АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXIII 1987 Вып. 6

УДК 534.26

ОБ АКТИВНОМ ПОДАВЛЕНИИ МЕШАЮЩЕГО СИГНАЛА В ЗОНЕ ТЕНИ ИСТОЧНИКА

Галаненко В. Б., Ковальчук К. В., Мацыпура В. Т., Рябуха Ю. Н.

На модели жесткого клина с углублением исследовано влияние условий распространения звука на эффективность подавления мешающего сигнала с помощью компенсатора, состоящего из одного приемника и вспомогательного источника в области, принадлежащей зоне тени источника.

Как известно, устройства активной компенсации помех (АКП), состоят из совокупности приемников и вспомогательных излучателей звука. В некоторых случаях ограничения на сложность технической реализации устройства вынуждают ограничиться лишь одной приемной и одной излучающей антенной АКП. В настоящей работе проводится анализ некоторых факторов, влияющих на эффективность шумогашения такой простой системой для двух случаев: когда мешающий сигнал либо тональный, либо узкополосный стационарный шум. Источник мешающего сигнала — локальный, защищаемая от помехи область пространства находится за некоторым экраном в зоне тени источника, а сами антенны АКП размещены под оболочкой в углублении (нише) другого экрана, примыкающего к первому.

Как известно из работ [1, 2], эффективность активного подавления мешающего сигнала зависит от степени близости структуры мешающего и компенсирующего полей в пределах рабочей зоны. Другой важный фактор — ширина полосы частот мешающего сигнала. Существенную роль при этом играет глубина акустической обратной связи между излучателем и приемником АКП.

Исследование влияния указанных факторов проведено на модели жесткого клина с углублением прямоугольной формы (нишей), на ребрах которого шарнирно закреплена тонкая пластина. Расположение источника мешающего сигнала $И_1$, вспомогательного источника $И_2$, приемника П и точки А из рабочей зоны показано на фиг. 1. Источники линейные. Внутренние поверхности ниши предполагаются импедансными:

$$\left(\Phi + з\frac{\partial\Phi}{\partial n}\right) = 0,$$

где Ф — акустический потенциал.

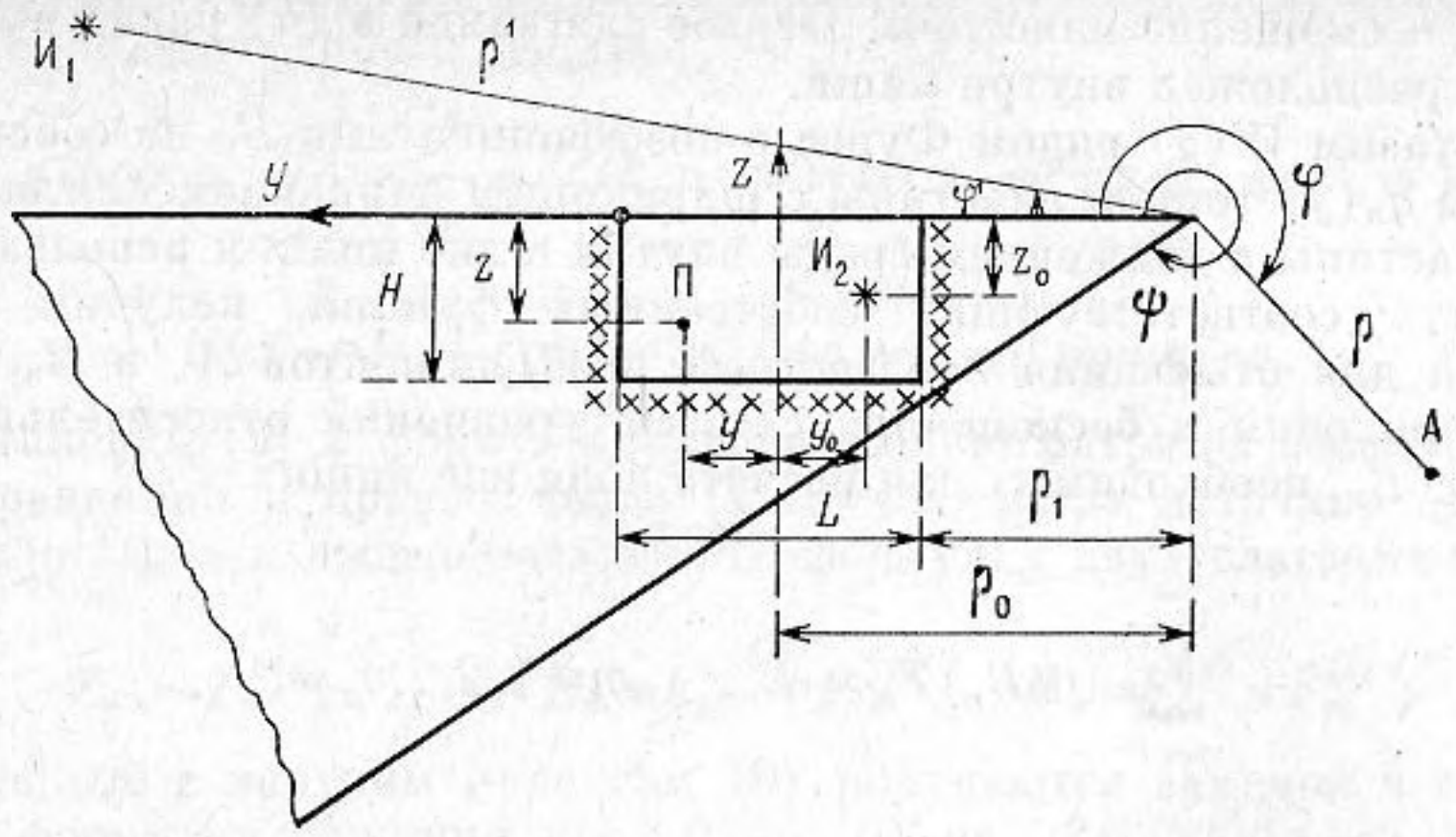
Если обозначить через $l_{1А}$ — коэффициент передачи тонального сигнала от источника $И_1$ в точку А, $l_{2А}$ от $И_2$ в А, $l_{1П}$ и $l_{2П}$ от $И_1$ и $И_2$ соответственно к приемнику, то потенциал звукового поля в точке А на частоте ω с учетом акустической обратной связи между $И_2$ и П можно найти как

