АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 38 1992 Вып. 3

УДК 534

© 1992 г. А.М. Карновский

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ ИСТОЧНИКА КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ В ПРИСУТСТВИИ ВЗВОЛНОВАННОЙ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА СРЕД

В рамках метода Кирхгофа получено приближенное представление среднего поля источника конечных размеров в присутствии взволнованной границы с плавными неровностями, значительно превышающими длину волны в приближении однократного взаимодействия его поля с границей, с учетом затенений одной части границы другой и однократного рассеяния на ней. Показано, что при определенных условиях учет многократного взаимодействия источника с границей рассмотренного типа необязателен при оценках среднего поля, а достаточным является учет только первого акта взаимодействия.

В работе [1] получено приближенное представление среднего поля источника конечных размеров в присутствии взволнованной границы с учетом эффектов многократного взаимодействия с границей и затенений одних ее частей другими в приближении однократного рассеяния. Ниже рассматривается иной подход к задаче и устанавливается взаимосвязь и область применимости результатов, полученных в [1] и в данной работе.

Примем, как и в [1], что источник ограничен поверхностью S_0 и исследование свойств его акустического поля выполним в рамках метода интегральных уравнений Гельмгольца [2, 3]. Положим, что статистически взволнованная граница раздела сред вода – воздух $S_г$ характеризуется плавными неровностями, значительно превышающими длину волны λ дифрагирующего поля, и описывается гауссовым законом с дисперсией σ, нулевым математическим ожиданием и дисперсией распределения наклонов поверхности γ_0. Пусть на поверхности S_0 задана нормальная составляющая колебательной скорости $v(\zeta)$ (рисунок), а источник расположен так, что выполняются условия применимости метода Кирхгофа [4], в том числе – требование $kR \gg 1 \forall R$ (R – расстояние между любой из точек на S_0 и $S_г$), что обеспечивается при минимальном значении $R = R_{min} = 1{,}5\lambda$. Выберем также значение $z_г$ ближайшей к средней поверхности взволнованной границы $S_{г0}$ точки $\zeta \in S_0$ равным $2\sigma + 1{,}5\lambda$, что с вероятностью, превышающей 0,95, обеспечивает расположение источника в волновой зоне относительно поверхности $S_г$. Интересующее нас рассмотрение проведем на основе интегральной формулы Гельмгольца [2, 3]

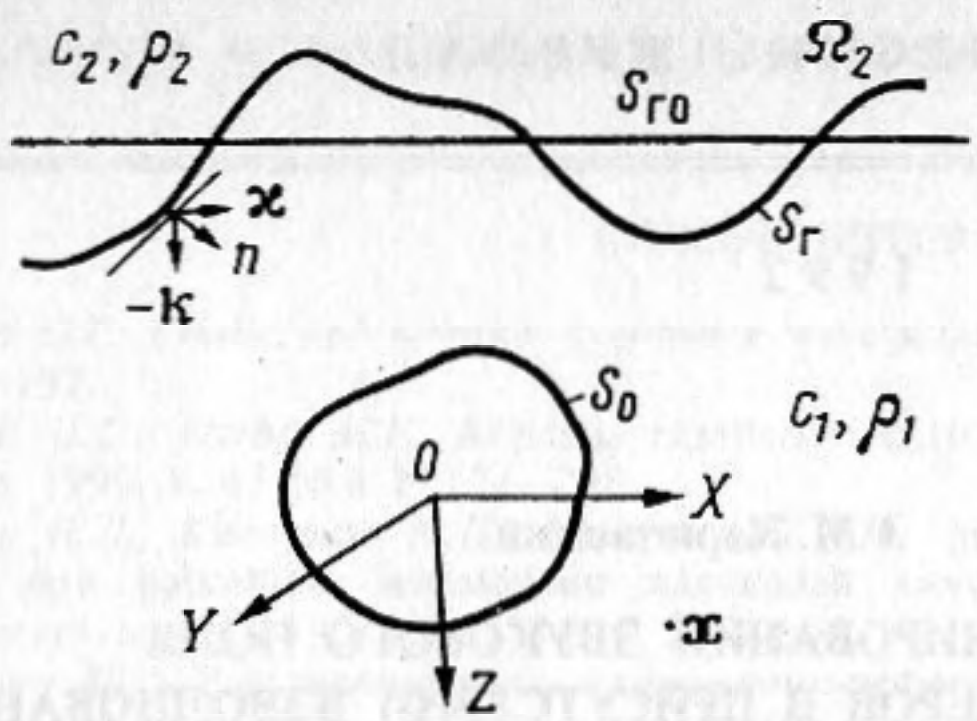
$$P(\mathbf{x}) = \frac{1}{4\pi}\int_S d\zeta\left[p(\zeta)\frac{\partial}{\partial n_\zeta} + iv(\zeta)\right] G(\mathbf{x},\zeta), \tag{1}$$

