

01;08

Аномалии граничного отражения ультразвука от диссипативной среды

© Д.А. Костюк, Ю.А. Кузавко

Брестский государственный технический университет
E-mail: kuzavko@newmail.ru

В окончательной редакции 23 апреля 2001 г.

Теоретически рассмотрено отражение продольных акустических волн от границы твердого тела с сильно диссипативной средой. Показана существенная зависимость коэффициента отражения сигнала и его фазы от коэффициента поглощения ультразвука в диссипативной среде. Предложено программное восстановление временной зависимости вязкости диссипативной среды при отвердевании последней исходя из экспериментальных измерений амплитудного коэффициента отражения ультразвукового импульсного сигнала. Определены коэффициенты отражения и прохождения волн амплитуды, скорости, давления и интенсивности. Найдено выражение для поглощающей акустической энергии при отражении от диссипативной среды. Произведено восстановление частотных зависимостей амплитуды и обобщенной фазы отраженных и прошедших границу раздела сред сигналов исходя из их спектральных расчетов. Проведено экспериментальное подтверждение выводов теории при рассмотрении отражения акустического импульса от границы оргстекло–эпоксидная смола в процессе отвердевания последней, показавшее уменьшение коэффициента отражения и длительности акустического импульса при затвердевании эпоксидной смолы.

Введение. Отражение непрерывных и импульсных акустических сигналов от границ раздела сред изучено теоретически и экспериментально весьма подробно [1,2]. Тем не менее случай отражения акустической волны от среды, обладающей сильным поглощением звуковых колебаний, нам неизвестен и может оказаться интересным как в научном, так и в практическом плане. В данной работе нами рассмотрено отражение акустической продольной волны (ПВ) от плоской границы раздела твердого тела с сильно диссипативной средой (СДС), в качестве которой может служить вязкая жидкость.

Теория. Пусть в твердом теле без затухания распространяется непрерывная гармоническая ПВ, которая при падении на границу в СДС

частично отражается, а прошедшая ПВ в жидкости достаточно быстро затухает.

Волновое уравнение для ПВ в диссипативной среде имеет вид [1]:

$$\rho_2 \ddot{u}_x = c_2 u_{x,xx} + b_2 u_{x,xt}, \quad (1)$$

где u_x — компонента продольного смещения в ПВ, c_2 — модуль упругости, ρ_2 — плотность, b_2 — параметр диссипативных потерь, определяемых коэффициентами сдвиговой η и объемной ξ вязкости и коэффициентом теплопроводности χ согласно соотношению [1]:

$$b_2 = \frac{4}{3} \eta + \xi + \chi (c_v^{-1} + c_p^{-1}), \quad (2)$$

в котором c_p и c_v — соответственно теплоемкости среды при постоянном давлении и объеме.

При этом коэффициент поглощения звука α однозначно выражается через параметр диссипативных потерь b_2 согласно выражению $\alpha = \omega^2 b_2 / 2 \rho_2 s_l^3$, где $\omega = 2\pi f$ — циклическая частота звуковой волны, s_l — скорость продольного звука. Отметим, что при $b_2 = 0$ это уравнение определяет акустические колебания в твердом теле с соответствующими материальными константами.

Решения для падающей, отраженной и прошедшей волн ищутся в стандартном виде [2]:

$$\begin{aligned} u^I &= u_{01}^I \exp [i(k_1 x - \omega t)], \\ u^R &= u_{01}^R \exp [i(-k_1 x - \omega t)], \\ u^T &= u_{02}^T \exp [-\alpha x + i(k_2 x - \omega t)], \end{aligned} \quad (3)$$

где $k_1 = \omega / s_{l1}$, $k_2 = \omega / s_{l2}$ — волновые числа, t — время.