$$\Phi_А = \left(l_{1А} + \frac{l_{2А}l_{П2}l_{1П}}{1 - l_{2П}l_{П2}}\right)V, \tag{1}$$

где V — колебательная скорость на источнике мешающего сигнала; $l_{П2}$ — коэффициент управляющего четырехполюсника.

Используя спектральное разложение стационарного случайного процесса [3], формулу (1) нетрудно обобщить на случай, когда мешающий сигнал — шум

$$\sigma_А^2 = \int S(\omega)\left|l_{1А} + \frac{l_{2А}l_{П2}l_{1П}}{1 - l\quad l}\right| d\omega, \tag{2}$$



Фиг. 1. Исследуемая модель

где σ_A^2 — дисперсия шума в некоторой точке А в рабочей зоне, $S(\omega)$ — спектральная плотность мощности шума на источнике.

При заданном расположении источников, свойствах границ и характере мешающего сигнала эффективность шумоподавления определяется выбором коэффициента передачи управляющего четырехполюсника $l_{П2}(\omega)$. Проводя конкретные расчеты, мы предполагали, что $l_{П2}(\omega) \equiv l_{П2}(\omega_0)$, где ω_0 — центральная частота мешающего сигнала, причем значение $l_{П2}(\omega_0)$ выбиралось так, чтобы на частоте ω_0 осуществлялось полное подавление мешающего сигнала в некоторой наперед заданной точке Б в рабочей зоне (точке компенсации). При этом в некоторой более или менее протяженной окрестности точки Б и в полосе частот вблизи ω_0 осуществляется частичная компенсация помехи до приемлемого с технической точки зрения уровня. Одна из задач работы заключается в оценке эффективности устройства АКП в области, окружающей точку Б. Указанный вариант выбора $l_{П2}(\omega)$ (из числа возможных) привлекателен тем, что удобен при настройке системы АКП.