в которой $G(\mathbf{x}, \zeta)$ – функция Грина, $S = S_0 \cup S_г$, а неизвестные значения $p(\zeta) \forall \zeta \in S_0 \cup \cup S_г$ определим в рамках интегральных уравнений Гельмгольца [5].

Выражение (1) в данной задаче описывает мгновенное значение поля рассматриваемого источника в точке $\mathbf{x}$ внешней области задачи Ω и с учетом [4] в приближении Кирхгофа может быть представлено в виде

$$P(\mathbf{x}) = \frac{1}{4\pi}\int_{S_0} d\zeta\left[p(\zeta)\frac{\partial}{\partial n_\zeta} + iv(\zeta)G(\mathbf{x},\zeta) + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{4\pi}\int_{S_0} d\zeta\left[p(\zeta)\frac{\partial}{\partial n_\zeta} + iv(\zeta)\right] \frac{1}{4\pi}\int_{S_г} \tau(\mathbf{y})\frac{\partial}{\partial u_y}\frac{e^{-i|\mathbf{x}-\mathbf{y}|-i|\zeta-\mathbf{y}|}}{|\mathbf{x}-\mathbf{y}|\,|\zeta-\mathbf{y}|}d\mathbf{y}, \quad \zeta \in S_0, \tag{2}$$



Геометрия задачи. На рисунке обозначено c_1, c_2 и ρ_1, ρ_2 – соответственно скорость звука и плотность воды и воздуха

где $\tau(\mathbf{y})$ – локальный коэффициент отражения в точке $\mathbf{y} \in S_\Gamma$. Очевидно, что определение среднего значения поля непосредственно связано с вычислением среднего значения величины $p(\zeta)$, $\zeta \in S_0$, чему и будут посвящены дальнейшие выкладки. Воспользовавшись представлением интегрального уравнения Гельмгольца для поверхности задачи, запишем

$$2\pi p(\zeta) = \int_S d\gamma \left\{ p(\gamma) \frac{\partial G(\zeta, \gamma)}{\partial n_\gamma} + i\upsilon(\gamma) G(\zeta, \gamma) \right\}, \quad \zeta \in S, \tag{3}$$

где введены безразмерные величины $p(\gamma) = p^0(\gamma)/\rho_1 e_1 \upsilon_0^0$; υ_0^0 – нормальная составляющая колебательной скорости в точке приведения; $\upsilon(\gamma) = \upsilon^0(\gamma)/\upsilon_0^0$, $\gamma = k\gamma^0$, $\zeta = k\zeta^0$, пределы изменения переменных γ и γ^0 в областях S и S^0 связаны соотношением $S = k^2 S^0$. (Заметим, что представление поля в виде (2) может быть получено аналогично сформулированному ниже соответствующему выражению для интегрального уравнения (3).)

