

$Z_{s, \text{огр}}$ ограниченной оболочки [3]. Величина коэффициента затухания в этом случае для оболочки длиной $L/R = 6,06$ оказывается равной $\eta = 2 \cdot 10^{-2}$, приближаясь с увеличением длины оболочки к значению в вакууме. Так, для $L/R = 14,7$ $\eta = 1,85 \cdot 10^{-2}$.

Значение коэффициента затухания для квазисдвиговой волны, имеющей продольное волновое число, меньшее, чем волновое число в воде ($\mu_1 < k_0 R$), много больше ($\eta = 11 \cdot 10^{-2}$), чем для квазиизгибной волны за счет излучения в воду.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бугаев В. В., Музыченко В. В., Паникленко А. П. К вопросу об амплитуде резонансного рассеяния звука ограниченными цилиндрическими оболочками // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 4. С. 523—525.
2. Музыченко В. В., Рыбак С. А. Низкочастотное резонансное рассеяние звука ограниченными цилиндрическими оболочками. Обзор // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 4. С. 561—577.
3. Белогорцев А. С., Музыченко В. В. Влияние ограниченности цилиндрической оболочки на амплитуду обратного рассеяния // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 2. С. 228—234.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Российской академии наук

Поступило в редакцию
11.11.92

УДК 534.231.1

© 1993 г. О. Э. Гулин, В. В. Темченко

О ВЛИЯНИИ ГРАНИЦ В ОДНОМЕРНОЙ ЗАДАЧЕ РАССЕЯНИЯ ИМПУЛЬСОВ НА СЛОЕ ПЕРИОДИЧЕСКИ НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ

В работе [1] на основе численного моделирования рассматривалась задача рассеяния временных импульсов различной формы на периодически неоднородном полупространстве. Настоящее сообщение продолжает исследования [1], [2] и посвящено анализу особенностей, возникающих в процессах обратного рассеяния при учете конечных размеров среды.

Пусть на слой среды $L_0 \leq z \leq L$ с профилем скорости звука $C(z) = C_0(1 + M \times \cos Kz)$ из области $z > L$ с $C(z) = C_2$ ($C(z < L_0) = C_1$) в момент времени $t = +0$ падает импульс $\varphi(T)$. Тогда внутри слоя звуковое поле $U(z, t)$ удовлетворяет волновому уравнению с соответствующими граничными условиями (см. [1]). На границе слоя $z = L$ имеем $U(L, t) = \varphi(t) + R(t)$, где $R(t)$ — обратно рассеянный сигнал. В безразмерных координатах $\tau = t \times T^{-1}$, $x(z) = T^{-1} \int_{L_0}^z dz'/C(z')$ ($0 \leq x \leq l$) поле $U(L, t)$ можно

представить в виде [1]

$$\tilde{U}(l, \tau) = \tilde{\varphi}(+0) \Psi_l(\tau) + \int_{+0}^{\tau} d\xi \Psi_l(\tau - \xi) \frac{\partial \tilde{\varphi}(\xi)}{\partial \xi}.$$

Здесь функция $\Psi_l(\tau)$ описывает обратно рассеянное поле при падении на слой скачка $\tilde{\varphi} = \theta(\tau)$ ($\theta(\tau)$ — единичная функция Хевисайда), а $T = 2lK^{-1}C_0^{-1}(1 - M^2)^{-1/2}$ — время прохождения фронтом импульса одного периода профиля $\tilde{C}(x) \equiv C(z)$.

Укажем основные особенности поведения функций $\Psi_l(\tau)$ и $R(\tau)$ для рассматриваемой задачи. Ограниченный характер среды вносит изменения в поведение функции $\Psi_l(\tau)$ при $\tau \geq 2l$ по сравнению со случаем полупространства, когда $\Psi_l(\tau)$ при $\tau \rightarrow \infty$ стремится к стационарному уровню, зависящему от характеристик профиля $\tilde{C}(x)$ [1]. Так, если $C_1 \neq \tilde{C}(0)$ и $C_2 = \tilde{C}(x)|_{x=l=0}$, то в момент $\tau = 2l$ наблюдается скачок функции $\Psi_l(\tau)$ величиной $R_1 = (C_1 - \tilde{C}(0))/(C_1 + \tilde{C}(0))$ с последующим переходом к стационарному состоянию, связанному с многократным влиянием границ [2]

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} \Psi_l(\tau) = 2C_1/(C_1 + C_2) = 1 + (C_1 - C_2)/(C_1 + C_2). \quad (1)$$

При согласованной границе $x = 0$ (т. е. $C_1 = \tilde{C}(0)$), когда на ней имеется разрыв производной $d\tilde{C}(x)/dx$, функция $\Psi_l(\tau)$ стремится к уровню (1), испытывая при $\tau = 2l$ лишь разрыв производной $\partial \Psi_l(\tau)/\partial \tau$. Увеличение амплитуды M в обоих случаях затягивает процесс установления режима (1).