Как видно из (1) и (2), для расчета поля в рабочей зоне компенсатора необходимо найти коэффициенты $l(\omega)$ (с различными индексами), имеющие смысл значений функции Грина двумерной краевой задачи для уравнения Гельмгольца в области с границами, показанными на фиг. 1. Форма границ указывает на целесообразность применения метода частичных областей при расчете функции Грина. Опуская ниже множитель $\exp(-i\omega t)$, будем искать поле внутри ниши в виде ряда нормальных волн плоского волновода (с учетом их отражения от дна ниши и пластины):

$$\Phi_1(y,z)=\left\{\begin{matrix}0\\ g_1(y,z)\end{matrix}\right\}+\sum_{n=1}^{\infty}A_n\Delta_n(z)/\Delta_n' f_n(y). \qquad (3)$$

Первое слагаемое в (3) равно нулю, если источник расположен вне ниши, либо, если источник находится внутри ниши, равно двумерной функции Грина для полубесконечного плоского волновода с импедансным торцом:

$$g_1(y,z)=-\sum_{n=1}^{\infty}\Gamma_n f_n(y)\left\{\begin{matrix}\Delta_n(z_0)\exp(-\gamma_n z)\\ \Delta_n(z)\exp(-\gamma_n z_0)\end{matrix}\right\}\quad \begin{matrix}z>z_0,\\ z<z_0.\end{matrix}$$

Здесь $f_n(y)$ — собственные фунции волновода; γ_n — собственные числа; $\Delta_n(z)=\exp(\gamma_n z)+\tau_n\exp(-\gamma_n z)$; $\Gamma_n=(2\gamma_n)^{-1}f_n^*(y_0)/(f_n, f_n^*)$; $\Delta_n'\equiv d\Delta/dz|_{z=0}$; $\tau_n=-[(1+з\gamma_n)/(1-з\gamma_n)]\exp(-2\gamma_n H)$. Поле вне ниши выразим через функцию Грина жесткого клина $g(\rho,\varphi;\rho',\varphi')$:

$$\Phi_2(\rho,\varphi)=\left\{\begin{matrix}g(\rho,\varphi;\rho',\varphi')\\ 0\end{matrix}\right\}-i\omega\int_{-L/2}^{L/2}W(y)\,g(\rho,\varphi;\rho_0+y,0)\,dy, \qquad (4)$$

где $W(y)$ — смещение пластины. Первое слагаемое в (4) равно нулю, если источник расположен внутри ниши.

Представим $W(y)$ рядом Фурье с коэффициентами B_n по собственным функциям $q_n(y)$ тонкой пластины с шарнирным опиранием. Согласуя движение пластины с движением среды внутри и вне ниши и используя ортогональность соответствующих собственных фунций, получим систему уравнений для отыскания неизвестных коэффициентов A_n и B_n. Исключая A_n, приходим к бесконечной системе уравнений относительно коэффициентов B_n, необходимых для расчета поля вне ниши:

$$\sum_{n=1}^{\infty} (i\omega B_n) T_{mn} = E_m, \qquad m=1, 2, \ldots, \infty, \tag{5}$$

где

$$T_{mn} = (\Delta_m/\Delta_m') - \chi_n)(f_m, q_n) + (f_m, g, q_n), \tag{6}$$

$$(f_m, g, q_n) = \iint\limits_{-L/2}^{L/2} f_m(y)\, g(\rho_0+y, 0; \rho_0+y', 0)\, q_n(y')\, dy\, dy',$$

$$\chi_n = (D\eta_n^4 - \omega^2 \rho_м h_м)/(\omega^2 \rho_c).$$

Здесь η_n — собственные числа пластины; D, $\rho_м$, $h_м$ — ее жесткость, плотность и толщина; ρ_c — плотность среды; $\Delta_m \equiv \Delta_m(0)$; (f_m, q_n) — скалярное произведение функций, заключенных в скобки. Правая часть E_m уравнений (5) определяется положением источника. Если источник расположен вне ниши, то $E_m = (g(\rho_0+y, 0; \rho', \varphi'), f_m^*)$, если — внутри ниши, то $E_m = \Gamma_m \Delta_m(z_0)(1+\gamma_m \Delta_m/\Delta_m')\|f_m\|$. Найденные в результате решения системы (5) коэффициенты $(i\omega B_n)$ используем для расчета значений функции Грина исследуемой задачи вне ниши при условии, что источник лежит либо внутри, либо вне ниши:

$$l(\rho, \varphi) = \left\{ \begin{matrix} g(\rho, \varphi; \rho', \varphi') \\ 0 \end{matrix} \right\} - \sum_{n=1}^{\infty} (i\omega B_n)(g(\rho, \varphi; \rho_0+y, 0), q_n). \tag{7}$$

