

Рис. 4. Зависимость отношения сигнал-помеха от расстояния от объекта до приемника при различных разностных частотах $R_э=0,03$ м; $f_э=100$ кГц

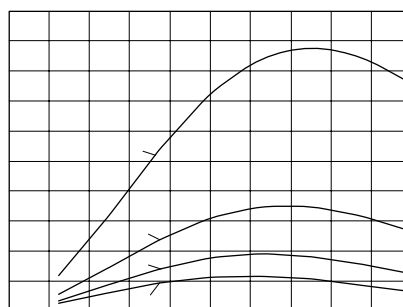


Рис. 5. Зависимость отношения сигнал-помеха от разностной частоты на различных расстояниях от объекта до приемника, $\alpha_{оп} = 10^{-5}$

На рис. 4 приведены результаты расчета отношения сигнал-помеха от расстояния от рассеивающего объекта до приемника при различных разностных частотах. Исходные данные брались такими же, как и в предыдущем случае, за исключением частоты накачки $f = 100$ кГц и радиуса эквивалентной сферы $R_э = 0,03$ м.

На рис. 5 приведены зависимости отношения сигнал-помеха от разностной частоты, посчитанные на различных расстояниях от рассеивающего объекта до приемника. Расчеты выполнены при следующих исходных данных: $f = 100$ кГц; $\tau = 1$ мс; $P_{по} = 0,1$ Па; $I = 2$ Вт/см²; $R_э = 0,03$ м; $\tau = 1$ мс; $r = 1000$ м; $\alpha_{оп} = 10^{-5}$. Кривая 1 посчитана для $r_2 = 250$ м; 2 – 500 м; 3 – 750 м; 4 – 1000 м. С увеличением расстояния от цели до приемника значение отношения сигнал-помеха падает.

Полученные результаты и численные оценки показывают, что применение параметрических антенн с целью увеличения помехоустойчивости полистатических технологий в гидролокации позволяет добиться качественно новых результатов подводного поиска.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Воронин В.А., Тарасов С.П., Тимошенко В.И. Гидроакустические параметрические системы. – Ростов-на-Дону: Ростиздаф, 2004. 100 с. 200 300 400 500 600 700 800 900 $r_2, м$
2. Сташкевич, А.П. Акустика моря. – Л.: Судостроение, 1966. – 353 с.
3. Кобяков Ю.С., Кудрявцев Н.Н., Тимошенко В.И. Конструирование гидроакустической рыбопоисковой аппаратуры. – Л.: Судостроение, 1986. – 272 с.

УДК 534.222

Л.В. Губко

ЛИНЗОВАЯ ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ АНТЕННА В ЖИДКОСТИ

Антенные решетки теоретически позволяют реализовать диаграммы направленности произвольной формы. Однако обеспечение одностороннего излучения, увеличение направленности, уменьшение уровня добавочных лепестков требуют дополнительных механических демпферов, усложнения конструкции антенны, а также электронной схемы приемно-излучающей системы.

Если антенную решетку поместить в замкнутый объем с акустическими параметрами, отличными от свойств морской воды (или другой жидкости), окружающей антенну, то можно улучшить направленные и энергетические характеристики антенной системы. Подобрать материал замкнутого объема, его геометрию, а также расположение излучателей или приемников относительно поверхности, можно значительно улучшить тактико-технические параметры приемно-излучающих систем. Подобные системы будем называть линзовыми антеннами. В монографии [1] предложена теория расчета линзовых антенн с жидким замкнутым объемом. Однако конструктивно такую систему технологично выполнить из твердых веществ (плексиглас, керамика, твердые резины и другое). При этом в конструкции будут одновременно распространяться продольные и поперечные волны. Очевидно, теоретический расчет таких твердотельных линз будет значительно сложнее жидкостных.

В настоящей работе предложена математическая модель расчета акустического поля внутри твердой линзы и в окружающей жидкости от точечного пульсирующего излучателя.