Перепишем (3), выделив явно член, содержащий интегрирование по поверхности S_Γ:

$$2\pi p(\zeta) = \int_{S_0} d\gamma \left[p(\gamma) \frac{\partial G(\zeta, \gamma)}{\partial n_\gamma} + i\upsilon(\gamma) G(\zeta, \gamma) \right] +$$

$$+ \int_{S_\Gamma} d\gamma \left[p(\gamma) \frac{\partial G(\zeta, \gamma)}{\partial n_\gamma} + i\upsilon(\gamma) G(\zeta, \gamma) \right]. \tag{4}$$

Согласно [4], для точек $\zeta \in S_\Gamma$ второму интегралу в (2) может быть придан смысл поля, рассеянного границей S_Γ. Основываясь на результатах [4], в приближении Кирхгофа при условии, что источник расположен в зоне Фраунгофера поверхности S_Γ для давления в рассеянной границей волне, запишем

$$p_r(\zeta) = \frac{1}{4\pi} \int_{S_\Gamma} \tau(\gamma) \frac{\partial}{\partial n_\gamma} \frac{e^{-i|\zeta - \gamma|}}{|\zeta - \gamma|} p_0(\gamma) d\gamma, \tag{5}$$

где падающая волна $p_0(\gamma)$ имеет вид

$$p_0(\gamma) = \frac{1}{4\pi} \int_{S_0} d\mathbf{y} \left[p(\mathbf{y}) \frac{\partial G(\gamma, \mathbf{y})}{\partial n_y} + i\upsilon(\mathbf{y}) G(\gamma, y) \right]. \tag{6}$$

Объединяя (5) и (6), полагая $G(\gamma, \mathbf{y}) = e^{-i|\gamma - \mathbf{y}|}/|\gamma - \mathbf{y}|$ и меняя местами порядок интегрирования, получим

$$p_r(\zeta) = \frac{1}{4\pi} \int_{S_0} d\mathbf{y} \left\{ p(\mathbf{y}) \frac{\partial}{\partial n_y} + i\upsilon(\mathbf{y}) \right\} \left\{ \frac{1}{4\pi} \int_{S_\Gamma} d\gamma \tau(\gamma) \frac{\partial}{\partial n_\gamma} \frac{e^{-i|\zeta - \gamma| - i|\gamma - \mathbf{y}|}}{|\zeta - \gamma| \, |\gamma - \mathbf{y}|} \right\}. \tag{7}$$

С учетом (7) точное выражение (4) в приближении Кирхгофа для точек $\zeta \in S_0$ за-

пишем в виде

$$2\pi p(\zeta)=\int\limits_{S_0} d\gamma\,[\,p(\gamma)\frac{\partial G(\zeta,\gamma)}{\partial n_\gamma}+iv(\gamma)G(\zeta,\gamma)\,]\;+$$

$$+\int\limits_{S_0} dy\left\{p(y)\frac{\partial}{\partial n_y}+iv(y)\right\}[\,\frac{1}{4\pi}\int\limits_{S_\Gamma}\tau(\gamma)\frac{\partial}{\partial n_\gamma}\frac{e^{-i|\zeta-\gamma|-i|\gamma-y|}}{|\zeta-\gamma|\,|\gamma-y|}d\gamma, \qquad (8)$$

где $G(\zeta,\gamma)=e^{-i|\zeta-\gamma|}/|\zeta-\gamma|$. Усредняя выражение (8) по реализациям поверхности S_Γ, среднее значение поля на поверхности источника определим формулой

$$2\pi\langle p(\zeta)\rangle=\int\limits_{S_0} d\gamma[\langle p(\gamma)\rangle\frac{\partial G(\zeta,\gamma)}{\partial n_\gamma}+iv(\gamma)G(\zeta,\gamma)]\;+$$

$$+\int\limits_{S_0} d\gamma iv(\gamma)\langle\frac{1}{4\pi}\int\limits_{S_\Gamma}\tau(y)\frac{\partial}{\partial n_y}\frac{e^{-i|\zeta-y|-i|\gamma-y|}}{|\zeta-y|\,|\gamma-y|}dy\rangle+$$

$$+\int\limits_{S_0} d\gamma\langle p(\gamma)\frac{\partial}{\partial n_\gamma}\frac{1}{4\pi}\int\limits_{S_\Gamma}\tau(y)\frac{\partial}{\partial n_y}\frac{e^{-i|\zeta-y|-i|\gamma-y|}}{|\zeta-y|\,|\gamma-y|}dy\rangle. \qquad (9)$$

