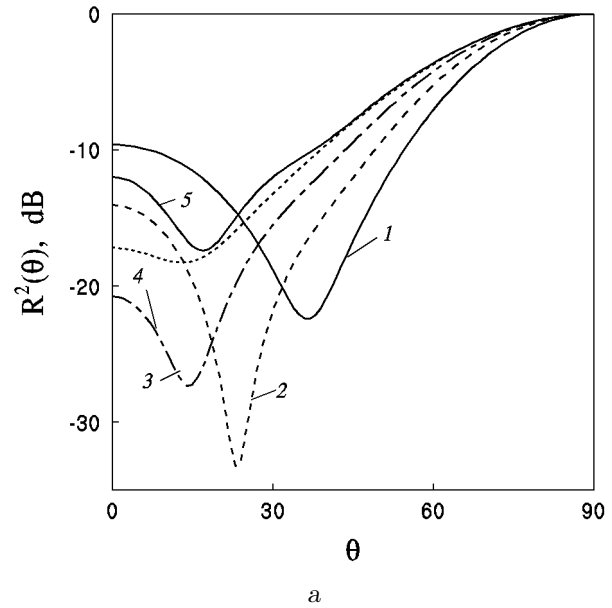
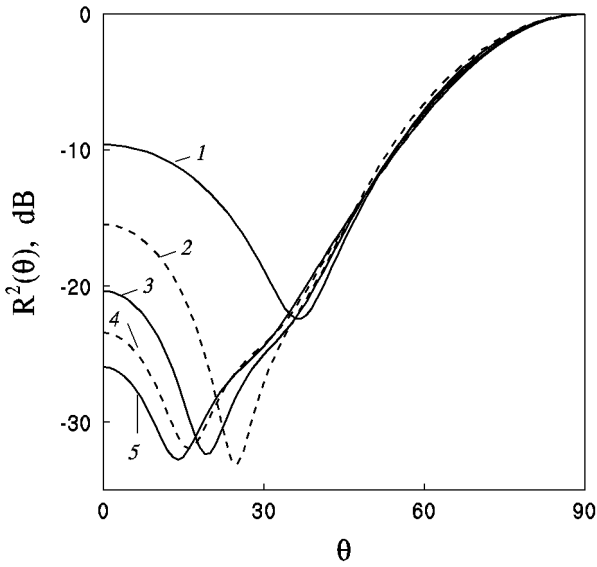


Рис. 3. Характеристики направленности при различных значениях размера L :
 1 - $L^* = 0$, 2 - $L^* = 0.81$, 3 - $L^* = 1.62$, 4 - $L^* = 2.43$, 5 - $L^* = 3.24$

ковой поверхности конуса приводит к снижению уровня боковых лепестков диаграммы направленности при сохранении практически неизменной ширины главного лепестка. Это наиболее заметно для $0 \leq L^* \leq 0.81$. Однако дальнейшее увеличение L^* влияет на снижение уровня бокового поля уже в меньшей степени.

Теперь рассмотрим, как влияет на характеристику направленности ширина кольцевой поверхности торцевого экрана b . Чтобы оценить вклад именно этого фактора, положим дополнительно $L^* = 0$. На рис. 4, а представлены зависимости $R^2(\theta)$ от b^* (кольцевая поверхность экранов считается акустически мягкой). Как видим, влияние этого параметра на диаграмму направленности неоднозначно: с одной стороны, уровень бокового поля снижается, а с другой – увеличивается ширина основного лепестка. Исходя из этого, рационально выбирать величину b^* в диапазоне $0.2 \div 0.5$. Дальнейшее увеличение b^* не способствует улучшению направленных свойств излучающей системы. Аналогичная картина наблюдается и при $L^* = 0.81$ (рис. 4, б). Исходя из этого, в дальнейшем будем рассматривать только экраны без кольцевой поверхности ($b^* = 0$).