Для бесконечных ($\tau_1 \rightarrow \infty$) импульсов $\tilde{\varphi}(\tau) = (\theta(\tau) - \theta(\tau - \tau_1)) \times B \times \sin(\Omega T \tau + \varphi_0)$ согласованность границы $x = 0$ приводит к тому, что после момента $\tau = 2l$ для $\tilde{R}(\tau)$ начинается процесс

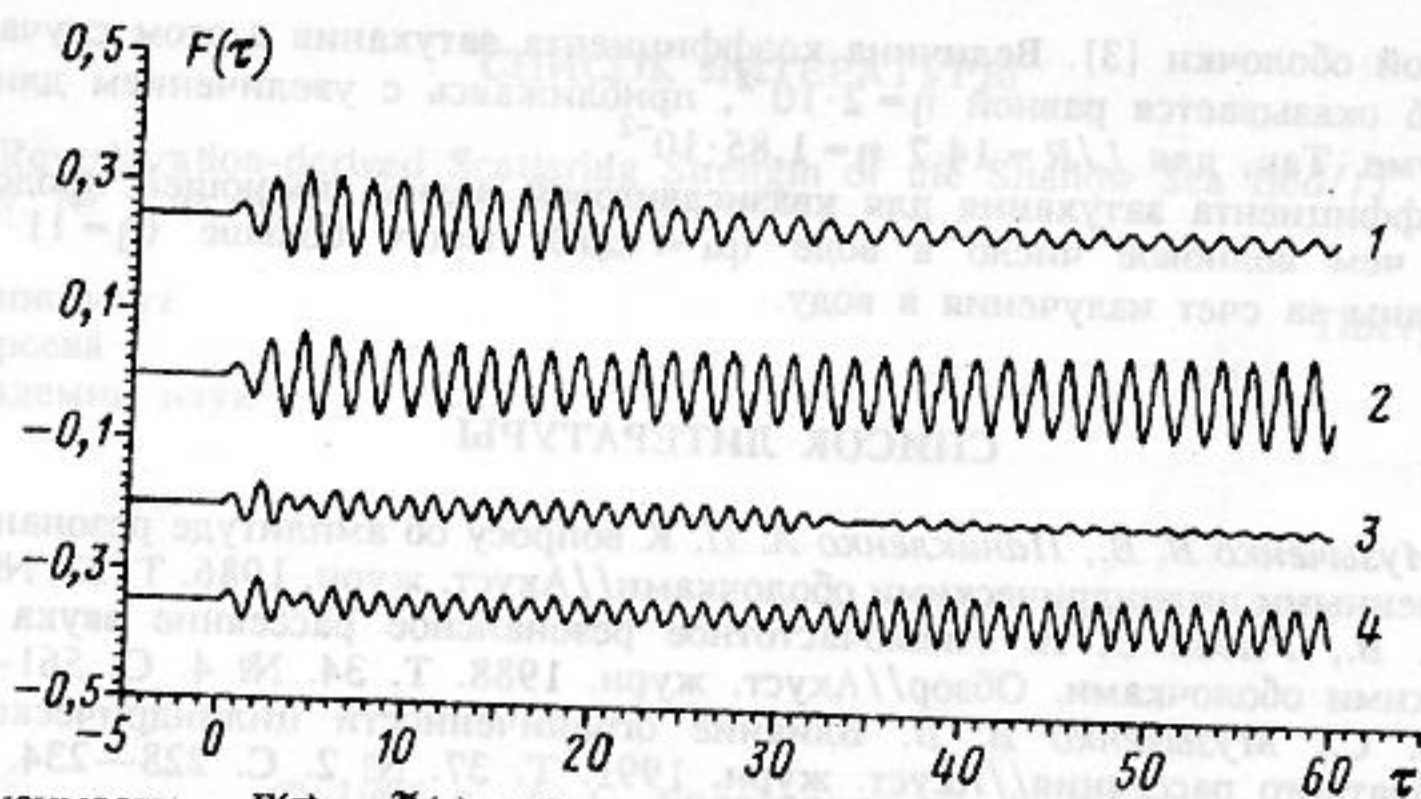


Рис. 1. Зависимость $F(\tau) = \tilde{R}(\tau) + D$ при падении на слой $0 \leq x \leq l$ среды с $\tilde{C}(x(z)) = C_0(1 + M \cos Kz)$ импульса $\varphi(\tau) = \theta(\tau)B \sin(\Omega T\tau + \varphi_0)$. Кривые: 1 — $D = 0,25$, $l = 8$, $\Omega T = 3,78$ ($\Delta = -0,13$); 2 — $D = 0$, $l = 10$, $\Omega T = 3,78$; 3 — $D = -0,2$, $l = 15$, $\Omega T = 4,7$ ($\Delta = -0,3$); 4 — $D = -0,35$, $l = 16$, $\Omega T = 4,7$. Везде: $M = 0,3$, $B = 0,1$, $\varphi_0 = \pi$

