

УДК 534.231

## ЗВУКОВОЕ ПОЛЕ ВБЛИЗИ УПРУГОГО СЛОЯ, ВОЗБУЖДАЕМОГО СФЕРИЧЕСКИМ ИСТОЧНИКОМ

© 1994 г. Е. Л. Шендеров

Центральный научно-исследовательский институт Морфизприбор  
197376 Санкт-Петербург, Чкаловский пр., 46  
Поступила в редакцию 13.12.93 г.

В работе [1] рассмотрены прохождение сферической звуковой волны сквозь упругий слой и показано, что коэффициенты прохождения звука для сферической и плоской волн ( $B_{sph}$  и  $B$  соответственно) могут сильно отличаться. Эта разница наиболее значительна в тех случаях, когда зависимость коэффициента прохождения звука от угла падения имеет негладкий характер. Если толщина слоя сравнима с длиной волны, то в угловых зависимостях коэффициента прохождения имеются глубокие провалы, обусловленные взаимодействием продольных и изгибных волн [2, 3]. Для материалов с невысоким модулем упругости, например пластмасс, такие провалы возникают и при меньших волновых толщинах слоев. Сферический характер звуковой волны приводит к тому, что эти провалы сглаживаются, но появляется дополнительная неравномерность, причем при некоторых углах коэффициент прохождения может быть больше единицы.

Ниже приведены сведения о структуре звукового поля за упругим слоем, вблизи которого находится сферический источник. Расчеты проводились по формулам, приведенным в работе [1],

при следующих значениях параметров: материал слоя – пластмасса, плотность  $1600 \text{ кг/м}^3$ , модуль объемной упругости  $2.2 \times 10^{10}(1 - i \times 0.01) \text{ Н/м}^2$ , модуль сдвига  $3 \times 10^9(1 - i \times 0.02) \text{ Н/м}^2$ , окружающая среда – вода с плотностью  $1000 \text{ кг/м}^3$  и скоростью звука  $c_w = 1500 \text{ м/с}$ .

Источник  $Q$  находится вблизи пластины в начале координат. На рис. 1 показаны линии равных уровней коэффициента прохождения для сферической волны  $B_{sph} = |p_1/p_0|$ , где  $p_1$  и  $p_0$  – соответственно звуковые давления в точке наблюдения при наличии и отсутствии пластины. При указанной нормировке линии равных уровней величины  $B_{sph}$  на больших расстояниях от пластины должны стремиться к радиальным прямым, проведенным из источника. Из рис. 1 следует, что линии равных уровней сильно отличаются от радиальных прямых. Эти отличия весьма существенны в области провала угловой зависимости коэффициента прохождения для плоской волны (ограниченного пунктирными прямыми), а также вблизи пластины. Для иллюстрации на рис. 2а показана зависимость  $B(\theta)$ . В области углов около  $30^\circ$  существует провал, который практически не виден при этих же углах на рис. 1 даже при  $R_0 = (H^2 + r^2)^{1/2} \approx 10\lambda_w$  ( $\lambda_w$  – длина звуковой волны в воде). Расчеты при больших расстояниях  $R_0$  показывают, что в сферической волне провал начинает формироваться лишь при  $R_0 \sim (50 - 100)\lambda_w$ . В некоторых областях величина  $B_{sph}$  превышает единицу. Такой характер звукового поля объясняется дифракцией звуковой волны на ограниченном малопрозрачном участке пластины. Более подробное обсуждение этого вопроса и некоторые численные оценки приведены в статье [1].