Вычисление $\langle p(\zeta)\rangle$ согласно (9) может быть проведено различными способами. Например, может быть применен своеобразный статистический способ, согласно которому при заданном типе случайной поверхности S_Γ находятся частные ("мгновенные") решения уравнения (9) для отдельных ее реализаций, а затем результаты усредняются. Другим способом является аналитический подход к вычислению $\langle p(\zeta)\rangle$. В частности, для принятого нами типа волнения возможно получение приближенного аналитического представления для искомой величины, что и обсуждается далее. Заметим, что согласно [1], с точностью до $\rho_2 c_2/\rho_1 c_1\sim 10^{-3}$ значение локального коэффициента отражения $\tau(y)\approx -1$. Поэтому можно воспользоваться результатами [4] и записать

$$\langle T(\zeta,\gamma)\rangle\equiv\langle\frac{1}{4\pi}\int\limits_{S_\Gamma}\tau(y)\frac{\partial}{\partial n_y}\frac{e^{-i|\zeta-y|-i|\gamma-y|}}{|\zeta-y|\,|\gamma-y|}dy\rangle=$$

$$=\begin{cases}[1-\mathrm{Erfc}\,(\frac{a}{\sqrt{2}})]\;[1-2\Lambda(a)]\;e^{-2(\sigma\cos\theta)^2}, & a\gg 1\\ [1-\mathrm{Erfc}\,(\frac{a}{\sqrt{2}})]\,\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int\limits_{-\infty}^{\infty}dx\,\exp\left\{-\frac{x^2}{2}-i2\cos\theta\sigma x-\right.\\ \left.-\Lambda(a)\,\mathrm{Erfc}(x)\right\}, & a\lesssim 1,\end{cases} \qquad (10)$$

где θ – угол между нормалью к средней линии $S_{\Gamma 0}$ поверхности S_Γ и отрезком, соединяющим точку ζ и точку, симметричную точке γ относительно $S_{\Gamma 0}$; $a=\mathrm{ctg}\,\theta/\gamma_0$,

$$\Lambda(a)=\frac{1}{2a}[\,\sqrt{\frac{2}{\pi}}\,e^{-a^2/2}-a\,\mathrm{Erfc}\,(\frac{a}{\sqrt{2}})\,],$$

$$\mathrm{Erfc}(x)=1-\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int\limits_0^x e^{-t^2}dt.$$

Таким образом, второе слагаемое в выражении (9) может быть вычислено. При этом основные сложности при аналитическом подходе к вычислению $\langle p(\zeta)\rangle$ связаны с формализацией третьего слагаемого в (9), поскольку его вычисление связано с усреднением произведения двух функций, одна из которых неизвестна. Рассмотрим некоторые пути вычисления этого слагаемого. Например, если представить величину

$p(\zeta)$ в виде $p(\zeta)=\langle p(\zeta)\rangle+\delta(\zeta)$, где $\delta(\zeta)$ – случайная добавка, то вместо (9) можно записать

$$2\pi\langle p(\zeta)\rangle=\int_{S_0} d\gamma[\langle p(\gamma)\rangle\frac{\partial G(\zeta,\gamma)}{\partial n_\gamma}+iv(\gamma)G(\zeta,\gamma)]+$$

$$+\int_{S_0} d\gamma[\langle p(\gamma)\rangle\frac{\partial}{\partial n_\gamma}+iv(\gamma)]\langle T(\zeta,\gamma)\rangle+\int_{S_0} d\gamma\langle\delta(\gamma)\frac{\partial T(\zeta,\gamma)}{\partial n_\gamma}\rangle.$$

В том случае, когда

$$\left|\int_{S_0} d\gamma\langle\delta(\gamma)\rangle\frac{\partial T(\zeta,\gamma)}{\partial n_\gamma}\right|\ll\left|\int_{S_0} d\gamma[\langle p(\gamma)\rangle\frac{\partial}{\partial n_\gamma}+iv(\gamma)]\langle T(\zeta,\gamma)\rangle\right|, \tag{11}$$

третьим слагаемым в (9) можно пренебречь и тогда значение $\langle p(\zeta)\rangle$ может быть количественно определено. Однако строго аналитически обосновать справедливость условия (11) не представляется возможным.