Граничные условия при $x = 0$ представляют собой непрерывность упругих смещений и напряжений (если СДС — жидкость, то вместо напряжения надо иметь в виду давление) на границе сред и запишутся следующим образом:

$$\begin{aligned} u_x^I + u_x^R &= u_x^T, \\ c_1 (u_{x,x}^I + u_{x,x}^R) &= c_2 u_{x,x}^T + b_2 u_{x,xt}^T. \end{aligned} \quad (4)$$

Решения (3) удовлетворяют соответствующим волновым уравнениям, а будучи подставленными в (4), дают систему линейных уравнений

для определения коэффициентов отражения $R = u_{01}^R/u_{01}^I$ и прохождения $T = u_{02}^T/u_{01}^I$ ($T = 1 + R$). Коэффициент отражения имеет следующий вид:

$$R_\omega = \frac{1 - \tilde{\varepsilon}}{1 + \tilde{\varepsilon}}, \quad (5)$$

где $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon(1 - ix)^{1/2}$, $\varepsilon = z_2/z_1$, $x = \omega/\omega_c$, $z_1 = \rho s_{I1}$ и $z_2 = \rho s_{I2,0}$ — соответственно акустические импедансы первой и второй сред (в отсутствие диссипации), $\omega_c = \rho_2 s_{I2,0}^2/b$ — некоторая эффективная частота, характеризующая СДС, $s_{I2,0}$ — скорость звука (при $\omega = 0$).

Напомним, что $R_0 = (z_2 - z_1)/(z_2 + z_1)$ и $T_0 = 2z_2/(z_2 + z_1)$ — амплитудные коэффициенты отражения и прохождения ультразвуковой волны ($\omega \rightarrow 0$) [3].

Исходя из зависимости (5), для фазы отраженного сигнала следует отношение:

$$\operatorname{tg} \Psi_\omega^R = -\frac{2\varepsilon(1+x^2)^{1/4} \sin \frac{\Psi}{2}}{1 - \varepsilon^2(1+x^2)^{1/2} \cos \Psi}, \quad (6)$$

где $\Psi = -\operatorname{arctg} x$. Таким образом, согласно (5) и (6), при отражении акустической волны от СДС меняются ее амплитуда и фаза. Если отражение происходит от менее плотной акустической среды ($z_2 < z_1$), то при $\omega \ll \omega_c$ происходит инверсия сигнала ($\Psi^R = \pi$). В окрестности $\omega \sim \omega_c$ наблюдается минимум коэффициента отражения волны при дальнейшем возрастании фазы отраженного сигнала относительно фазы падающего на границу сигнала. Далее при $\omega \gg \omega_c$ $R_\omega \rightarrow 1$ и $\Psi^R \rightarrow 2\pi$, т.е. возникает полное отражение сигнала. В противоположном случае при отражении от более плотной среды инверсия сигнала не происходит ($\omega \ll \omega_c$, $R_\omega \rightarrow R_0$ и $\Psi^R \rightarrow 0$). Аналогично при $\omega \sim \omega_c$ наблюдается минимум коэффициента отражения R_ω при максимуме фазы Ψ_ω^R . Далее при $\omega \gg \omega_c$ $R_\omega \rightarrow 1$ и $\Psi^R \rightarrow 0$.

Для полноты рассмотрения приведем также коэффициент прохождения T_ω и фазу Ψ_ω^T прошедшей ПВ:

$$T_\omega = \frac{2}{1 + \tilde{\varepsilon}}, \quad (7)$$

$$\operatorname{tg} \Psi_\omega^T = \frac{\varepsilon(1+x^2)^{1/4} \sin \frac{\Psi}{2}}{1 + \varepsilon(1+x^2)^{1/4} \cos \frac{\Psi}{2}}. \quad (8)$$

