

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Афанасьев А. М., Каган Ю. ЖЭТФ, 1965, 48, с. 327. [2] Афанасьев А. М., Каган Ю. ЖЭТФ, 1973, 64, с. 1958. [3] Беляков В. А. УФН, 1975, 115, с. 553. [4] Воронцов В. И., Высоцкий В. И. ФТТ, 1975, 17, с. 2944. [5] Федоров Ф. И. Теория гиротропии. Минск: Наука и техника, 1976.

Поступила в редакцию
10.11.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, т. 23, № 3

УДК 534.222

К ТЕОРИИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ПРИЕМНОЙ АНТЕННЫ

Е. А. Девятерикова, Л. К. Зарембо

(кафедра акустики)

Работа параметрической приемной антенны (ППА) основана на нелинейном взаимодействии в среде высокочастотной опорной волны с низкочастотной волной сигнала. Несмотря на некоторые недостатки (меньшую, чем в случае обычных антенн, чувствительность, относительно высокий уровень шумов и др.), ППА привлекает к себе внимание из-за того, что позволяет относительно простыми средствами получить острую направленность в области низких частот.

Приближенные теории ППА рассматривались в ряде работ [1—4]. Вместе с тем в настоящее время нет достаточно общей теории, позволяющей надежно в различных условиях выбирать наилучшие параметры антенны. Взаимодействие волн в общем случае, при значительных размерах базы (именно такие базы представляют интерес при приеме низкочастотного звука), происходит как в ближней, так и дальней зоне опорного излучения. Это требует учета дифракции [5] и затухания опорной волны. Решение, учитывающее эти эффекты, позволяет выбрать, например, оптимальный размер базы. Существование последнего качественно очевидно: при увеличении базы характеристика направленности сужается и для изотропных морских шумов принимаемый уровень снижается, однако при достаточно больших базах вследствие затухания и дифракции уменьшается и полезный сигнал, т. е. его отношение к шуму при больших базах может убывать. Это лишь один из аспектов оптимизации ППА, которому будет уделено внимание в этой работе. Здесь в приближении осесимметричного квазиплоского пучка сначала решается двумерная задача для ППА в среде с затуханием, а затем более общая задача с учетом в квазиоптическом приближении также и дифракции опорной волны.

Нелинейное волновое уравнение для потенциала скорости имеет вид [6]

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \Phi = \frac{\partial}{\partial t} \left[(\nabla \Phi)^2 + a \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)^2 + b \Delta \Phi \right], \quad (1)$$

где c_0 — скорость звука, $a = (\gamma - 1)/2c_0^2$ — нелинейный параметр, $\rho_0 b = \frac{4}{3} \eta + \eta' + \frac{1}{\kappa} \left(\frac{1}{c_0} - \frac{1}{c_p} \right)$, ρ_0 — плотность, η и η' — сдвиговая и объемная вязкости, κ — коэффициент теплопроводности.

В первом приближении имеется квазиплоская опорная волна

$$\Phi_1 = \Phi_1(x, x_0) e^{i(\omega_1 t - k_1 z)}, \quad (2)$$

где $\Phi_1(x, x_0)$ — функция, определяющая поперечное распределение, x_0 — характерный радиус пучка (радиус излучателя). Низкочастотная волна сигнала, приходящая под углом ψ к оси z , в дальнейшем будет считаться плоской:

$$\Phi_0 = \Phi_0 e^{i(\Omega t - \tilde{k}_0 z \cos \psi + \tilde{k}_0 x \sin \psi)}, \quad (3)$$

здесь и далее $\tilde{k}_{0,1,2} = k_{0,1,2} - i\alpha_{0,1,2}$ — комплексные волновые числа. Для потенциала Φ_2 волны комбинационной частоты $\omega_2 = \omega_1 - \Omega$ граничное условие запишется в виде

$$\Phi_2(z, t)|_{z=0} = 0. \quad (4)$$

При решении (1) во втором приближении предполагалось, что поперечное распределение комбинационной волны совпадает с распределением опорной волны. Решение (1) во втором приближении для Φ_2 имеет вид

$$\begin{aligned} \Phi_2 = & - \frac{i \tilde{k}_2^2 (\tilde{k}_1 \tilde{k}_0^* \cos \psi + \alpha \omega_1 \Omega)}{\omega_2 [\tilde{k}_2^2 - (\tilde{k}_1 - \tilde{k}_0^* \cos \psi)^2]} \Phi_0 \Phi_1 \times \\ & \times \{ 1 - e^{i(\tilde{k}_2 - \tilde{k}_1 + \tilde{k}_0^* \cos \psi)z} \} e^{i(\omega_2 t - \tilde{k}_2 z)}, \end{aligned} \quad (5)$$