Для расчета значений функции Грина в точках, лежащих внутри ниши, по формуле (3) необходимо найти коэффициенты A_n, удовлетворяющие бесконечной системе уравнений:

$$\sum_{n=1}^{\infty} A_n T_{mn} = F_m, \qquad m=1, 2, \ldots, \infty. \tag{8}$$

Матрица этой системы получается из T_{mn} (см. (6)) транспонированием, а правая часть в зависимости от положения источника равна либо $F_m = (g(\rho_0+y, 0; \rho', \varphi'), q_m)$, если источник находится во внешней области, либо

$$F_m = \sum_{n=1}^{\infty} \gamma_n \Gamma_n \Delta_n(z) [(1/\gamma_n - \chi_n)(f_n, q_m) - (f_n, g, q_m)],$$

если источник находится внутри ниши.

Чтобы воспользоваться построенным решением задачи для проведения расчетов, необходимо прежде всего вычислить интегралы (f_m, g, q_n), $(g(\rho, \varphi; \rho_0+y, 0), q_n)$, $(g(\rho_0+y, 0; \rho', \varphi'), f_m^*)$, пользуясь явными выражениями для двумерной функции Грина жесткого клина. Предполагая, что точка наблюдения расположена в зоне тени, и учитывая то, что расстояние от края ниши до ребра клина достаточно велико по сравнению с длиной волны, воспользуемся соответствующими асимптотическими формулами для функции Грина жесткого клина [4].

Представим $g(\rho, \varphi; \rho', \varphi')$ в виде суммы падающей цилиндрической волны и поля, рассеянного ребром

$$g(\rho,\varphi;\rho',\varphi')=\frac{i}{2}H_0^{(1)}(k|\rho-\rho'|)U(\pi-\varphi)+g_1(\rho,\varphi;\rho',\varphi'), \qquad (9)$$

где

$$U(\pi-\varphi)=1 \text{ при } \varphi<\pi,\ U(\pi-\varphi)=0 \text{ при } \varphi>\pi.$$

Подстановка (9) в формулы, определяющие матрицы бесконечной системы уравнений и правые части (в случае, когда источник лежит вне ниши), приводит к выделению в этих формулах двух слагаемых:

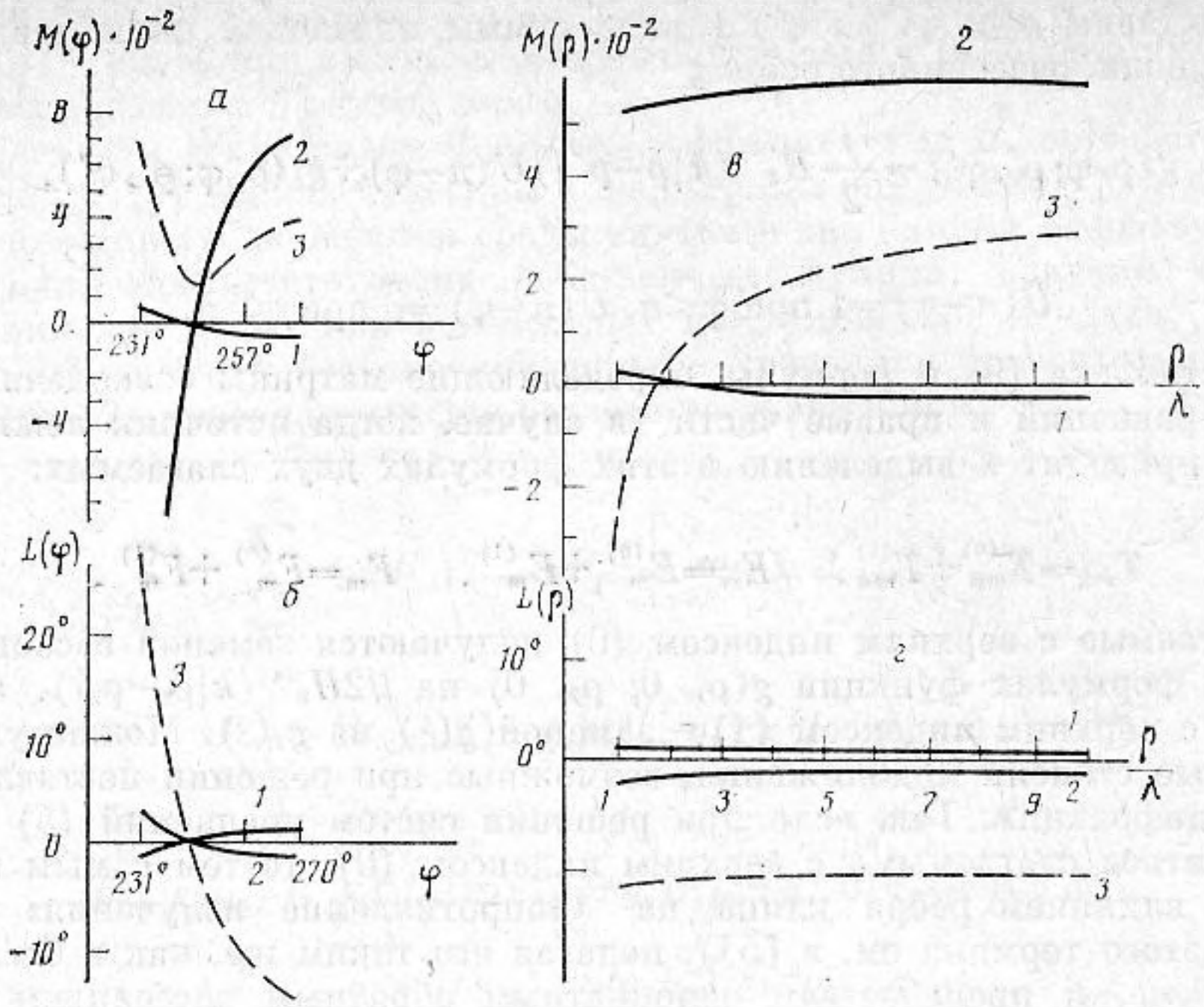
$$T_{mn}=T_{mn}^{(0)}+T_{mn}^{(1)}, \quad E_m=E_m^{(0)}+E_m^{(1)}, \quad F_m=F_m^{(0)}+F_m^{(1)},$$

