АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 37 1991 Вып. 2

УДК 534.23

© 1991 г.

А. В. Генералов

ЗВУКОВОЕ ПОЛЕ МУЛЬТИПОЛЬНОГО ИСТОЧНИКА N-ПОРЯДКА ВБЛИЗИ ТОНКОЙ БЕСКОНЕЧНОЙ ПЛАСТИНЫ

Проведено теоретическое исследование звукового поля монополя, диполя и квадруполя вблизи тонкой пластины. Показано существенное влияние акустических свойств нижней среды и порядка мультиполя на распространение звука.

В работе [1] было проведено теоретическое исследование дискретного спектра звукового поля мультипольного источника N-порядка вблизи тонкой бесконечной пластины, нагруженной на локально реагирующую поверхность. Однако большой практический интерес представляет и анализ полного звукового поля мультипольного источника в зависимости от геометрии и акустических свойств нижней среды. Следуя [1], выразим звуковое поле мультиполя через функцию Грина:

$$P^{(N)}_{i_1, i_2, \ldots, i_N} = \frac{\partial^N G}{\partial y_{i_1} \partial y_{i_2} \ldots \partial y_{i_N}}, \quad i_1, i_2, \ldots, i_N = 1, 2, 3. \tag{1}$$

Производные в (1) берутся по координатам точки И(y_1, y_2, y_3), в которой расположен излучатель. Функцию Грина для пространства, ограниченного тонкой бесконечной пластиной, запишем в виде

$$G = \frac{e^{ik_1 r_1}}{4\pi r_1} + \frac{ik_1}{8\pi} \int\limits_{-\frac{\pi}{2}+i\infty}^{\frac{\pi}{2}-i\infty} \sin\alpha H_0^{(1)}(k_1 r \sin\alpha)\, e^{ik_1(x_2+y_2-2d)\cos\alpha}\, \Gamma(\alpha)\, d\alpha, \tag{2}$$

где $r=\sqrt{(x_1-y_1)^2+(x_3-y_3)^2}$, $r_1=\sqrt{r^2+(x_2-y_2+d)^2}$, $H_0^{(1)}(k_1 r \sin\alpha)$ — функция Ханкеля первого рода нулевого порядка, $k_1 = \dfrac{\omega}{c_1}$ — волновое число в верхней среде; $M(x_1, x_2, x_3)$ — координата точки приема звука. Коэффициент отражения плоских волн $\Gamma(\alpha)=K(\alpha)/B(\alpha)$, а $K(\alpha)$ и $B(\alpha)$ имеют вид

$$K(\alpha) = (2z_- - z_1 + z_2)(2z_\sim - z_1 + z_2) - (z_1 + z_2)^2, \tag{3}$$

$$B(\alpha) = (2z_- + z_1 + z_2)(2z_\sim + z_1 + z_2) - (z_1 - z_2)^2, \tag{4}$$

где $z_1=\rho_1 c_1/\cos\alpha$, $z_2=\rho_2\omega/\sqrt{k_2^2-k_1^2\sin^2\alpha}$ — нормальные импедансы в верхней и нижней полубесконечных средах; z_-, $z_\sim$ — импедансы тонкой пластины, соответствующие продольным и изгибным волнам [2], ρ_0 — плотность пластины, c_- — скорость распространения продольных волн в пластине, ρ_1, ρ_2 — плотность верхней и нижней среды, $k_2 = \dfrac{\omega}{c_2}$ — волновое число в нижней среде.

После подстановки (2) в (1) получаем интегралы типа

$$I_{nm}=\int\limits_{-\frac{\pi}{2}+i\infty}^{\frac{\pi}{2}-i\infty} F_{nm}(\alpha)\, l^{ik_1r_2\cos(\alpha-\theta)}\, d\alpha,\ n, m=0, 1, 2, \ldots, N,$$

$$F_{nm}(\alpha)=\Gamma(\alpha)\cos^m\alpha\sin^{n+1}\alpha H_n^{(1)}(k_1r\sin\alpha)\, l^{-ik_1r\sin\alpha}, \tag{5}$$

где $r_2=\sqrt{r^2+(x_2+y_2-d)^2}$, $H_n^{(1)}(k_1r\sin\alpha)$ – функция Ханкеля первого рода n-порядка, θ – угол падения.