где звездочкой отмечены комплексно-сопряженные значения волновых чисел. Зависимость амплитуды потенциала Φ_2 от продольной координаты в (5) определяется функцией

$$|\Phi_2| \sim e^{-\alpha_2 z} (1 - 2e^{-\Delta \alpha z} \cos \Delta k z - e^{-2\Delta \alpha z})^{1/2}, \quad (6)$$

где $\Delta k = 2k_0 \sin^2 \frac{\psi}{2}$, $\Delta \alpha = 2\alpha_2 \frac{\Omega}{\omega_2}$ (коэффициент поглощения считался

квадратично зависящим от частоты). Для волны, приходящей в осевом направлении ($\psi = 0$), с учетом того, что для НЧ-сигнала $\Delta \alpha \ll \alpha_2$, из (6)

следует, что $|\Phi_2|$ при малых z растет, как $ze^{-\alpha_2 z}$, при $z_m = \frac{1}{\alpha_2} - \frac{\Delta \alpha}{2\alpha_2^2}$

достигает максимума и на больших расстояниях убывает, как $e^{-\alpha_2 z}$. В среде без затухания и боковом приходе сигнала $|\Phi_2|$ осциллирует, как $\sin \Delta k z / \Delta k$; при длине базы, равной L , и $k_0 L \gg 1$ первый нуль характеристики направленности имеет место при $\psi_0 \approx (4\pi/k_0 L)^{1/2}$ (это известное соотношение в теории параметрических антенн), т. е. для сужения характеристики направленности нужно увеличивать число длин волн НЧ-сигнала на базе ППА. В среде с не очень большими потерями на частоте опорной волны при боковом приходе сигнала может выполняться соотношение $\Delta \alpha \ll \alpha_2 \ll \Delta k$. В этом случае на оси антенны амплитуда волны разностной частоты в зависимости от z совершает затухающие осцилляции до расстояния $z_p = \frac{1}{\Delta \alpha} \ln \frac{\Delta k}{\alpha_2}$, на больших расстояниях $|\Phi_2| \sim e^{-\alpha_2 z}$.

Характеристика направленности ППА в среде с затуханием, полученная из (5):

$$D(\psi) = \frac{\varepsilon - 2 \sin^2(\psi/2)}{4} \left\{ \frac{(1 - e^{-\Delta \alpha z})^2 + 4 \sin^2(\Delta k z/2) e^{-\Delta \alpha z}}{(\Delta k z)^2 + (\Delta \alpha z)^2} \right\}^{1/2} \frac{\Delta \alpha z}{1 - e^{-\Delta \alpha z}}, \quad (7)$$

где $\varepsilon = (\gamma + 1)/2$. При $\Delta \alpha \rightarrow 0$ (7) переходит в известное соотношение для характеристики направленности в среде без потерь [1, 2].

При $\alpha \neq 0$ потери приводят к «сглаживанию» лепестковой структуры характеристики направленности, это «сглаживание» зависит как от параметров среды и сигнала, так и от длины базы.

Задача с учетом дифракции в квазиоптическом приближении решалась методом последовательных приближений [7]. Волновое уравнение во втором приближении имеет вид

$$\frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial \tau \partial z} - \frac{c_0}{2} \Delta_{\perp} \Phi_2 - \frac{b}{2c_0^3} \frac{\partial^3 \Phi_2}{\partial \tau^3} = \frac{\partial}{\partial \tau} \left\{ \frac{1}{2c_0} [k_1 k_0 \cos \psi + a \omega_1 \Omega] \Phi_1 \Phi_0^* \right\}, \quad (8)$$

где $\tau = t - z/c_0$ и $\Delta_{\perp}$ — поперечный лапласиан. Уравнение (8) получено в предположении, что опорная волна представляет собой гауссов пучок, а сигнальная волна — плоская:

$$\Phi_1 = \frac{\Phi_1}{1 - iz/L_d} \exp \left\{ -\frac{r^2}{r_0^2 (1 - iz/L_d)} + i(\omega_1 t - \tilde{k}_1 z) \right\}, \quad (9)$$

$$\Phi_0 = \Phi_0 \exp [i(\Omega t - \tilde{k}_0 z \cos \psi + \tilde{k}_0 r \sin \psi)];$$