где слагаемые с верхним индексом (0) получаются заменой в соответствующих формулах функции $g(\rho_1, 0; \rho_2, 0)$ на $i/2H_0^{(1)}(k|\rho_1-\rho_2|)$, а слагаемым с верхним индексом (1) — заменой $g(\cdot)$ на $g_1(\cdot)$. Можно указать различные степени приближения, возможные при решении поставленной задачи дифракции. Так, если при решении систем уравнений (5) и (8) ограничиться слагаемыми с верхним индексом (0), то тем самым пренебрегаем влиянием ребра клина на «сопротивление излучения» ниши (смысл этого термина см. в [5]), полагая его таким же, как в бесконечном экране, и пренебрегаем однократным обратным рассеянием звука ребром клина. Это соответствует приближенному расчету, при котором сначала вычисляется поле дифракции волны на нише (в бесконечном экране), а потом последующая его дифракция на ребре жесткого клина. Если в правой части добавить $E_m^{(1)}$ или $F_m^{(1)}$, то будет учтено еще и обратное рассеяние ребром первичной цилиндрической волны. Точное вычисление матрицы и правой части позволяет учесть взаимодействие ниши и ребра клина, которое выражает собой многократное рассеяние волн на нише и ребре.

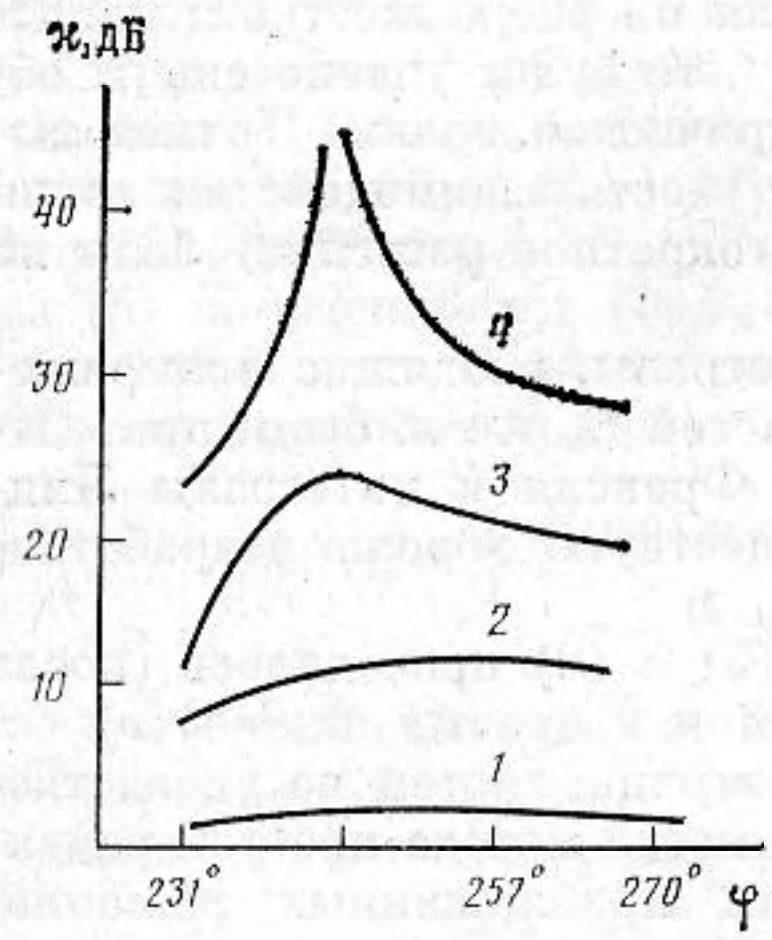
Для проведения численных расчетов интегралы, входящие в выражения для элементов матрицы T_{mn} и правых частей E_m и F_m, были приведены к выражениям, содержащим интегралы Френеля и интегралы Липшица-Ханкеля [6], для расчета которых существуют хорошо разработанные процедуры.

Решение бесконечных систем уравнений (5) и (8) проводилось (после соответствующих преобразований матриц систем и правых частей) на основе метода простой редукции. Поскольку матрицы систем не удовлетворяют требованиям, достаточным для применимости метода простой редукции [7], то сходимость последовательности приближенных решений, получаемых при нарастании порядка редуцированных систем, проверялась численным экспериментом. Устойчивые значения были получены при порядках редуцированных матриц $N=30\div40$ (при разделении задачи на четную и нечетную).