При $k_1r_2\gg 1$ вид интеграла (5) удобен для асимптотического вычисления методом двойной седловой точки. Поскольку $\Gamma(\alpha)$ имеет особые точки (полюсы, точки ветвления), стандартный метод двойной седловой точки не дает равномерного асимптотического приближения. Поэтому необходимо применить модифицированный метод двойной седловой точки. Предполагая, что граница нижней полубесконечной среды обладает локально реагирующими свойствами (т. е. $z_2\approx\rho_2c_2$), запишем равномерное асимптотическое приближение интеграла (5):

$$I_{nm}=(-i)^n\frac{2}{ik_1}\sin^n\theta\cos^m\theta\frac{l^{ik_1r_2}}{r_2}\Big\{\sum_{s=1}^{l}\sqrt{\pi}\, b_{nm}^{s}e^{\tau_s^2}\operatorname{erfc}(\tau_s)+$$

$$+\Big[\Gamma(\theta)-\sum_{s=1}^{l}\frac{b_{nm}^{s}}{\tau_s}\Big]+\frac{1}{ik_1r_2}\Big[\sum_{s=1}^{l}\frac{b_{nm}^{s}}{2\tau_s^3}ik_1r_2+\Gamma(\theta)S_{nm}+\frac{1}{2}\Gamma'(\theta)\operatorname{ctg}\theta+$$

$$+\frac{1}{2}\Gamma''(\theta)+\Gamma'(\theta)(n\operatorname{ctg}\theta-m\operatorname{tg}\theta)\Big]+\frac{1}{(ik_1r_2)^2}[\ldots]+\ldots$$

$$\ldots+O\Big[\frac{1}{(ik_1r_2)}j\Big]\Big\}, \tag{6}$$

где $\tau_s=\sqrt{\frac{k_1r_2}{i}}\{1-\cos(\alpha_{p_s}-\theta)\}^{1/2}$,

$$b_{nm}^{s}=\frac{1}{2}\frac{(i)^nk_1\sqrt{\pi}\, r_2a_{nm}^{s}}{\sin^n\theta\cos^m\theta},$$

$$a_{nm}^{s}=\frac{K(\alpha_{p_S})}{B'(\alpha_{p_S})}\cos^m\alpha_{p_S}\sin^{n+1}H_n^{(1)}(k_1r\sin\alpha_{p_S})\, e^{-ik_1r\sin\alpha_{p_S}},$$

α_{p_S} – однократные корни дисперсионного уравнения $B(\alpha)=0$.

Используя (1)–(6), легко получить равномерные асимптотические приближения звуковых полей – мультипольных источников N-порядка вблизи тонкой пластины, нагруженной на локально реагирующую поверхность. Так, например, для монополей, диполей и квадруполей находим:

$$P^{(0)}=\varphi^{(0)}-\frac{e^{ik_1r_2}}{4\pi r_2}\Big\{\sum_{s=1}^{l}b_{00}^{s}A(\tau_s)-\frac{L}{ik_1r_2}+O\Big[\frac{1}{(ik_1r_2)^2}\Big]\Big\}, \tag{7}$$

$$P_2^{(1)}=\varphi_2^{(1)}-ik_1\frac{\partial r_2}{\partial y_2}\frac{e^{ik_1r_2}}{4\pi r_2}\Big\{\sum_{s=1}^{l}b_{01}^{s}A(\tau_s)-$$

$$-\frac{1}{ik_1r_2}[L-\Gamma'(\theta)\operatorname{tg}\theta]+O\Big[\frac{1}{(ik_1r_2)^2}\Big]\Big\}, \tag{8}$$

$$P_j^{(1)}=\varphi_j^{(1)}-ik_1\frac{\partial r_2}{\partial y_j}\frac{e^{ik_1r_2}}{4\pi r_2}\left\{\sum_{s=1}^{l}b_{10}{}^sA(\tau_s)-\frac{1}{ik_1r_2}[L+\Gamma'(\theta)\operatorname{ctg}\theta]+\right.$$

