кварц перемещается в области $s=1$, составляет 1 дБ на единицу a^2/λ.

На рис. IV.6.3 приведены абсолютные значения дифракционной поправки к длине волны λ, к скорости звука идеальной плоской волны в зависимости от отношения диаметра излучателя D, вычисленные при различных расстояниях между преобразователями для случая $a=b=10$ мм и $c=1{,}6\cdot10^3$ м/с. Графики *1—5* соответствуют расстояниям, соответственно равным 50, 100, 150, 200, 250 мм [26]. Видно, что поправки тем больше, чем меньше радиус излучателя. С уменьшением расстояния поправки к скорости также увеличиваются.

Обычно измерение скорости звука проводят при расстояниях $x\lambda/a^2\approx1$ и при волновых размерах излучателя ≈ 100. Это соответствует $D/\lambda\approx30$. При этом абсолютная ошибка в измерении скорости звука в воде равна, как следует из рис. IV.6.3 (кривая *5*), 0,4 м/с, что составляет $2{,}5\cdot10^{-2}\%$.

ГЛАВА V
РАССЕЯНИЕ ВОЛН

Среда, в которой распространяются волны, не бывает однородной. В жидкости или газе всегда имеются отклонения от средних значений температуры, плотности, сжимаемости и других физических параметров. Эти флуктуации вызывают местные изменения свойств среды. Если в среде будет распространяться волна, то вследствие нерегулярных изменений свойств среды возникают вторичные волны, исходящие от областей, где появились неоднородности. Эти волны называют *рассеянными*, а процесс их образования — *явлением рассеяния волн*.

Рассеянные волны, складываясь в точке наблюдения с падающей волной, создают в каждый момент времени интерференционную картину. Вследствие нерегулярности распределения рассеивателей в пространстве и во времени рассеянные волны, исходящие от отдельных рассеивателей, некогерентны между собой и с падающей волной, так что за время измерения интерференционная картина смазывается. Вместо образования устойчивой интерференционной картины в каждой точке происходит сложение интенсивностей волн.

К явлениям рассеяния волн относятся также процессы рассеяния от неподвижных неоднородностей, хаотически распределенных в сплошной среде. Вследствие неизменного характера неоднородностей все они являются источниками когерентных волн, которые дают четкую интерференционную картину. Явление когерентного рассеяния, строго говоря, следовало бы назвать дифракцией на совокупности стационарных неоднородностей. Однако поскольку при некогерентном и когерентном рассеянии существенную роль играют статистические закономерности, в обоих случаях применяют термин *рассеяние волн*.

В литературе часто к явлениям рассеяния волн относят также процессы образования вторичных волн на отдельных стационарных неоднородностях, например явления отражения звуковых волн от подводных объектов, электромагнитных волн от радиолокационных целей и т. д. Эффект рассеяния зависит от соотношения между длиной волны и размерами рассеивателя. Если длина волны сравнима с размерами рассеивающего предмета, то в этом случае рассеяние, по существу, есть дифракция волн.

К дифракции принадлежит рассеяние на периодических структурах, а также на периодически шероховатых поверхностях. Среди исследований этого направления известны работы [18], [19], [20] и др.

Некогерентное рассеяние, т. е. рассеяние на случайных неоднородностях с установившимся распределением, а также с распределением, меняющимся во времени, проявляется в другой области явлений рассеяния, где преимущественное значение имеют статистические закономерности (рассеяние звука на пузырьках воздуха в воде [6], на случайных слабых неоднородностях [21], на поликристаллах [22], [23], в твердых неоднородных средах и рассеяние на турбулентностях в атмосфере [24]).

§ V.1. ВОЛНОВОЕ УРАВНЕНИЕ И КРАЕВЫЕ УСЛОВИЯ

Звуковая плоская волна не может оставаться прежней, когда в пространство, где она распространяется, внесено тело, свойства которого отличны от свойств среды. На поверхности тела возникают отражение и преломление плоской волны. В объеме тела появляется колебательное или волновое движение, а во внешнем пространстве — дополнительное поле за счет отраженных волн. В результате волновое плоское поле изменится. (Степень искажения волнового поля инородными предметами играет большую роль в технике измерений, так как прибор, который выполняет ту или иную функцию измерений, сам искажает первичное поле.) Волновое поле в присутствии инородного тела должно удовлетворять волновому уравнению, граничным условиям и условиям излучения. Действительно, плоская волна, хотя и подчиняется волновому уравнению, не может быть единственной в пространстве, как это было до внесения инородного тела, поскольку не выполняются граничные условия. Функция, удовлетворяющая волновому уравнению и граничным условиям, в этом случае состоит из функции, выражающей плоскую волну, и некоторой функции, определяющей рассеянную волну.