Перейдем к обсуждению результатов расчета. Цель их заключалась в том, чтобы выяснить, как погружение вспомогательных источника и приемника звука в нишу влияет на эффективность компенсации мешающего сигнала по сравнению со случаем, когда они расположены на поверхности жесткого клина. Расчеты, проведенные для случая, когда внутренние поверхности ниши заглушены (коэффициент отражения при нормальном падении — 0,1), а параметры клина, ниши, пластины и координаты источника $И_1$ приняты равными: $\psi=270°$, $\rho_1=1{,}5\lambda$, $L=3{,}9\lambda$, $H=2\lambda$, $\rho_м=780$ кг/м^3, $h_м=0{,}02$ м, $D=4442$ нм, $\varphi'=0°$, $\rho'=200\lambda$, показали, что наличие ниши изменяет как уровень, так и структуру волн источников $И_1$ и $И_2$, дифрагирующих на ребре клина. В частности, уровень сигнала источника $И_1$ уменьшается в $\sim1{,}5$ раза, уровень сигнала источника $И_2$ при размещении его под оболочкой практически не изменился, а при размещении источника вблизи дна ниши уменьшился в ~25 раз. Более существенным для эффекта компенсации является изменение пространственной структуры дифрагировавших на ребре волн. Если отношение $f(\rho, \varphi)=l_{1A}(\rho, \varphi)/$



Фиг. 2



Фиг. 3

Фиг. 2. Зависимость параметров $M(\rho, \varphi)$ и $L(\rho, \varphi)$ от координат ($y_m=-y_0=1{,}5\lambda$): *а* – зависимости $M(\varphi)$ при $\rho=10\lambda$; *б* – зависимости $L(\varphi)$ при $\rho=10\lambda$; *в* – зависимости $M(\rho)$ при $\varphi=257°$; *г* – зависимости $L(\rho)$ при $\varphi=257°$ (кривые: *1* - П и $И_2$ находятся на поверхности жесткого клина: *2* – П и $И_2$ в нише, $z_m=z_0=-0{,}2\lambda$; *3* – П и $И_2$ в нише, $z_m=z_0=-H$)