Вблизи пластины распределение поля имеет периодический характер. Темными участками вблизи пластины показаны максимумы величины  $B_{sph}$ , причем наибольшие значения  $B_{sph}$  составляют 2 - 6. Обычно осцилляции в звуковом поле возникают в результате интерференции волн, распространяющихся навстречу друг другу из-за отражения от каких-либо границ раздела или дифракции на краях препятствия. В данном случае звуковое поле осциллирует даже при бесконечной пластине. Для объяснения этого явления обратимся к рис. 2б, на котором показан коэффициент прохождения зву-

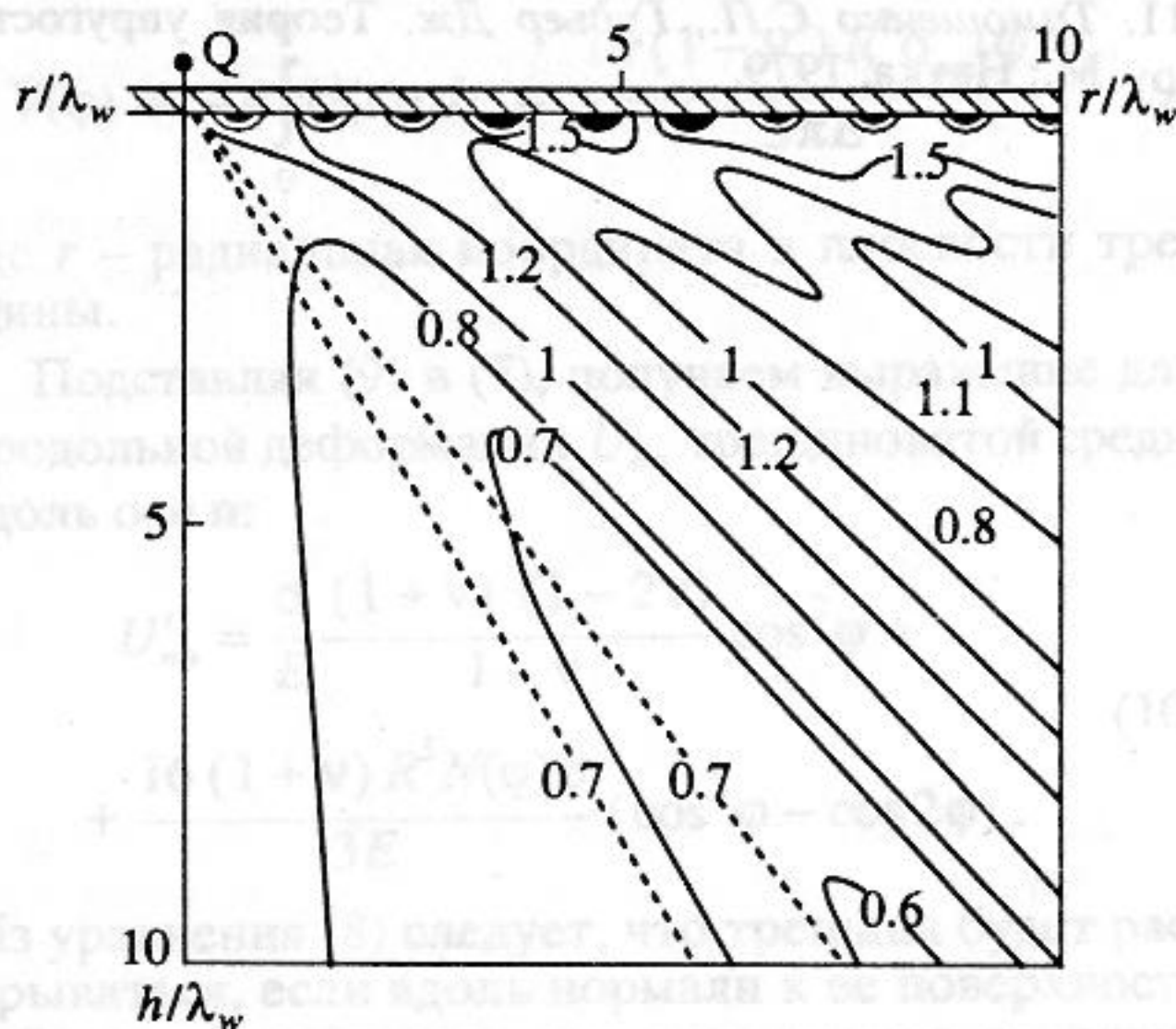


Рис. 1. Линии равных уровней коэффициента прохождения для сферической звуковой волны.  $h/\lambda_w = 0.5$  ( $h$  – толщина слоя). Пунктиром показана область провала зависимости  $B(\theta)$ .