Существует множество ситуаций, которые приводят к явлениям рассеяния. Однако только немногие из них поддаются строгому математическому анализу. Математически полно задачу о рассеянии звука удается решить только для тел правильной геометрической формы, не имеющих острых краев, например для сферы бесконечного длинного цилиндра, сплющенного эллипсоида вращения и др.

По типу граничных условий различные случаи могут приблизительно подходить к условию Дирихле, когда на поверхности тела давление обращается в нуль (в дальнейшем это граничное условие обозначим буквой Д), или к условию Неймана, по которому на поверхности в нуль обращается нормальная составляющая скорости (Н). Могут быть промежуточные случаи граничных условий.

Математические задачи о рассеянии на одиночных рассеивателях формулируются следующим образом.

На тело определенной формы падает плоская волна, заданная потенциалом с единичной амплитудой:

$$\Psi_i = e^{j(\omega t - kx)}.$$

Требуется найти потенциал поля рассеянной волны, а также потенциал $\Psi(\mathbf{r}, t)$ полного поля, возникающего в результате наложения падающих и рассеянных волн:

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \Psi_i(\mathbf{r}, t) + \Psi_s(\mathbf{r}, t).$$

Полное поле должно удовлетворять волновому уравнению

$$\Delta\Psi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\Psi}{\partial t^2} = 0 \qquad (V.1.1)$$

и одному из типов граничных условий на поверхности тела:

$$\Psi|_{r=r_0} = 0 \quad (Д), \quad \left.\frac{\partial\Psi}{\partial n}\right|_{r=r_0} = 0 \quad (Н)$$

или

$$\frac{\partial\Psi}{\partial n} = -\frac{\partial\Psi_0}{\partial n}, \quad \rho_1\frac{\partial\Psi}{\partial t} = \rho_0\frac{\partial\Psi_0}{\partial t},$$

где Ψ и Ψ_0 — потенциалы поля во внешней среде и внутри тела.

Кроме того, рассеянное поле должно удовлетворять условиям излучения

$$r\left(\frac{\partial\Psi_s}{\partial n} + jk\Psi_s\right) \underset{r\to\infty}{=} O\left(\frac{1}{r}\right), \quad \Psi_s \underset{r\to\infty}{=} O\left(\frac{1}{r}\right).$$

§ V.2. РАССЕЯНИЕ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ НА ЦИЛИНДРЕ БЕСКОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ

Допустим, что на цилиндре бесконечной длины перпендикулярно оси падает плоская волна (рис. V.2.1). Выберем цилиндрическую систему координат с началом в точке O, лежащей на оси цилиндра. Тогда

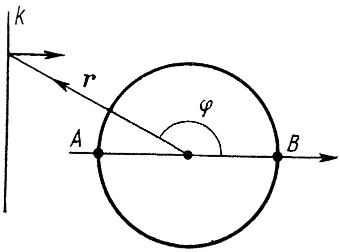

Рис. V.2.1

$$\Psi_i = e^{j[\omega t - (\mathbf{kr})]} = e^{j(\omega t - kr\cos\varphi)}, \qquad (V.2.1)$$

где $\mathbf{k}$ — волновой вектор, φ — угол между $\mathbf{k}$ и $\mathbf{r}$.

Потенциал скорости рассеянной волны представим в виде суперпозиции цилиндрических волн (II.1.10), исходящих из точек оси цилиндра:

$$\Psi_s = e^{j\omega t}\sum A_m\cos(m\varphi + \alpha_m)\,H_m^{(2)}(kr). \qquad (V.2.2)$$

Потенциал общего поля определяется суммой потенциалов полей (V.2.1) и (V.2.2):

$$\Psi = e^{j\omega t}\left[e^{-jkr\cos\varphi} + \sum A_m\cos(m\varphi + \alpha_m)\,H_m^{(2)}(kr)\right]. \qquad (V.2.3)$$

Постоянные A_m и α_m определяются на основании граничных условий; из двух ханкелевых функций в решении (V.2.3) выбрана вторая $H_m^{(2)}(kr)$, которая для выбранной временной зависимости потенциала удовлетворяет условиям излучения.

Рассмотрим рассеяние волн на жестком цилиндре, когда выполняется граничное условие (Н). Для того чтобы воспользоваться граничным условием и определить постоянные A_m и B_m, необходимо разложить функцию, соответствующую плоской волне, в ряд Фурье.