Другой путь основан на линейности рассматриваемой задачи и следующей из этого положения правомочности принципа суперпозиции, позволяющего представить $p(\gamma)$ в (9) в виде ряда

$$p(\gamma)=p_i(\gamma)+\sum_{m=1}^{\infty} p_{r,m}(\gamma), \tag{12}$$

где $p_i(\gamma)$ и $p_{r,m}(\gamma)$ – решения уравнений, вид которых следует из выражения (8):

$$2\pi p_i(\zeta)-\int_{S_0} p_i(\gamma)\frac{\partial}{\partial n_\gamma}\frac{e^{-i|\zeta-\gamma|}}{|\zeta-\gamma|}d\gamma=i\int_{S_0} v(\gamma)\frac{e^{-i|\zeta-\gamma|}}{|\zeta-\gamma|}d\gamma,$$

$$2\pi p_{r,m}(\zeta)-\int_{S_0} p_{r,m}(\gamma)\frac{\partial}{\partial n_\gamma}\frac{e^{-i|\zeta-\gamma|}}{|\zeta-\gamma|}d\gamma= \tag{13}$$

$$=\int_{S_\Gamma}\tau(\mathbf{r})\frac{\partial}{\partial n_\gamma}\left\{\frac{e^{-i|\zeta-\mathbf{r}|}}{|\zeta-\mathbf{r}|}\frac{1}{4\pi}\int_{S_0}[p_i(\gamma)\frac{\partial}{\partial n_\gamma}\frac{e^{-i|\mathbf{r}-\gamma|}}{|\mathbf{r}-\gamma|}+iv(\gamma)\frac{e^{-i|\mathbf{r}-\gamma|}}{|\mathbf{r}-\gamma|}]\,d\gamma\right\}dr. \tag{14}$$

Согласно (13) и (14) дискурсивное представление (12) включает в себя поле источника в свободной среде $p_i(\zeta)$, определяемое как решение уравнения (13). В свою очередь решение уравнения (14) при $m=1$, т.е. $p_{r,1}(\zeta)$, определяет поле, дифрагирующее на абсолютно жесткой поверхности некоторого источника, идентичного по размерам, форме и расположению заданному источнику, поле которого однократно отражено границей. При $m>1$ решение (14) описывает поле, дифрагирующее на упомянутой абсолютно жесткой поверхности после $m>1$ отражений от границы. Усреднение уравнений (13) и (14) по реализациям границы позволяет получить выражения, в левой части которых находятся функции $\langle p_i(\zeta)\rangle$, $\langle p_{r,m}(\zeta)\rangle$, $m=\overline{1,\infty}$. Отметим, что решение уравнения (13) не зависит от вида границы S_Γ, тогда как, усредняя выражение (14) при $m=1$, можно в правой его части выделить выражение, совпадающее с соотношением (10) или производной от него. В принятых обозначениях уравнение на $\langle p_{r,1}(\zeta)\rangle$ имеет вид

$$2\pi\langle p_{r,1}(\zeta)\rangle-\int_{S_0}\langle p_{r,1}(\gamma)\rangle\frac{\partial}{\partial n_\gamma}\frac{e^{-i|\zeta-\gamma|}}{|\zeta-\gamma|}d\gamma=\int_{S_0} d\gamma\,[p_i(\gamma)\frac{\partial}{\partial n_\gamma}+iv(\gamma)]\langle T(\zeta,\gamma)\rangle. \tag{15}$$

Заметим, что правая часть уравнения (15) описывает среднее значение отраженного от границы поля источника без учета дифракции на его поверхности отраженного поля.

Если $m\geqslant 2$, то при усреднении (14) функцию $p_{r,m-1}(\gamma)$ нельзя вынести из-под знака усреднения, поскольку эта величина будет определяться видом поверхности S_Γ. Поэтому в правой части (14) будет находиться комбинация $\langle p_{r,m-1}(\gamma)T(\zeta,\gamma)\rangle$, для которой не представляется возможным сформулировать определяющее ее уравнение.