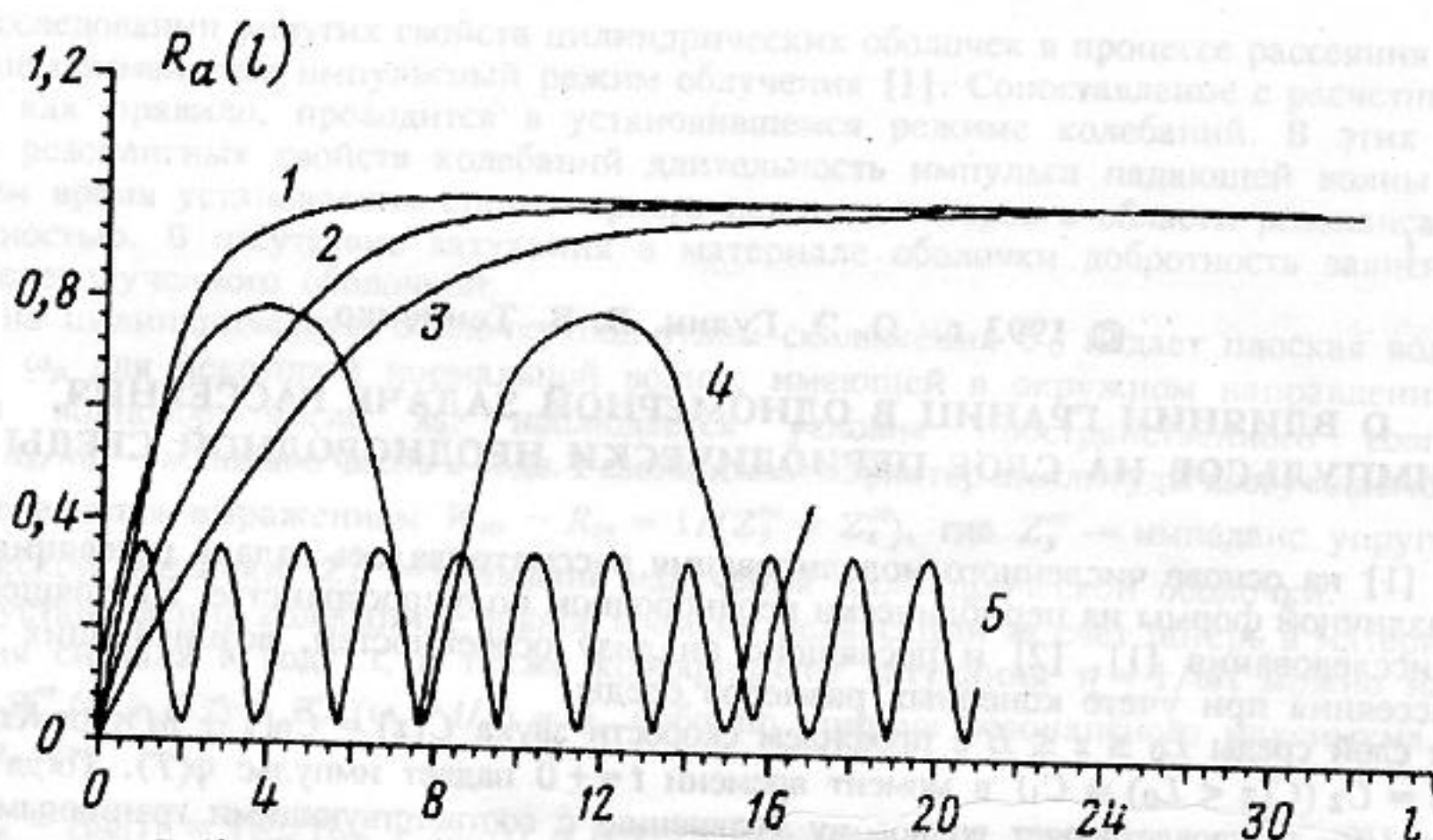


Рис. 2. Зависимость $R_a(l)$ при падении на слой $0 \leq x \leq l$ среды с $\tilde{C}(x(z)) = C_0(1 + M \cos Kz)$ импульса $\varphi(\tau) = \theta(\tau)B \sin(\Omega T\tau + \varphi_0)$. Кривые: 1 — $M = 0,3$, $\Omega T = 3,29$ ($\Delta = 0$); 2 — $M = 0,1$, $\Omega T = 3,15$ ($\Delta = 0$); 3 — $M = 0,5$, $\Omega T = 6,42$ ($\Delta = -0,52$); 4 — $M = 0,3$, $\Omega T = 3,78$ ($\Delta = -0,13$); 5 — $M = 0,3$, $\Omega T = 4,7$ ($\Delta = -0,3$)

установления режима, который в зависимости от параметров M, Δ, l ($\Delta = (C_2K - 2\Omega)/2\Omega$) может быть либо близким к режиму, наблюдаемому при $\tau < 2l$, либо отличным от него (см. рис. 1). Отметим, что амплитуда колебаний отраженного поля в этом режиме становится зависящей от толщины слоя l . Так, если параметры M, Δ выбраны лежащими в зонах повышенного отражения (см. [1]), то отношение амплитуды поля $\tilde{R}(\tau)$ ($\tau \gg 2l$) к амплитуде B импульса $\tilde{\varphi}(\tau)$, обозначаемое через $R_a(l)$, является монотонно возрастающей функцией (рис. 2, кривые 1—3). Если же M, Δ попадают в области прозрачности или находятся вблизи их границ, то зависимость $R_a(l)$ становится периодической (кривые 4, 5 на рис. 2). По мере удаления M, Δ от границ зон параметрического резонанса в глубь областей пропускания амплитуд