$$\left.+O\left[\frac{1}{(ik_1r_2)^2}\right]\right\}, \tag{9}$$

$$P_{22}^{(2)}=\varphi_{22}^{(2)}+k_1{}^2\left(\frac{\partial r_2}{\partial y_2}\right)^2\frac{e^{ik_1r_2}}{4\pi r_2}\left\{\sum_{s=1}^{l}b_{02}{}^sA(\tau_s)-\frac{1}{ik_1r_2}[L-2\Gamma'(\theta)\operatorname{tg}\theta]+\right.$$

$$\left.+O\left[\frac{1}{(ik_1r_2)^2}\right]\right\}, \tag{10}$$

$$P_{j2}^{(2)}=\varphi_{j2}^{(2)}+k_1{}^2\left(\frac{\partial r_2}{\partial y_j}\right)\left(\frac{\partial r_2}{\partial y_2}\right)\frac{e^{ik_1r_2}}{4\pi r_2}\left\{\sum_{s=1}^{l}b_{11}{}^sA(\tau_s)-\right.$$

$$\left.-\frac{1}{ik_1r_2}[L+2\Gamma''(\theta)\operatorname{ctg}\theta]+O\left[\frac{1}{(ik_1r_2)^2}\right]\right\}, \tag{11}$$

$$P_{13}^{(2)}=\varphi_{13}^{(2)}+k_1{}^2\left(\frac{\partial r_2}{\partial y_1}\right)\left(\frac{\partial r_2}{\partial y_3}\right)\frac{e^{ik_1r_2}}{4\pi r_2}\left\{\sum_{s=1}^{l}\left[\frac{b_{10}{}^s}{k_1{}^2r}-b_{20}{}^s\right]A(\tau_s)-\right.$$

$$\left.-\frac{1}{ik_1r_2}[L+2\Gamma'(\theta)\operatorname{ctg}\theta]+O\left[\frac{1}{(ik_1r_2)^2}\right]\right\}, \tag{12}$$

$$P_{jj}^{(2)}=\varphi_{jj}^{(2)}+k_1{}^2\left(\frac{\partial r_2}{\partial y_j}\right)^2\frac{e^{ik_1r_2}}{4\pi r_2}\left\{\sum_{s=1}^{l}\left[\frac{b_{10}{}^s}{k_1{}^2r^2}\left(\left(\frac{\partial r_2}{\partial y_j}\right)^{-2}-1\right)-b_{20}{}^s\right]A(\tau_s)-\right.$$

$$\left.-\frac{1}{ik_1r_2}[L+2\Gamma'(\theta)\operatorname{ctg}\theta]+O\left[\frac{1}{(ik_1r_2)^2}\right]\right\}, \tag{13}$$

где

$$A(\tau_s)=\frac{1}{\tau_s}\left[F(\tau_s)-\frac{1}{2\tau_s{}^2}\right],\quad F(\tau_s)=1-\sqrt{\pi}\,\tau_s e^{\tau_s{}^2}\operatorname{erfc}(\tau_s),$$

$$L=\frac{1}{2}[\Gamma''(\theta)+\Gamma'(\theta)\operatorname{ctg}\theta],\quad j=1,3,\quad \varphi^{(0)},\quad \varphi_n^{(1)},\ \varphi_{ln}^{(2)}\ -$$

— геометрические поля монополей, диполей и квадруполей, n, $l=1, 2, 3$.

Используя соотношения (7)—(13), проведем анализ поведения звуковых полей монопольных, дипольных и квадрупольных источников вблизи тонкой бесконечной пластины. Исследования поведения звуковых полей начнем с рассмотрения численных расстояний τ_s. Предварительно введем такие критические расстояния r_{p_S}, для которых $|\tau(r_{p_S})|=1$. Очевидно

$$r_{p_S}=1/k_1|1-\cos(\alpha_{p_S}-\theta)|$$

и, как будет видно из дальнейшего, поверхности $r=r_{p_S}$ выделяют в пространстве зоны с различным характером убывания поля, плавно изменяющимся от зоны к зоне. Предположим вначале, что все численные расстояния полюсов от седловой точки велики $|\tau_s|\gg 1$ и для $r_2\gg\max(r_{p_S})$ из (7)—(13) получаем

$$P^{(0)}=\varphi^{(0)}+\frac{L}{ik_1}\frac{e^{ik_1r_2}}{4\pi r_2{}^2}+\sum_{s=1}^{l}\mathrm{E}(\alpha_{p_S})\varphi_{p_S}^{(0)}, \tag{14}$$