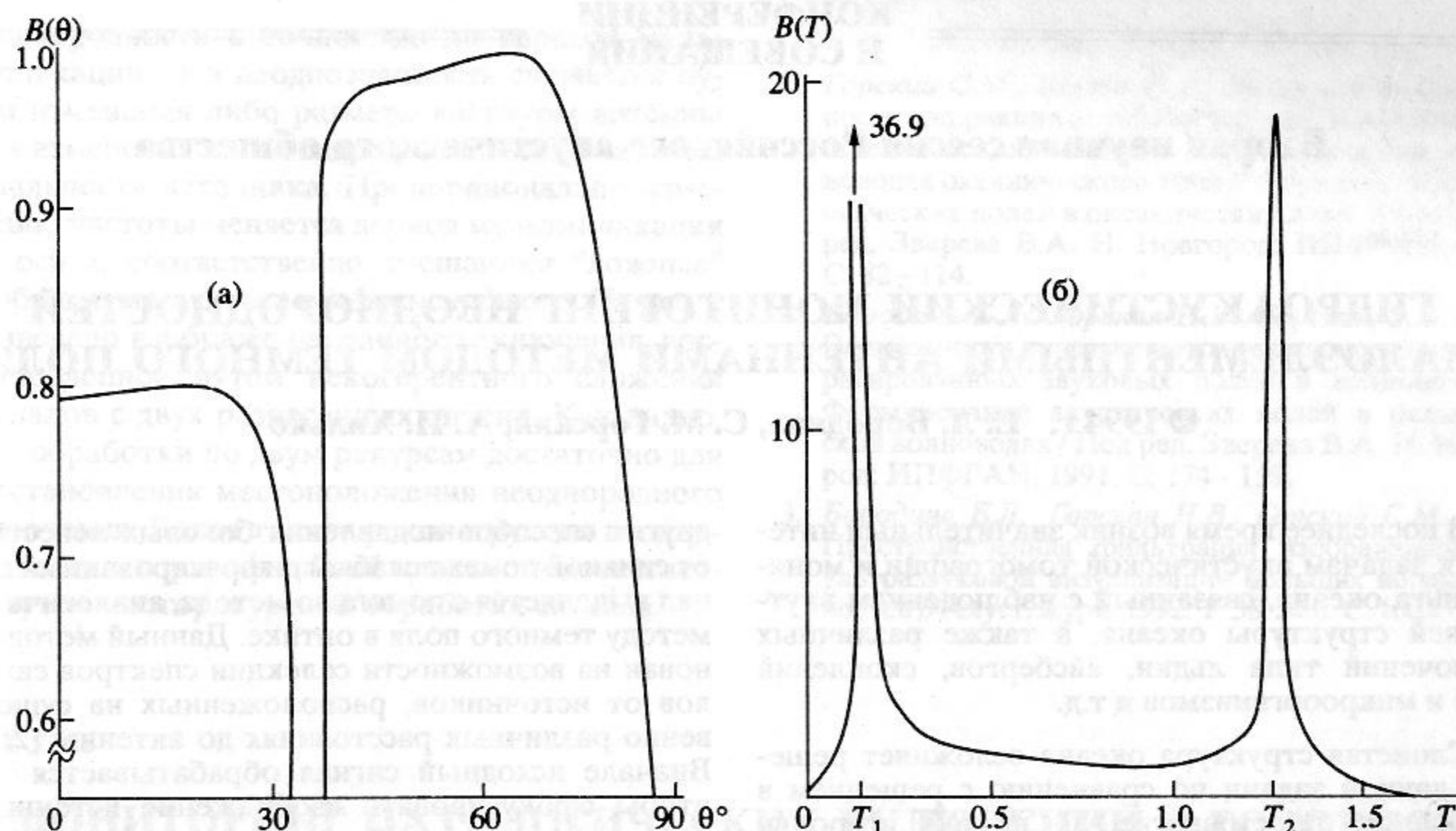


Рис. 2. Угловая зависимость коэффициента прохождения для плоской звуковой волны. а –  $B(\theta)$  в вещественной области углов, б –  $B(T)$  в комплексной области ( $\theta = \pi/2 - iT$ ).

ка в комплексной области углов  $\theta = \pi/2 - iT$ . Как указано в [1], максимумы зависимости  $B(T)$  являются следствием существования полюсов коэффициента прохождения  $B(\theta)$  на комплексной плоскости  $\theta$ . Каждый полюс соответствует какой-либо нормальной волне в слое. Скорость такой волны  $c_n = c_w / \text{ch} T_n$ , где  $T_n$  – значение величины  $T$ , соответствующей максимуму. Для кривой на рис. 2б  $T_1 = 1500$ ,  $T_2 = 1.2915$ . Тогда  $c_1 = 1483$  м/с и  $c_2 = 766.7$  м/с. Эти значения соответствуют скоростям нормальных волн, рассчитанных с учетом влияния окружающей среды. Скорость  $c_1$  близка к скорости в среде (волна типа Стоунли), скорость  $c_2$  близка к скорости изгибной волны.

Если две волны распространяются с различными скоростями в одном направлении, то в суммарном поле  $|p| = |A_1 \exp(ik_1 r) + A_2 \exp(ik_2 r)| = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(k_1 - k_2)r$  появляются осцилляции с периодом  $\Delta r = 2\pi / |k_1 - k_2| = c_1 c_2 / (f |c_1 - c_2|)$ , или  $\Delta r / \lambda_w = c_1 c_2 / (c_w |c_1 - c_2|)$ . Расчет по этой формуле дает  $\Delta r / \lambda_w = 1.057$ , что в точности соответствует расстоянию между максимумами на рис. 1. Таким образом, осциллирующая структура поля вблизи слоя связана с интерференцией звуковых полей, излучаемых двумя нормальными волнами, распространяющимися с разными скоростями в одном и том же направлении.