Однако существует возможность оценить порядки интересующих нас величин, например, так, как это проделано в [4]. Согласно [4], значение $T(\zeta, \gamma) \sim 1/(z_\zeta - z_\gamma)$, где $z_{\zeta(\gamma)}$ – расстояние по вертикали между точками $\zeta(\gamma)$ и средней линией $S_{\text{г}0}$ поверхности $S_{\text{г}}$. Если $z_{\text{т}}$ – заглубление ближайшей к $S_{\text{г}}$ точки на S_0, то величина $z_{\text{т}} \leqslant z_{\zeta(\gamma)} \forall \zeta(\gamma) \in S_0$ и по порядку величины значение $T(\zeta, \gamma) \lesssim 1/z_{\text{т}}$. В свою очередь из вида соотношения (15) можно сделать вывод о том, что $|\langle p_{r,1}(\gamma)\rangle| \sim |p_i(\gamma)|/z_{\text{т}}$. Поскольку в соответствии с методом Кирхгофа в рассматриваемой задаче $z_{\text{т}} \gg 1$, можно предположить, что члены ряда в (12) будут быстро убывать с ростом m. Исходя из этих качественных соображений примем следующую схему определения функции $\langle p(\gamma)\rangle$ на основе выражений (13), (14). Прежде всего определяется решение этих уравнений, и если выполняется условие $\max_\gamma |\langle p_{r,1}(\gamma)\rangle| \ll \min_\gamma |p_i(\gamma)|$ $\gamma \in S_0$, то значениями $|\langle p_{r,m}(\gamma)\rangle|$ при $m > 1$ можно пренебречь по сравнению с $|p_i(\gamma)|$ и с точностью до порядка $|\langle p_{r,1}(\gamma)\rangle / p_i(\gamma)|^2$ выполняется равенство

$$\langle p(\gamma)\rangle \approx p_i(\gamma) + \langle p_{r,1}(\gamma)\rangle. \tag{16}$$

В том случае, когда условие пренебрежения значениями $p_{r,m}(\gamma)$, $m > 1$ не выполняется, вычисление функций $\langle p_{r,m}(\gamma)\rangle$, $\gamma \in S_0$ может быть выполнено упомянутым выше статистическим методом при условии ограничения (по выбранному критерию) бесконечного ряда в (12).

Используя приведенные выше соображения, учитывая приближение (16) и пренебрегая во втором члене суммы в (2) величиной $\langle p_{r,1}(\gamma)\rangle$ по сравнению с $p_i(\gamma)$, получим приближенное выражение для среднего поля

$$\langle P(\mathrm{x})\rangle \approx \frac{1}{4\pi} \int_{S_0} d\gamma \left\{ [p_i(\gamma) + \langle p_{r,1}(\gamma)\rangle] \frac{\partial}{\partial n_\gamma} + iv(\gamma) \right\} G(\mathrm{x}, \gamma) +$$

$$+ \frac{1}{4\pi} \int_{S_0} d\gamma \left[p_i(\gamma) \frac{\partial}{\partial n_\gamma} + iv(\gamma) \right] \langle T(\mathrm{x}, \gamma)\rangle, \quad \mathrm{x} \in \Omega. \tag{17}$$