Математически эта задача сводится к решению неоднородного уравнения Гельмгольца с правой частью в виде дельта-функции Дирака. Определив функцию Грина этой задачи, можно вычислить поле любой антенной решетки, составленной из конечного числа точечных пульсирующих излучателей. В работе [2] получены выражения для расчета поля внутри твердого тела эллипсоидальной формы.

Найдем строгое решение уравнения Гельмгольца для точечного излучателя типа «монополь-крутоль», расположенного в произвольной точке твердой сферы. Сфера граничит с жидким полупространством.

Законы распространения плоских продольных и сдвиговых волн в твердом теле и на границе с воздухом (жидкостью) подробно рассмотрены в многочисленных работах по сейсмике и дефектоскопии. Для сферических излучателей, расположенных в твердом теле, получены строгие решения для симметричных относительно центра сферы. При смещении излучателя относительно центра координат, расчетные выражения усложняются и становятся малоприменимы для практических расчетов. Если этот излучатель граничит с поверхностью, то анализ поля излучателя становится еще сложнее. Поэтому в настоящее время часто применяются приближенные модели расчета. Моделью такой задачи может быть точечный источник, расположенный в произвольной точке M_0 (рис. 1). Предположим, что в точке M_0 одновременно излучаются продольные и сдвиговые гармонические волны. В этом случае удобно в рамках линейной модели считать, что в точке M_0 излучает монополь (продольные волны) и крутоль (сдвиговые волны). Эти волны, распространяясь в твердой и жидкой средах, преобразуются и линейно складываются, удовлетворяя соответствующим граничным условиям.

Математической моделью могут быть уравнения Бесселя для смещения частиц U [3]

$$\frac{d^2U}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dU}{dr} + (K_m^2 - \frac{2}{r^2})U = \delta(\vec{r} - \vec{R}_0), \quad (1)$$

$K_m = K_l = \frac{\omega}{C_l}$; $K_m = K_\tau = \frac{\omega}{C_\tau}$; $C_l = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$, $C_\tau = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ – скорость продольных и сдвиговых волн в свободном пространстве, состоящем из твердого тела I.

В жидком полупространстве $K_m = K_o = \frac{\omega}{C_o}$, $C_o = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s}$ – скорость продольных

волн в жидкости II. $\delta(\vec{r} - \vec{R}_0)$ – дельта-функция Дирака, $r = \sqrt{R_0^2 + R^2 - 2RR_0 \cos \gamma}$, $\cos \gamma = \cos \theta \cos \theta_0 + \sin \theta \sin \theta_0 \cos(\varphi - \varphi_0)$.

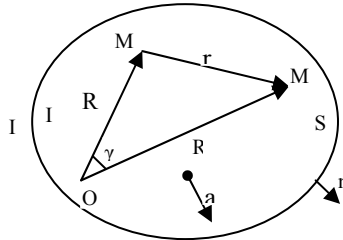


Рис. 1. Модель задачи

Граничные условия:

$$\left. \begin{aligned} V_n^I &= V_n^{II} \\ \sigma_{n\alpha} &= 0; \\ \sigma_{nn} &= -P \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Здесь индекс “n” означает нормаль к поверхности, $\alpha=1,2$ – индексы, показывающие касательные оси к поверхности S, $\sigma_{n\alpha}$ – тензоры механического напряжения, P – давление в жидкости.

Представим решение уравнения (1) в следующем виде: внутри сферы радиусом a для продольных волн:

$$\left. \begin{aligned} U_l &= -i \frac{v_0}{\omega} \frac{ik_l r - 1}{4\pi r^2} \left[e^{ik_l r} + K_{omp}^I(\theta, \varphi) e^{-ik_l r} + K_{omp}^r(\theta, \varphi) e^{-ik_l r} \sin \gamma_{omp} \right], \\ \text{для сдвиговых волн:} \\ U_\tau^I &= \frac{U_0 (ik_\tau r - 1)}{4\pi r^2} \sin \gamma \left[e^{ik_\tau r} + K_{omp}^{I\tau}(\theta, \varphi) e^{-ik_\tau r} + K_{omp}^{II}(\theta, \varphi) e^{-ik_\tau r} \sin \gamma_{omp} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Здесь v_0 – производительность монополя, U_0 – амплитуда колебаний на экваторе крутоля.