$$P_2^{(1)}=\varphi_2^{(1)}+[L-\Gamma'(\theta)\operatorname{tg}\theta]\frac{\partial r_2}{\partial y_2}\frac{e^{ik_1r_2}}{4\pi r_2^2}+\sum_{s=1}^{l}\mathrm{E}(\alpha_{p_S})\varphi_{p_S^{2}}^{(1)}, \tag{15}$$

$$P_j^{(1)}=\varphi_j^{(1)}+[L+\Gamma'(\theta)\operatorname{tg}\theta]\frac{\partial r_2}{\partial y_j}\frac{e^{ik_1r_2}}{4\pi r_2^2}+\sum_{s=1}^{l}\mathrm{E}(\alpha_{p_S})\varphi_{p_S^{j}}^{(1)}, \tag{16}$$

$$P_{22}^{(2)}=\varphi_{22}^{(2)}+ik_1[L-2\Gamma'(\theta)\operatorname{tg}\theta]\left(\frac{\partial r_2}{\partial y_2}\right)^2\frac{e^{ik_1r_2}}{4\pi r_2^2}+\sum_{s=1}^{l}\mathrm{E}(\alpha_{p_S})\varphi_{p_S^{,22}}^{(2)}, \tag{17}$$

$$P_{j2}^{(2)}=\varphi_{j2}^{(2)}+ik_1[L+2\operatorname{ctg}2\theta\Gamma'(\theta)]\left(\frac{\partial r_2}{\partial y_i}\right)\left(\frac{\partial r_2}{\partial y_2}\right)\frac{e^{ik_1r_2}}{4\pi r_2^2}+$$

$$+\sum_{s=1}^{l}\mathrm{E}(\alpha_{p_S})\varphi_{p_S^{j2}}^{(2)}, \tag{18}$$

$$P_{jn}^{(2)}=\varphi_{jn}^{(2)}+ik_1[L+2\operatorname{ctg}\theta\Gamma'(\theta)]\left(\frac{\partial r_2}{\partial y_j}\right)\left(\frac{\partial r_2}{\partial y_n}\right)\frac{e^{ik_1r_2}}{4\pi r_2^2}+$$

$$+\sum_{s=1}^{l}\mathrm{E}(\alpha_{p_S})\varphi_{p_S^{jn}}^{(2)}, \tag{19}$$

где $E(\alpha_{p_S})$ — функция возбуждения поверхностных волн (ПВ) $\varphi_{p_S^{i_1,i_2,\ldots,i_N}}^{(N)}$, которая определена в работе [1].

Первые два члена в правых частях (14)—(19) являются асимптотикой непрерывных спектров звуковых полей мультипольных источников и описывают геометрические и дифракционные поля, а последние члены определяют дискретные спектры, которые состоят из ПВ открытой системы. В работе [1] показано, что ПВ мало затухают при $k_1r_2\operatorname{sh}v_{ps}|\sin(u_{ps}-\theta)|\leqslant 1$, $\alpha_{ps}=u_{ps}+iv_{ps}$ и поэтому ПВ могут доминировать над геометрическим и дифракционным полем, так что звуковые поля мультиполей убывают по цилиндрическому закону. Предположим далее, что $k_1r_2\operatorname{sh}v_{ps}|\sin(u_{ps}-\theta)|\gg 1$ и звуковые поля мультипольных источников определяются непрерывными спектрами. Рассмотрим случай, когда источник и приемник достаточно удалены от плоской границы, так что выполняется неравенство $k_1r_2\cos^2\theta\gg 1$. Согласно (14)—(19), непрерывные спектры звуковых полей в этом случае определяются геометрическими полями. Принимая во внимание дополнительное условие $2k_1y_2\ll 1$, для непрерывного спектра вертикального диполя и вертикального поперечного квадруполя находим

$$P_{H2}^{(1)}\approx 2y_2\frac{\partial}{\partial y_2}\left\{ik_1\frac{\partial r_1}{\partial y_2}\frac{e^{ik_1r_1}}{4\pi r_1}\Phi_2^{(1)}(r_1)\right\}+N_2^{(1)}(\theta)\frac{e^{ik_1r_1}}{4\pi r_1^2},$$

$$P_{Hj2}^{(2)}\approx 2y_2\frac{\partial}{\partial y_2}\left\{-k_1^2\left(\frac{\partial r_1}{\partial y_j}\right)\left(\frac{\partial r_1}{\partial y_2}\right)\frac{e^{ik_1r_1}}{4\pi r_1}\Phi_{j2}^{(2)}(r_1)\right\}+N_{j2}^{(2)}(\theta)\frac{e^{ik_1r_1}}{4\pi r_1^2},$$