Основываясь на приведенных соотношениях и используя методику перехода от интегральных уравнений к системам алгебраических уравнений, описанную в [1, 6], был выполнен расчет средних диаграмм направленности и распределения средних значений активной и реактивной компонент полного удельного акустического сопротивления вдоль образующей источника цилиндрической формы радиуса $R_{\text{и}}$ и высоты H. Предполагалось, что на боковой поверхности источника $S_{\text{б}}$ задана нормальная составляющая колебательной скорости $v = \exp\{-i(z_\gamma - z_{\text{т}})\cos\vartheta_0\}$, а на торцах $v = 0$ (ϑ_0 – угол компенсации диаграммы направленности в вертикальной плоскости, z_γ – цилиндрическая координата точки на $S_{\text{б}}$). Минимальное значение $z_{\text{т}}$ выбиралось с учетом параметров волнения (значений σ и γ_0) так, как это оговорено в работе. Полученные результаты сравнивались с данными, вытекающими из подхода, изложенного в [1], который основан на предположении о справедливости неравенства (11). При этом установлено, что значения функций $p_i(\zeta)/v(\zeta)$, $[p_i(\zeta) + p_{r,1}(\zeta)] / v(\zeta)$, найденные согласно методике, изложенной в данной работе, и значения $\langle p(\zeta)\rangle / v(\zeta)$, вычисленные по методике [1], практически совпадают. Например, различия модулей этих функций не превышают 1% при $z_{\text{т}} = 1{,}7\lambda$, $\gamma_0 = 1/9$, $\sigma = 0{,}2\lambda$ и 0,01% при $z_{\text{т}} = 5\lambda$, $\gamma_0 = 1/3$, $\sigma = 1/2\lambda$ для источника с размерами $2R_{\text{и}} \times H = (3 \times 2)\lambda$. Для этого источника при указанных исходных данных различия в значениях модуля средних значений диаграммы направленности не превышают 1%. Причиной такого практически полного совпадения результатов является малость значения $|\langle p_{r,1}(\zeta)\rangle|$ по сравнению с $|p_i(\zeta)|$. Исходя из этого, для тех случаев, когда выполняется неравенство $|\langle p_{r,1}(\zeta)\rangle| \ll |p_i(\zeta)|$, при расчетах средних характеристик звукового поля источника конечных размеров возможно использование более простой (в смысле процедуры вычислений) модели, приведенной в [1]. В свою очередь изложенные результаты численных оценок опосредованно подтверждают интуитивное предположение о справедливости неравенства (11).

Таким образом, на основании изложенного можно считать, что для рассматриваемого нами крупномасштабного волнения границы раздела сред вода – воздух, учет многократного взаимодействия поля источника конечных размеров с границей не обязателен при оценке средних характеристик его поля. При этом достаточным является учет только первого акта взаимодействия его поля с данной границей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Карновский А.М., Лейко А.Г., Супрун А.Д.* Звуковое поле акустического источника конечных размеров в присутствии взволнованной границы раздела сред вода – воздух // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 6. С. 1031–1037.
2. *Купрадзе В.Д.* Методы потенциала в теории упругости. М.: Физматгиз, 1963. 472 с.
3. *Wilcox C.H.* A generalisation of the theory of Rellich and Atkinson // Proc. Amer. Math. Soc. 1956. V. 7. P. 271–276.
4. *Басс Ф.Г., Фукс И.М.* Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972. 424 с.
5. *Shenk H.A.* Improved integral formulation for acoustic radiation Problems // J. Acoust. Soc. Amer. 1968. V. 44. № 1. P. 41–48.
6. *Карновский А.М., Лейко А.Г., Супрун А.Д.* К определению звукового поля акустического источника конечных размеров в присутствии границы раздела сред // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 5. С. 880–886.

Киевский научно-исследовательский институт гидроприборов

Поступила в редакцию 01.08.91

A.M. Karnovsky

SPECIAL FEATURES OF FORMATION OF FINITE DIMENSIONS SOURCE SOUND FIELD IN RUFFLED INTERFACE PRESENCE

The field of a finite dimensions sound source in the presence of the ruffled boundary with slope unevennesses is considered in the framework of the Kirchhoff method. The average field representation in the presence of such boundary is obtained in the approximation of a single interaction of the field with the boundary taking account of one part of the boundary shading by another part and single scattering by the boundary. It is shown that such representation formalization can be provided for by different methods: either on the basis of an original statistical method or on the basis of an analytical approach. In the last case which is basic to the consideration, a discursive two-component representation of the field on the source surface is introduced, the first component determining the source field in a free medium under the condition that the value of the oscillation velocity normal component on the source active surface is given. The second component is a field scattered by an absolutely rigid cylindrical surface identical to the given source by its dimensions and position. The comparison of the obtained results with known data [1] for the field of such source in the case of multiple interaction with the boundary is conducted. It is shown that the last should not be taken into account necessarily in the estimation of average characteristics of the source and it is enough to take account only of the first time interaction of its field with the boundary of the considered type.