колебаний функции $R_a(l)$ уменьшаются, а их частота возрастает, что согласуется (при малых M) с результатами работ [3, 4]. Увеличение амплитуды M неоднородностей $\tilde{C}(x)$ ведет в зонах отражения к более быстрому достижению функцией $R_a(l)$ предельного значения, равного единице (сравни кривые 1, 2 на рис. 2). Причем, во второй зоне повышенного отражения этот процесс происходит гораздо медленнее, чем в первой (кривая 3 на рис. 2).

Наличие скачка скорости звука на границе $x = 0$ приводит к тому, что в зонах прозрачности при $\tau \rightarrow \infty$ и $\tau \geq 2l$ для $\tilde{R}(\tau)$ наблюдается процесс установления колебаний, при которых величина $R_a(l)$ равна

$$R_a(l) \approx (C_1 - \tilde{C}(0))/(C_1 + \tilde{C}(0)) \quad (2)$$

и уже не зависит от толщины неоднородной среды. Отметим, что чем ближе выбраны M, Δ к границам зоны отражения, тем процесс достижения режима (2) длительнее. В зонах же повышенного отражения после установления режима $R_a(l) \approx 1$, влияние на $\tilde{R}(\tau)$ скачка $\tilde{C}(x)$ на границе $x = 0$ фактически не про-

является вследствие малости вклада в обратное рассеяние той части волны, которая отражается от границы $x = 0$. Лишь во второй зоне, где время установления параметрического резонанса велико [1], влияние задней границы может наблюдаться при небольших толщинах слоя.