здесь r — поперечная координата, $L_d = k_1 r_0^2/2$ — длина дифракции опорной волны, r_0 — радиус излучателя. В результате решения (8) для наиболее интересной приосевой области углов прихода сигнала, удовлетворяющей условию $\sin \psi < \psi_0 (\omega_1/2\Omega)^{1/2}$, получено следующее выражение для потенциала скорости волны разностной частоты:

$$\begin{aligned} \Phi_2 = & -\frac{i}{2c_0} (k_1 k_0 \cos \psi + a \omega_1 \Omega) \Phi_1 \Phi_0 \times \\ & \times \frac{e^{-\frac{r_0^2}{r_0^2 (1 - \frac{iz}{L_d})}}}{1 - \frac{iz}{L_d}} \frac{(1 - e^{-i\Delta k z - \Delta \alpha z})}{i \Delta k + \Delta \alpha} e^{i(\omega_2 t - \tilde{k}_2 z)}. \end{aligned} \quad (10)$$

Как видно из (10), гауссов характер пучка сохранился. При осевом приходе сигнала из (10) следует

$$\Phi_2 = -\frac{i}{2c_0} (k_1 k_0 + a \omega_1 \Omega) \Phi_1 \Phi_0 \frac{z}{1 - \frac{iz}{L_d}} e^{i(\omega_2 t - \tilde{k}_2 z)}. \quad (11)$$

Амплитуда параметрического сигнала в соответствии с (11) зависит от дифракционной длины и затухания. При $z/L_d \ll 1$ $|\Phi_2|$ растет так же, как и без учета дифракции, пропорционально $ze^{-\alpha_2 z}$. Максимального значения параметрический сигнал достигает на расстоянии

$$z_m = L_d \left\{ \sqrt[3]{\sqrt{\frac{1}{27} + \left(\frac{1}{2\alpha_2 L_d}\right)^2} + \frac{1}{2\alpha_2 L_d}} - \sqrt[3]{\sqrt{\frac{1}{27} + \left(\frac{1}{2\alpha_2 L_d}\right)^2} - \frac{1}{2\alpha_2 L_d}} \right\}. \quad (12)$$

При $z/L_d \gg 1$ он убывает, как $e^{-\alpha_2 z}$.

Дифракционные процессы практически не влияют на характеристику направленности антенны в области углов ψ , где решение (10)

справедливо; она может быть определена из формулы (10) и совпадает с характеристикой направленности (7), полученной в задаче без дифракции.

Для ППА важное значение имеет вопрос о шумах. Шумы ППА можно разделить на внутренние (шумы в схеме обработки сигнала) и внешние морские. Одним из основных источников внутреннего шума является конечная ширина спектра опорной волны. Это ограничивает минимальные принимаемые частоты; при гауссовом спектре минимальная частота в герцах $\Omega_{\min} = 0,34 \Delta\omega_1 N^{1/2}$, где N — разница в уровнях давлений на частоте опорной волны и частоте параметрической волны в децибеллах, $\Delta\omega_1$ — ширина спектра опорной волны в герцах. Помехи, вызванные морским шумом, возникают как из-за прямого прихода на приемный гидрофон, так и из-за взаимодействия с опорной волной и ее гармониками. Это, однако, ВЧ-шумы, которые при частотах опорной волны в области 10^5 Гц или ниже оказывают значительно меньшее влияние на шумы ППА, чем НЧ-шумы. Снизить влияние последних можно, сужая характеристику направленности, так как уровень принимаемых шумов $N_{\text{ш}} = N_{\text{м}}/\sigma$, где $N_{\text{м}}$ — уровень шума моря, σ — коэффициент концентрации антенны, пропорциональный для ППА длине базы. Из (6) отношение сигнал/шум

$$N_{\text{с}}/N_{\text{ш}} \sim e^{-2\alpha_2 z} (1 - e^{-\Delta\alpha z})^2 z$$

имеет максимум при $z = 3/2\alpha_2$. Этот размер базы в среде с потерями оптимален, хотя параметрический сигнал, как было видно выше, имеет максимум на несколько меньших расстояниях $z_{\text{м}}$.

Авторы благодарны И. П. Чунчузову за полезные советы в процессе выполнения этой работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Berklay H. O. J. Sound and Vibrat., 1965, 2, N 4, p. 462. [2] Berklay H. O. J. Sound and Vibrat., 1967, 5, N 1, p. 155. [3] Зверев В. А., Калачев А. И. Акуст. журн., 1970, 16, № 2, с. 245. [4] Truchard Y. Y. J. Acoust. Soc. Am., 1975, 58, N 6, p. 1141. [5] Воронин В. А. Автореф. канд. дис. Л., 1980. [6] Кузнецов В. П. Акуст. журн., 1970, 16, № 4, с. 548. [7] Руденко О. В., Солуян С. И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975.

Поступила в редакцию
26.12.80

Примечание при корректуре. После завершения данной работы вышла в свет книга Б. К. Новикова, О. В. Руденко и В. И. Тимошенко «Нелинейная гидроакустика» (1981), в которой содержатся результаты решения задачи о ППА в среде с потерями и аналогичной задачи, учитывающей дифракцию для ППА в идеальной среде.