Перейдем к рассмотрению случая, когда оболочка заполнена средой, характеристики которой совпадают с акустическими параметрами внешней среды. Будем считать, что внутренний объем

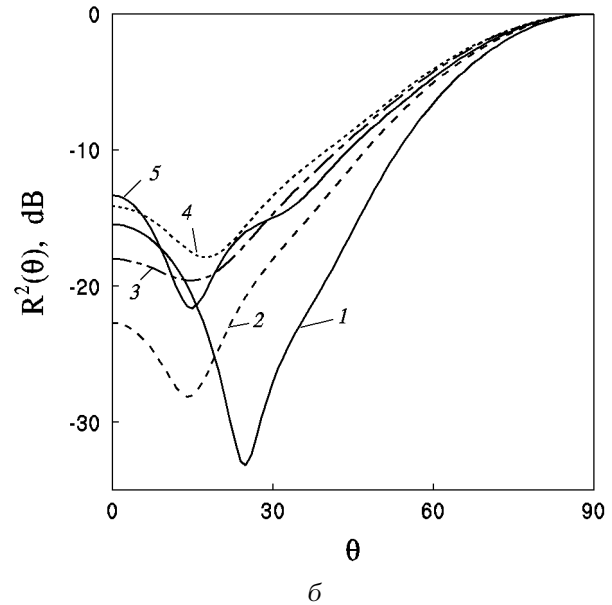


Рис. 4. Характеристики направленности при различных значениях размера b^* :

а - $L^* = 0$, б - $L^* = 0.81$;
 1 - $b^* = 0$, 2 - $b^* = 0.27$, 3 - $b^* = 0.54$, 4 - $b^* = 0.81$, 5 - $b^* = 1.89$

набора из пьезооболочек закрывают акустически мягкие крышки: $\Phi_V = 0$ при $z = \pm H$, $0 \leq R \leq R_0$ (рис. 5). Сравнивая эти графики с рис. 3 (вакуум внутри решетки), отмечаем их сходный характер. В то же время, наличие среды внутри набора из пьезооболочек делает боковое поле диаграммы направленности более равномерным. При этом ширина главного лепестка меняется незначительно.

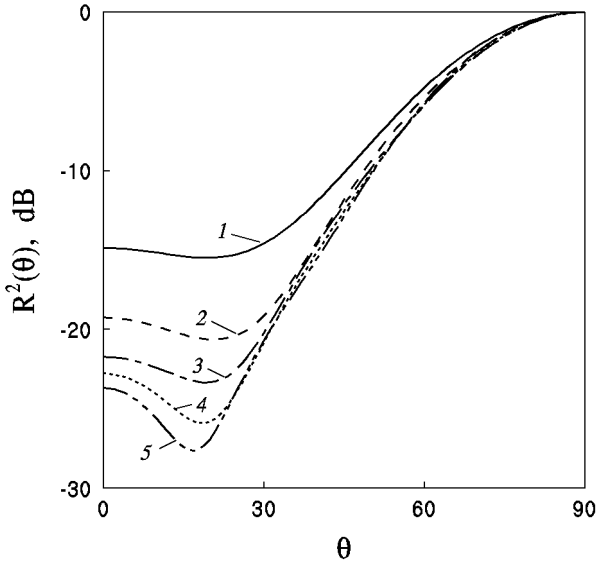


Рис. 5. Характеристики направленности при различных значениях размера L^* (внутри решетки – акустическая среда):
 1 – $L^* = 0$, 2 – $L^* = 0.81$, 3 – $L^* = 1.62$, 4 – $L^* = 2.43$, 5 – $L^* = 3.24$