Ограниченность неоднородной среды прослеживается и при падении на нее импульсов $\tilde{\varphi}(\tau)$ конечной длительности. Так, если M, Δ выбраны в зонах прозрачности или вблизи их границ, и импульс $\tilde{\varphi}(\tau)$ имеет длительность $\tau_1 < 2l$, то в «хвосте» [1] его обратно рассеянного поля после завершения процесса релаксации могут наблюдаться осцилляции, обусловленные влиянием задней границы слоя. Если при тех же M, Δ длительность $\tau_1 > 2l$ и достаточно велика, то возможно сначала при $\tau_1 < 2l$ установление режима обратного рассеяния, обусловленного неоднородностями $0 < x \leq l$, затем при $2l < \tau < \tau_1$ — режима рассеяния, связанного с влиянием границы $x = 0$. Наконец, когда $\tau \rightarrow \infty$ поле $\tilde{R}(\tau)$ стремится к окончательному состоянию $\tilde{R}(\tau) |_{\tau \rightarrow \infty} = 0$, переход к которому не всегда носит ярко выраженный релаксационный характер. Подчеркнем, что, как и ранее, в зонах параметрического резонанса влияние границы $x = 0$ незначительно.

В заключение укажем, что представленные численные результаты для $\tilde{R}(\tau)$ получены с точностью не хуже 0,15—1%, а для функции Грина $\Psi(\tau)$ — не хуже 0,05—0,1% (относительная ошибка).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гулин О. Э., Темченко В. В. Рассеяние импульсов на периодически неоднородных средах. Результаты численного моделирования // Акуст. журн. 1992. Т. 38. № 3. С. 450—455.
2. Гулин О. Э., Темченко В. В. О некоторых аналитических решениях одномерной задачи рассеяния временных импульсов на слое неоднородной среды // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 4. С. 644—648.
3. Кляцкин В. И., Кошель К. В. Численное моделирование распространения волн в периодических средах // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. № 6. С. 2092—2098.
4. Гулин О. Э., Темченко В. В. К вопросу о распространении волн в одномерной среде с пространственно-временными периодическими неоднородностями // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32. № 1. Деп. в ВИНТИ. № 9039, В88.

Тихоокеанский океанологический институт
ДВО Российской академии наук

Поступило в редакцию
30.12.92

УДК 534.001.24:536—36

© 1993 г. Д. А. Денисов

СКОРОСТЬ ЗВУКА В РАСТВОРАХ, СОДЕРЖАЩИХ НЕСКОЛЬКО РАСТВОРЕННЫХ КОМПОНЕНТОВ: РАСЧЕТ ПО ДАННЫМ О РАСТВОРАХ, СОДЕРЖАЩИХ ПО ОДНОМУ РАСТВОРЕННОМУ КОМПОНЕНТУ

Задача расчета скорости звука в растворе, содержащем несколько растворенных компонентов, называемом в дальнейшем смешанным раствором (таким раствором, очевидно является и морская вода), по данным о бинарных подсистемах, содержащих растворитель и один из растворенных компонентов, привлекала внимание многих исследователей (см., например, [1, 2]).

Известное соотношение, связывающее значение скорости звука с термодинамическими величинами: плотностью ρ и адиабатным коэффициентом сжимаемости β_S [1, 2]

$$a = (\beta_S \rho)^{-1/2}, \quad (1)$$

указывает на возможность расчета a с помощью методов физической химии и химической термодинамики, используемых для нахождения свойств растворов. Так, уже в течение многих лет значение скорости звука в смешанных растворах электролитов рассчитывают по данным о бинарных подсистемах, подобно многим другим свойствам, с помощью правила ионной силы [1—3]. Однако, как отмечалось автором [4], применение указанного правила является обоснованным лишь при описании очень разбавленных растворов, поскольку является следствием первого приближения теории Дебая — Хюккеля [5]. Другие же приближения, применимые для более концентрированных растворов, в частности второе приближение теории Дебая — Хюккеля, при описании смешанных растворов электролитов уже не могут ограничиться лишь одной переменной — ионной силой [6].

Иная возможность расчета свойств смешанных растворов по данным о бинарных подсистемах не связана со статистическим описанием систем заряженных частиц, а основана на модели идеальных растворов или на модели идеальных изопиестических растворов [7—9]. В последней, в отличие от модели идеальных растворов, не пренебрегается взаимодействиями между растворителем и растворенным компонентом. Однако предполагается, что растворенные компоненты смешанного раствора могут рассматриваться как идеальная смесь растворенных компонентов бинарных подсистем, имеющих