Коэффициенты отражения от поверхности, зависящие только от угловых координат θ и φ соответственно: K_{omp}^I – продольных волн, поперечных волн крутоля, преобразованных в продольные; $K_{omp}^{I\tau}$ – поперечных волн; K_{omp}^{II} – продольных волн монополя, преобразованных в поперечные. Поле продольных волн в полупространстве II будем искать в виде

$$U_{I0} = -i \frac{v_0}{\omega} \frac{ik_l r - 1}{4\pi r^2} K_{np}(\theta, \varphi) e^{ik_0 r} \quad (4)$$

Здесь $K_{np}(\theta, \varphi)$ – коэффициент просачивания продольной сферической волны из сферы в полупространстве.

Строгое решение (2), (3), (4) получим методом, разработанным в [1] для жидких сред. Для определения неизвестных коэффициентов отражения и просачивания используем граничные условия и метод мнимых точечных источников. Координаты этих мнимых источников можно определить из обобщенных законов Снеллиуса сферических волн для твердых и жидких сред. Эти законы можно записать в следующем виде:

Для упругих продольных волн в жидкости II:

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_{отр} &= \Gamma_0, \\ \varphi_{omp} &= \pm \varphi_0 + m \\ \Gamma_{np} &= \frac{K_l r_0 \cos \varphi_0}{K_0 \cos \varphi_{np}} \\ \varphi_{np} &= \arctg \sqrt{\frac{C_l}{C_\tau} \operatorname{tg} \varphi_0} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Для упругих сдвиговых волн в среде I, преобразованных от падающих продольных волн:

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_{omp} &= \frac{K_l \cos \varphi_0}{K_\tau \cos \varphi^\tau} \\ \varphi_{np}^\tau &= \arctg \sqrt{\frac{C_l}{C_\tau} \operatorname{tg} \varphi_0} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Для упругих продольных волн в среде I, преобразованных от падающих сдвиговых волн:

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_{omp}^l &= \frac{K_\tau \cos \varphi_0}{K_l \cos \varphi^l} \\ \varphi_{np}^l &= \arctg \sqrt{\frac{C_\tau}{C_l} \operatorname{tg} \varphi_0} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Разместив мнимые источники продольных и сдвиговых волн в точки с координатами, определяемыми законами (5), и удовлетворив соответствующим граничным условиям, найдем неизвестные коэффициенты отражения и пресачивания в выражениях (2), (3), (4). Эти решения являются корректными. Остальные характеристики поля (механическое напряжение в среде I, давление в полупространстве II, интенсивность и другие) можно определить по известным соотношениям [3].

На рис. 2, 3 представлены результаты расчета по алгоритму (3), (4) для одиночного пульсирующего источника.

расстояние от центра линзы до точки расположения источника $r_0 = 0.067$
 частота $f = 50000$
 плотность среды внутри линзы $\rho_1 = 1190$
 скорость продольных волн среды внутри линзы $c_l = 2670$
 скорость поперечных волн среды внутри линзы $c_{lt} = 1121$
 плотность среды вне линзы $\rho_2 = 1000$
 скорость продольных волн среды вне линзы $c_2 = 1500$
 радиус линзы $a = 0.2$