Картина, изображенная на рис. 1, рассчитана для источника, находящегося вблизи от слоя. Однако все изложенные результаты справедливы и

при произвольном положении слоя относительно источника. Как показано в работах [1, 3], звуковое давление в прошедшей волне зависит от суммы  $H = H_1 + H_2$  (где  $H_1$  и  $H_2$  – расстояния от источника и точки наблюдения до пластины соответственно), а не от каждого из расстояний  $H_1$  и  $H_2$  по отдельности. Поэтому если мы будем перемещать пластину вниз на рис. 1, сохраняя положение источника вблизи начала координат, то картина распределения останется неизменной, только соответствующие области в верхней части рисунка будут отрезаться. Поэтому достаточно сместить пластину на величину порядка  $\lambda_w / 2$ , чтобы области осцилляций пропали. Это смещение соответствует толщине слоя жидкости, в котором распространяются поверхностные волны. Однако остальные особенности приведенной выше картины (исчезновение глубоких минимумов, возникновение значений коэффициента прохождения, больших единицы) сохраняются и при произвольном положении пластины между источником и точкой наблюдения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шендеров Е.Л. Прохождение сферической звуковой волны сквозь упругий слой // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 4. С. 800 - 807.
2. Лямшев Л.М. Отражение звука тонкими пластинками и оболочками в жидкости. М.: Изд-во АН СССР, 1955. 115 с.
3. Шендеров Е.Л. Волновые задачи гидроакустики. Л.: Судостроение, 1972. 348 с.