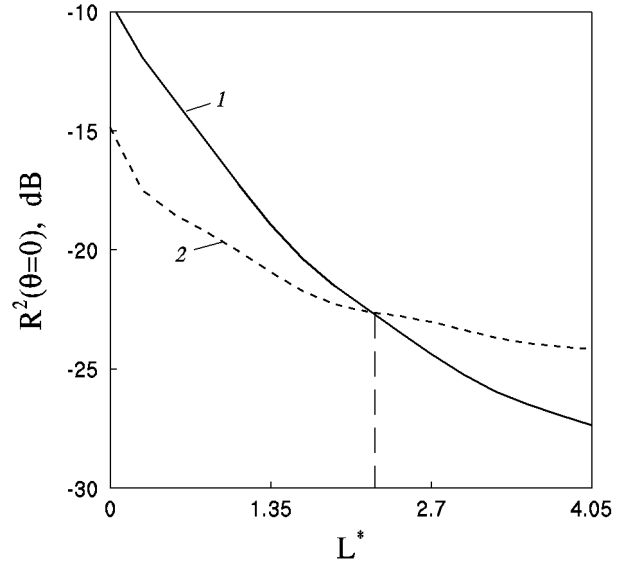


Рис. 6. Зависимость уровня бокового поля (в направлении $\theta = 0^\circ$) от размера L^* :
 1 – внутри решетки – вакуум,
 2 – внутри решетки – акустическая среда

Отдельно, на рис. 6, приведены графики изменения уровня бокового поля в направлении $\theta = 0^\circ$ как функции длины конической поверхности экрана L^* для случаев наличия и отсутствия среды внутри решетки. Как уже подчеркивалось, при малых L^* уровень бокового поля изменяется довольно сильно. В этом диапазоне длин экрана при заполнении решетки средой боковое поле ослабляется. При $L^* \approx 2.16$ обе кривые пересекаются. Для $L^* > 2.16$ более высокий уровень бокового поля наблюдается в случае заполнения водой внутренности из оболочек.

Представляют интерес диаграммы направленности решетки, заполненной акустической средой, рассчитанные на частоте $f/f_0 = 0.323$, для которой имеет место ярко выраженный резонансный эффект повышения излучаемой решеткой мощности (см. [2, рис. 7]). Такие зависимости для различных L^* представлены на рис. 7 (кривые 1–8). Понятно, что волновые размеры излучающей системы значительно снижаются при переходе от частоты излучения $f/f_0 = 1.0$ к частоте $f/f_0 = 0.323$. Это находит свое отражение в том, что направленность излучения здесь выражена гораздо слабее. Так, при $L^* \leq 0.81$ (кривые 1 и 2) излучающая система является практически ненаправленной. Естественно, с ростом L^* максимум диаграммы направленности становится выраженным более

ярко (см. кривые 3–8).

Кривая 9 на рис. 7 соответствует системе с экранами с $L^* = 0.81$, излучающей на частоте $f/f_0 = 0.713$. Напомним, что именно в этом частотном диапазоне центральная оболочка поглощает энергию из звукового поля (см. [2, рис. 7]). Как видно из графика, этот эффект приводит к формированию в дальнем поле почти одинаковых потоков энергии в двух направлениях: $\theta = 0^\circ$ и $\theta = 90^\circ$.

Чтобы убедиться в эффективности проведенного математического моделирования рассматриваемой решетки, был создан макет излучающей системы. Торцевые экраны были изготовлены из акустически мягкой резины марки ИРП–1207 [3], используемой в гидроакустической технике для создания поверхностей, близких по свойствам к акустически мягким. Конструкция торцевых экранов соответствовала следующей ситуации: $b^* = 0$, $1.62 \leq L^* \leq 3.24$. Эксперименты показали, что ширина основного лепестка характеристики направленности (на уровне -3 дБ) составляет $\approx 33^\circ$, в то время как теоретические расчеты (рис. 3) дают $\approx 36^\circ$. Уровень бокового поля (в направлении $\theta = 0^\circ$) при изменении величины L^* в этих же пределах составляет: от -20 до -23 дБ по результатам эксперимента и от -20 до -26 дБ, согласно теоретическим расчетам. Это позволяет говорить о высокой эффективности предложенного метода расчета акустических характеристик решетки, со-

стоящей из цилиндрических излучателей.