где

$$\Phi_2^{(1)}(r_1)=\left(1-\frac{1}{ik_1r_1}\right),\quad \Phi_{j2}^{(2)}(r_1)=\left(1-\frac{3}{ik_1r_1}+\frac{3}{(ik_1r_1)^2}\right),\quad \beta_1=\frac{\rho_1c_1}{\rho_0c_-},$$

$$N_2^{(1)}(\theta)=\frac{\partial r_1}{\partial y_2}\left\{L-\Gamma'(\theta)\operatorname{tg}\theta+2i\beta_1\frac{r_1P(\theta)}{B(\theta)}\right\},\qquad P(\theta)=2+(z_-+z_\sim)/z_2,$$

$$N_{j2}^{(2)}(\theta)=ik_1\left(\frac{\partial r_1}{\partial y_j}\right)\left(\frac{\partial r_1}{\partial y_2}\right)\left\{L+2\operatorname{ctg}2\theta\Gamma'(\theta)+2\beta_1\frac{r_1P(\theta)}{B(\theta)k_1}\right\}.$$

Следовательно, поведение непрерывных спектров вертикального диполя и вертикального поперечного квадруполя отличаются от поведения непрерывных спектров монополей, горизонтальных диполей и квадруполей, вертикальных продольных квадруполей, которые в этом случае описываются удвоенными прямыми волнами. Перейдем к рассмотрению непрерывных спектров звуковых полей, когда точка наблюдения находится в зоне Фраунгофера, т. е. выполняется неравенство $k_1r_2\cos^2\theta\ll1$. В этой ситуации $\Gamma(\theta)\approx-1$, $r_1\approx r_2$, вследствие чего прямые и отраженные волны в (14)—(19) компенсируют друг друга и непрерывные спектры определяются дифракционными полями, особенности которых подробно исследованы в работе [3]. Следует отметить, что хотя условия малости затухания ПВ являются общими для всех мультипольных источников, отношение между амплитудами непрерывных и дискретных спектров звуковых полей помимо акустических свойств упругого слоя и нижней среды существенно зависят от порядка и ориентации осей мультиполя относительно плоской границы. Поэтому расстояния, на которых ПВ начинают доминировать над геометрическими и дифракционным полем, будет зависеть от характеристики направленности источника. Исследования, проведенные в работе [1], показывают, что дисперсионное уравнение имеет по крайней мере три корня с малой мнимой частью, которым соответствуют скользящие $\varphi^{(N)}_{ci_1,i_2,\ldots,i_N}$, квазипродольные $\varphi^{(N)}_{-i_1,i_2,\ldots,i_N}$ и квазиизгибные $\varphi^{(N)}_{\sim i_1,i_2,\ldots,i_N}$ ПВ. Предположим далее, что седловая точка расположена вблизи квазипродольного корня и $|\tau_-|\ll1$, $|\tau_c|\gg1$, $|\tau_\sim|\ll1$. Поэтому в области $\max(r_{p_c},\ r_{p_\sim})\leqslant r_2\leqslant r_{p_-}$ звуковые поля (7)—(13) имеют вид

$$P^{(N)}_{i_1,i_2,\ldots,i_N}\approx\varphi^{(N)}_{i_1,i_2,\ldots,i_N}+\frac{1}{2}\varphi^{(N)}_{-i_1,i_2,\ldots,i_N}\left\{1-\frac{e^{-\tau_-^2}}{\sqrt{\pi}\,\tau_-}\right\}+$$

$$+\mathrm{E}(\alpha_{p_c})\varphi^{(N)}_{ci_1,i_2,\ldots,i_N}+\mathrm{E}(\alpha_{p_\sim})\varphi^{(N)}_{\sim i_1,i_2,\ldots,i_N}. \tag{20}$$

Первые два члена в правых частях (20) есть непрерывные спектры мультипольных источников. Если воспользоваться (20) и сравнить амплитуды непрерывного спектра и квазипродольной волны, то окажется

$$(|p^{(N)}_{Hi_1,i_2,\ldots,i_N}|)/(|\varphi^{(N)}_{-i_1,i_2,\ldots,i_N}|)\gg1,$$

где $P^{(N)}_{Hi_1,i_2,\ldots,i_N}$ — непрерывный спектр звукового поля мультипольного источника.