Фиг. 3. Зависимости коэффициента подавления шумового сигнала $\varkappa(\varphi)$ при $\rho=5\lambda$ ($L=2\lambda$, $H=2\lambda$, $y_0=-0{,}7\lambda$, $z_0=-0{,}2\lambda$, $y_m=0{,}7\lambda$, $z_m=-0{,}4\lambda$): *1* – приемник П ненаправленный; *2* – приемник П имеет кардиоидную направленность; *3* – обратная связь между П и $И_2$ исключена; *4* – $\varkappa(\varphi)$ для тонального сигнала

$/l_{2А}(\rho, \varphi)$ слабо зависит от координат, то удается подобрать такой коэффициент передачи $l_{П2}$ управляющего звена, чтобы можно было осуществить эффективное вычитание вспомогательного сигнала из мешающего в достаточно большой окрестности точки компенсации. Графики зависимостей $M(\rho, \varphi)=(|f(\rho, \varphi)|-|f(\rho_В, \varphi_В)|)/|f(\rho_В, \varphi_В)|$ и $L(\rho, \varphi)=\arg f(\rho, \varphi)-\arg f(\rho_В, \varphi_В)$ приведены на фиг. 2. Здесь $\rho_В=5\lambda$, $\varphi_В=244°$ – координаты точки компенсации. Размещение вспомогательного источника в нише приводит к увеличению отличия структуры его поля в зоне тени от структуры поля мешающего источника. Непосредственным следствием этого является уменьшение эффективности компенсации, характеризуемой параметром подавления $\varkappa$ ($\varkappa(\rho, \varphi)$ – выраженное в децибелах отношение амплитуд сигналов в произвольной точке (ρ, φ) рабочей зоны при выключенном и при включенном компенсаторе). Если компенсатор расположен на грани жесткого клина, то в пределах области $\{\varphi\in(230°, 270°); \rho\in(\lambda, 10\lambda)\}$ параметр $\varkappa$ составляет $30\div37$ дБ. Если компенсатор расположен в нише вблизи пластины ($z_0=-0{,}2\lambda$), то $\varkappa\approx17\div24$ дБ, если же на дне ниши – то $\varkappa\approx7\div13$ дБ.

На эффективность подавления мешающего сигнала существенное влияние оказывает акустическая обратная связь между вспомогательным излучателем и приемником, осложненная в нашей задаче многократными отражениями звука внутри ниши. Расчеты, проведенные на основе формулы (2) для шумового сигнала с относительной полосой $\Delta f/f_0=0{,}2$, показывают (см. фиг. 3), что наилучшая компенсация достигается, если обратная связь полностью устранена ($l_{2п}=0$, кривая *3*). Обратная связь, соответствующая ненаправленному приемнику, ухудшает компенсацию (кривая *1*). Использование приемника с кардиоидной диаграммой направленности для уменьшения обратной связи по прямому лучу позволяет увеличивать значения коэффициента компенсации $\varkappa$ (кривая *2*). Существенную роль играет также заглушение внутренних поверхностей ниши (значения $\varkappa$ в заглушенной нише на 5÷7 дБ выше, чем в ниже с жесткими поверхностями).

Полученные расчетные значения параметра $\varkappa$ удовлетворительно согласуются с результатами эксперимента.

Авторы признательны М. И. Карновскому за внимание к работе и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Малюжинец Г. Д.* Простейшая модель поглощающей и прозрачной решетки с обратной связью // Тр. Акуст. ин-та. 1971. № 15. С. 7–22.
2. *Мазаников А. А., Тютекин В. В., Уколов А. Т.* Активная система гашения акустических полей в многомодовом волноводе // Акуст. журн. 1977. Т. 23. № 3. С. 485–487.
3. *Розанов Ю. А.* Случайные процессы. М.: Наука, 1971. 288 с.
4. *Фелсен Л., Маркувиц Н.* Излучение и рассеяние волн. М.: Мир, 1978. Т. 2. 555 с.
5. *Шендеров Е. Л.* Волновые задачи гидроакустики. Л.: Судостроение, 1972. 349 с.
6. *Агрест М. М., Раппокорт Ю. М., Рикенглаз М. М., Тиадидишвили Б. Б.* Таблицы неполных интегралов Липшица-Ханкеля. М.: Наука, 1982. 393 с.
7. *Грибанов Ю. И.* О методе редукции для бесконечных систем линейных уравнений // Изв. вузов. Математика. 1962. Т. 1. № 26. С. 28–40.

Киевский политехнический институт им. 50-летия Великой Октябрьской социалистической революции

Поступила в редакцию 4.VI.1986