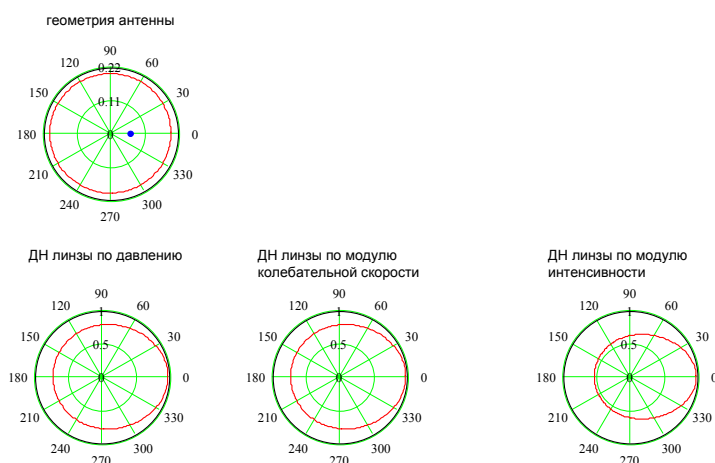


Рис. 2. Расчет поля одиночного пульсирующего источника

Для упрощения будем считать, что сдвиговые волны у точечного излучателя отсутствуют, поэтому отражение волны от «крутоля» равно нулю. Из результатов численных исследований можно сделать вывод, что даже ненаправленный одиночный излучатель, раз-

мещенный в однородной линзе, может давать диаграмму направленности. При смещении точечного излучателя от центра симметрии к поверхности линзы диаграмма направленности изменяется от ненаправленной к узкой безлепестковой. Очевидно, комбинируя место расположения нескольких точечных элементов, можно значительно расширить возможности антенных решеток и упростить их конструкции.

расстояние от центра линзы до точки расположения источника $r_0 = 0.167$
 частота $f = 50000$
 плотность среды внутри линзы $\rho_1 = 1190$
 скорость продольных волн среды внутри линзы $c_1 = 2670$
 скорость поперечных волн среды внутри линзы $c_{1t} = 1121$
 плотность среды вне линзы $\rho_2 = 1000$
 скорость продольных волн среды вне линзы $c_2 = 1500$
 радиус линзы $a = 0.2$

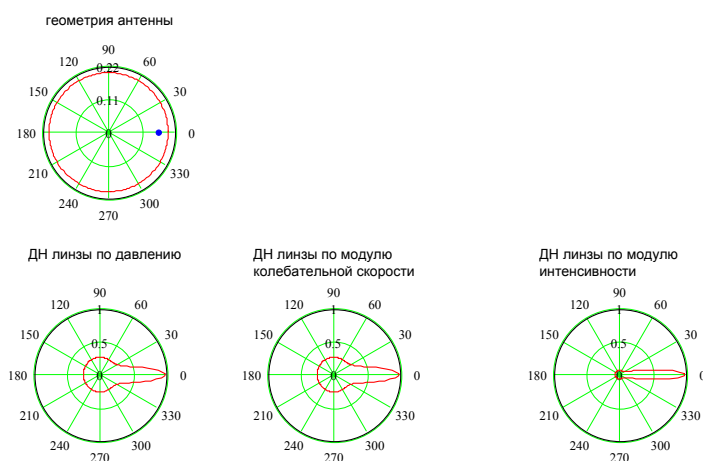


Рис. 3. Расчет поля одиночного пульсирующего источника

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Короченцев В.И. Волновые задачи теории направленных и фокусирующих антенн. – Владивосток: Дальнаука, 1998, – 198 с.
2. Губко Л.В., Короченцев В.И., Шевкун С.А. Поле точечного пульсирующего источника в твердой среде, граничащей с воздушной средой // VI Всероссийский симпозиум «Сейсмоакустика переходных зон». – Владивосток. – 2007. – С. 87–90.
3. Лепендин Л.Ф. Акустика. – М.: Высшая школа, 1978. – 448 с.

УДК 522

В.Ю. Вишневецкий

К ВОПРОСУ ОБ ИССЛЕДОВАНИИ БИОЛОГИЧЕСКОГО И КОЛИЧЕСТВЕННОГО СОСТАВА ВОДЫ В ГОРНЫХ РЕКАХ

В настоящее время, когда антропогенное воздействие на природные процессы стало одним из наиболее значимых экологических факторов, определяющих новые условия су-