

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.232

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАПРАВЛЕННОСТИ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Баранов В. А., Хожа Ю. В.

При экспериментальном определении действительных акустических характеристик низкочастотных гидроакустических излучателей типичной является ситуация, при которой влияние границ среды — свободной поверхности и дна — на измерения является существенным. Между тем характеристика направленности излучателя есть представление поля в зоне дифракции Фраунгофера и для ее определения условия безграничной среды являются обязательными [1]. С другой стороны, методы, обычно используемые для создания этих условий (импульсный режим излучения, применение звукопоглотителей и др.) и достаточно эффективные в области звуковых и ультразвуковых частот, оказываются неприменимыми при градуировке инфразвуковых излучателей звука.

В подобной ситуации может оказаться, что наиболее эффективным, если не единственным, средством реализации условий безграничной среды, существенно необходимым для измерений характеристик направленности, будет корректировка результатов с учетом интерференции, создаваемой отражениями. В общем случае, когда имеются две отражающие границы с заданными акустическими характеристиками, введение соответствующих поправок все же весьма сложно. Действительно, для этого требуется дополнительное параметрическое задание явного вида функции, аппроксимирующей характеристику направленности излучателя, что приводит в конечном счете к необходимости решения некорректно поставленной обратной задачи обработки наблюдений. Кроме того, отражающие свойства дна на низких частотах часто неизвестны. Все это приводит к значительным погрешностям в определении акустической мощности излучателя и его направленности.

Поэтому представляется естественным путь упрощения экспериментальной обстановки: выполнение измерений при таких условиях, когда влияние одной из границ становится пренебрежимо малым. Для этого случая оказывается возможным сформулировать сравнительно простой метод, позволяющий определить искомые характеристики излучателя. В его основе лежат следующие физические предпосылки. Звуковое давление гармонического источника в зоне Фраунгофера можно записать как

$$P(x_1) = \frac{Q_0 \exp(ikx_1)}{4\pi x_1} D(n_1), \tag{1}$$

где x_1 — радиус-вектор, проведенный из точки источника в точку наблюдения, $Q_0/4\pi$ — амплитуда, $n_1 = x_1/|x_1|$ — единичный вектор, $D(n_1)$ — нормированная комплексная характеристика направленности. Тогда звуковое поле этого источника в полупространстве с границей, характеризуемой коэффициентом отражения $V(n)$, будет

$$P(x_1) = \frac{Q_0 \exp(ikx_1)}{4\pi x_1} D(n_1) + V(n_2) \frac{Q_0 \exp(ikx_2)}{4\pi x_2} D(n_2), \tag{2}$$

где x_2 — радиус-вектор, проведенный из точки мнимого источника, представляющего зеркальное изображение действительного, в точку наблюдения, $n_2 = x_2/|x_2|$ — единичный вектор радиус-вектора x_2 .

Для удобства дальнейшего рассуждения представим величины D и V в виде $D(n_j) = R(n_j) \exp(i\varepsilon(n_j))$, $V(n_j) = v(n_j) \exp(i\psi(n_j))$, где $R(n_j)$ и $v(n_j)$ — модуль, $\varepsilon(n_j)$ и $\psi(n_j)$ — фаза соответствующих комплексных величин. Тогда для интенсивности звука получим выражение

$$J(x_1) = \frac{1}{\rho c} \left(\frac{Q_0}{4\pi} \right)^2 \left\{ \left[\frac{R(n_1)}{x_1} \right]^2 + v^2(n_2) \left[\frac{R(n_2)}{x_2} \right]^2 + 2v(n_2) \frac{R(n_1)R(n_2)}{x_1 x_2} \cos[k(x_2 - x_1) + \varepsilon(n_2) - \varepsilon(n_1) + \psi(n_2)] \right\}, \tag{3}$$

где ρ — плотность среды, c — скорость распространения звука.

Следовательно, интенсивность звука выражается через следующие три различные величины $Q_0 R(n_1)$, $Q_0 R(n_2)$ и $[\varepsilon(n_2) - \varepsilon(n_1)]$, которые и подлежат определению. Математически это означает, что для их нахождения по заданной интенсивности и фиксированному направлению вектора n_1 необходимо иметь три независимых различных уравнения, которые можно составить при выполнении трех измерений.