ВЫВОДЫ

1. Проведенный анализ дальнего поля показал, что использование торцевых экранов с акустически мягкими поверхностями является эффективным способом формирования направленных свойств рассматриваемой излучающей системы. При этом торцевые экраны, полностью выполненные из акустически мягкого материала, обладают существенным преимуществом по сравнению с акустически жесткими экранами и экранами с комбинированными поверхностями. В частности:

- установлено, что увеличение длины конечной поверхности торцевых экранов L приводит к эффективному снижению уровня бокового поля. При этом основной лепесток характеристики направленности практически не изменяется;
- показано, что изменение ширины кольцевого основания торцевых экранов b влияет как на основной лепесток диаграммы направленности, так и на уровень бокового поля;
- показано, что при заполнении внутреннего объема решетки акустической средой общая картина изменения характеристики направленности излучателя при увеличении параметра L остается такой же, как и для оболочек, внутри которых находится вакуум. При этом для $0 \leq L^* \leq 2.16$ решетка, заполненная средой, имеет меньший уровень бокового поля, а для $L^* > 2.16$ – больший;
- установлено, что на частоте $f/f_0 = 0.716$, когда центральная оболочка работает в режиме поглощения энергии из звукового поля, в дальнем поле формируются практически одинаковые энергетические потоки в направлениях $\theta = 0^\circ$ и 90° .

2. Результаты экспериментальных исследований, проведенных на макете излучателя, показали удовлетворительное совпадение с результатами теоретических расчетов, что говорит о правомерности построенной теоретиче-

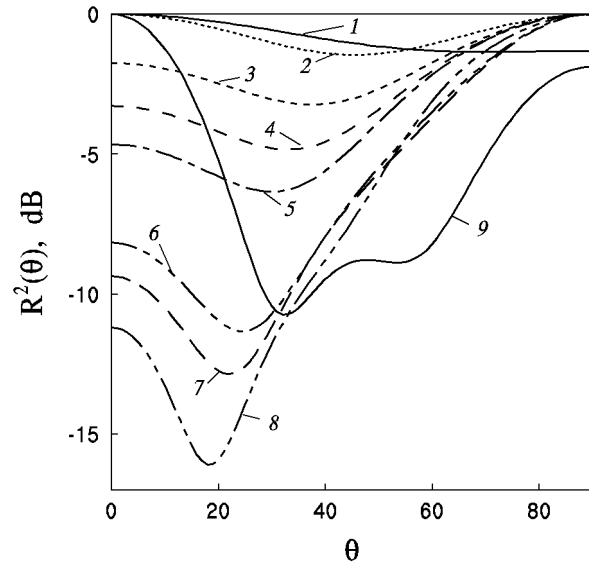


Рис. 7. Характеристики направленности при различных значениях размера L^* (внутри решетки – акустическая среда), рассчитанные при $f/f_0 = 0.323$ (1–8) и $f/f_0 = 0.716$ (9):
 1 – $L^* = 0$, 2 – $L^* = 0.81$, 3 – $L^* = 1.62$, 4 – $L^* = 2.43$,
 5 – $L^* = 3.24$, 6 – $L^* = 6.48$, 7 – $L^* = 9.18$, 8 – $L^* = 11.88$,
 9 – $L^* = 0.81$

ской модели излучателя и эффективности расчетной методики.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Автор выражает глубокую признательность профессору И. В. Вовку за постоянное внимание и поддержку в ходе выполнения работы.

1. Вовк И. В., Мацьпура В. Т. Излучение звука решеткой, образованной соосными цилиндрическими пьезокерамическими оболочками с торцевыми экранами. Часть I. Теория // Акуст. вісн.– 2001.– 4, N 2.– С. 11–17.
2. Вовк И. В., Мацьпура В. Т. Излучение звука решеткой, образованной соосными цилиндрическими пьезокерамическими оболочками с торцевыми экранами. Часть II. Анализ численных результатов: ближнее поле и излучаемая мощность // Акуст. вісн.– 2001.– 4, N 4.– С. 11–17.
3. Евтютов А. П., Колесников А. Е., Корепин Е. А. и др. Справочник по гидроакустике.– Л.: Судостроение, 1988.– 549 с.