Следовательно, в области зарождения ПВ ее вклад в общее звуковое поле мультипольного источника значительно уступает вкладу от непрерывного спектра. С удалением от источника седловая точка может приближаться к квазиизгибному корню и поэтому $|\tau_\sim|\ll1$, $|\tau_-|\gg1$, $|\tau_c|\gg1$, а звуковое поле мультипольного источника записывается аналогично формуле (20). Рассмотрим ситуацию, когда точка наблюдения находится в зоне Фраунгофера. Седловая точка в этом случае может находиться вбли-

зи скользящего корня и поэтому звуковые поля имеют вид

$$P^{(N)}_{i_1,i_2,\ldots,i_N} \approx \frac{1}{2}\varphi^{(N)}_{ci_1,i_2,\ldots,i_N}\left\{1-\frac{e^{-\tau_c^2}}{\sqrt{\pi}\,\tau_c}\right\}+\mathrm{E}(\alpha_{p_-})\varphi^{(N)}_{-i_1,i_2,\ldots,i_N}+$$

$$+\mathrm{E}(\alpha_{p_\sim})\varphi^{(N)}_{\sim i_1,i_2,\ldots,i_N}.$$

Следовательно, звуковые поля мультипольных источников в зоне Фраунгофера убывают по цилиндрическому закону и имеют особенности распространения ПВ. Нетрудно видеть, что при некотором наборе параметров задачи в окрестности $\theta \approx \frac{\pi}{2}$ может оказаться два или более полюсов функции $\Gamma(\alpha)$. В этом случае все они будут влиять на вид асимптотики звукового поля в зоне Фраунгофера. Предполагая, что все полюсы расположены вблизи седловой точки $\theta \approx \frac{\pi}{2}$, так что $|\tau_s| \ll 1$, из формул (7)–(13) получаем

$$P^{(N)}_{i_1,i_2,\ldots,i_N} \approx \frac{1}{}\sum_{s=1}^{l}\varphi_{p_s}{}^{(N)}_{i_1,i_2,\ldots,i_N}\left\{1-\frac{e^{-\tau_s^2}}{\sqrt{\pi}\,\tau_s}\right\}. \qquad (21)$$

Отсюда видно, что при малых численных расстояниях вклады от отдельных полюсов в непрерывный спектр звукового поля мультипольного источника аддитивны. В выражении (21) обращает на себя внимание более медленное, пропорциональное r^{-1} убывание непрерывного спектра по сравниванию с дифракционным полем. Это типично дифракционный эффект, сопровождающий выделение ПВ из непрерывного спектра (21).

На основе проведенных выше исследований можно заключить, что вблизи бесконечной пластины образуются зоны с различным характером убывания поля, плавно изменяющимися от зоны к зоне и существенно зависящими от частоты, акустических свойств нижней среды и пластины, а также от порядка и ориентации осей мультиполя относительно границы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Генералов А. В.* Акустическое излучение мультипольного источника N-порядка вблизи тонкой бесконечной пластины // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 1. С. 50–57.
2. *Куртепов В. М.* Звуковое поле точечного источника при наличии в среде тонкой бесконечной пластины (дискретный спектр) // Акуст. журн. 1969. Т. 15. С. 560–566.
3. *Генералов А. В.* Звуковое поле мультипольного источника N-порядка вблизи локально реагирующей поверхности // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 5. С. 848–855.

Куйбышевское научно-производственное объединение «Труд»

Поступила в редакцию 23.03.90

A. V. Generalov

SOUND FIELD OF A N-ORDER MULTIPOLE SOURCE NEAR A THIN INFINITE PLATE

Sound field of a N-order multipole source near a thin infinite plate is investigated. Asymptotic assessment of contour integrals is carried out on the basis of the method of doubled saddle point. Significant influence of acoustical properties of a lower medium and a multipole order on the propagation of acoustic waves is shown.