Пусть имеется возможность проводить измерения при других расстояниях между источником и границей и соответственно при других расстояниях между источником и точкой наблюдения без изменения их взаимной ориентации. Условия, которым должны при этом удовлетворять новые положения источника и точки наблюдения относительно границы раздела сред вода — воздух, имеют вид

$$\frac{x_2}{|x_1|} = \frac{y_1}{|y_1|} = \frac{z_1}{|z_1|} = n_1, \quad \frac{x_2}{|x_2|} = \frac{y_2}{|y_2|} = \frac{z_2}{|z_2|} = n_2, \quad (4)$$

где y_1, z_1 и y_2, z_2 имеют соответственно тот же смысл, что x_1 и x_2 . Тогда очевидно, что интенсивности звука примут новые значения $J(y_2)$ и $J(z_1)$, в то время как величины $Q_0 R(n_1)$, $Q_0 R(n_2)$ и $[\varepsilon(n_2) - \varepsilon(n_1)]$ останутся одними и теми же во всех трех случаях. Получим, таким образом, систему из трех уравнений вида (3) относительно указанных трех неизвестных. При этом величины $k, v(n), \psi(n), x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2, J(x_1), J(y_1)$ и $J(z_1)$ предполагаются известными как результат соответствующих измерений.

Совокупность условий (4) имеет простой геометрический смысл. Они показывают, что x_1, y_1 и z_1 , а также x_2, y_2 и z_2 выбираются посредством таких взаимных изменений положения источника и точки наблюдения относительно границы, при которых соблюдаются условия геометрического подобия для треугольников, вершины которых расположены в точке источника, в точке его зеркального изображения и в точке наблюдения. При этом ориентация источника относительно границы должна быть неизменной. Фиксируя каждый раз новую пару значений n_1 и n_2 путем изменения ориентации точки наблюдения относительно источника, можно получать все новые системы уравнений указанного типа. Решением подобных систем будут искомая комплексная характеристика направленности источника и его амплитуда.

Сформулируем теперь ограничения, которые необходимо соблюдать при использовании данного метода в реальных условиях. Это прежде всего критерии волновой зоны $kx_1 \gg 1$ и дальнего поля $x_1, h \gg l$ и $x_1, h \gg kl^2$, где h — расстояние от источника до границы, l — характерный линейный размер излучателя. Ограничения на h необходимы, чтобы исключить влияние границы на вид искомой характеристики направленности.

Кроме того, должно выполняться условие эффективно больших размеров полупространства, при котором влиянием на поле одной из границ можно пренебречь. Чаще всего при градуировке гидроакустических излучателей близко расположенной является свободная поверхность. Если параметр Рэлея для нее мал, т. е. имеет место неравенство $2k\delta \cos \theta \ll 1$, (где δ — среднеквадратичная высота волнения, а θ — угол падения), то тогда в (3) можно принять $V = -1$ ($v = 1, \psi = \pi$). В этом практически важном случае влиянием дна можно пренебречь, если выполняется условие глубокой воды $kH \gg 100$, где H — глубина водоема, в котором производится градуировка излучателя [2].

Отметим модификацию описанного метода, связанную с возможностью одновременного изменения h и ориентации источника относительно границы без изменения ориентации точки наблюдения ($n_1 = \text{const}$). При этом достаточно проводить измерения поля в трех фиксированных точках соответственно трем глубинам источника, отвечающим сформулированным выше условиям.

При практической реализации данного метода на точность получения результирующих характеристик направленности исследуемого низкочастотного излучателя могут оказать влияние погрешности метода, обусловленные наличием нулей в характеристике направленности системы «источник — мнимое изображение». С целью избежать грубых ошибок и для повышения точности измерений можно рекомендовать проводить измерения не в трех точках, а в большем их количестве. Здесь используется то обстоятельство, что положение нулей характеристики направленности излучателя при соблюдении сделанных ограничений не должно зависеть от h , что не имеет места для системы «источник — мнимое изображение».

ЛИТЕРАТУРА

1. Боббер Р. Дж. Гидроакустические измерения. М.: Наука, 1974.
2. Толстой И., Клей К. С. Акустика океана. М.: Мир, 1969.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6.IV.1981

УДК 534.222.2

ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА В ВОДЕ С ПУЗЫРЬКАМИ

Власов Д. В., Заболотская Е. А., Кравцов Ю. А.

Вода с равномерно распределенными пузырьками обладает нелинейностью и дисперсией и поэтому в такой среде должны происходить нелинейные акустические процессы, подобные наблюдаемым в оптике: параметрические эффекты [1-3],