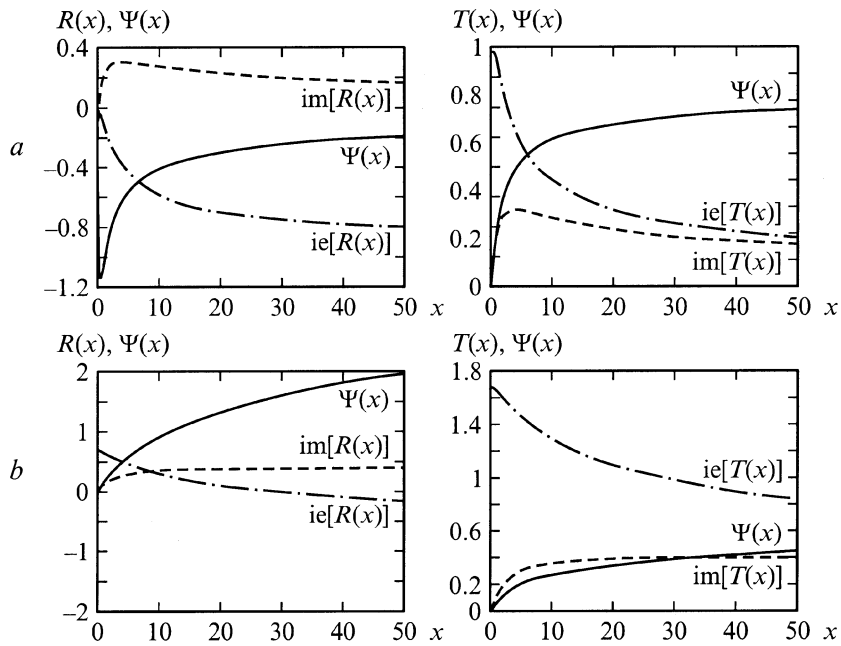


Рис. 1. Частотные зависимости модулей амплитудных коэффициентов отражения и прохождения, их фаз: *a* — оргстекло-композит ЭС ($z_1 = 3.1 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, $z_2 = 3.25 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, $\omega_c = 2\pi \cdot 10 \text{ MHz}$), *b* — алюминий-композит ЭС ($z_1 = 17.33 \cdot 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$).

Частотные зависимости модулей амплитудных коэффициентов отражения и прохождения, а также их фаз приведены на рис. 1 соответственно для инверсного ($R_0 < 0$, оргстекло-композит эпоксидной смолы (ЭС)) и неинверсного ($R_0 > 0$, алюминий-композит ЭС) отражений. Помимо найденного амплитудного коэффициента отражения R_ω представляют интерес также коэффициенты отражения волны скорости $R_u = \dot{u}^R/\dot{u}^I$, волны давления $R_p = p^R/p^I$, волны по интенсивности $R_J = J^R/J^I$. Так как дифференцирование по времени не меняет, согласно (3), условия (4), то $R_u = R_u$. В силу существования соотношения между давлением и колебательной скоростью $p/\dot{u} = \pm z_1$, где

верхний знак берут для волны, распространяющейся в положительном направлении x , нижний – в противоположном направлении, находим $R_p = -R_u$. Следовательно, приведенные частотные зависимости модуля амплитудного коэффициента отражения и его фазы совпадают с модулем коэффициента отражения волны давления и его фазы.

Так как между давлением и интенсивностью волны в бездиссипативной среде имеются соотношения $J_I = p_I^2/2z_1$ и $J_R = p_R^2/2z_1$, то в связи с этим коэффициент отражения звука по интенсивности определяется формулой $R_J = |R_\omega^2|$. Отметим, что в силу закона сохранения энергии коэффициент прохождения звука в СДС по интенсивности $T_J = 1 - R_J$, в то время как амплитудный коэффициент прохождения $T = 1 + R$. Заметим, что вся приведенная интенсивность T_J в СДС необратимо обращается в тепло по мере распространения ПВ. Следует также отметить, что с практической точки зрения регистрация отраженных сигналов более информативна, чем регистрация ослабленных сигналов, прошедших слой СДС. Поэтому здесь и в дальнейшем внимание уделяется рассмотрению процессов отражения волны.

Реальный импульсный акустический сигнал можно представить следующим выражением:

$$u_1^I(x=0, t) = u_{01}^I \exp\left(-\Gamma \frac{|t|}{T}\right) \exp\left(i2\pi \frac{t}{T}\right) \times \left[\theta\left(t - \frac{\tau}{2}\right) - \theta\left(t + \frac{\tau}{2}\right)\right], \quad (9)$$

где Γ — безразмерный параметр, определяющий огибающую акустического сигнала и связанный с добротностью Q ультразвукового пьезокерамического преобразователя (УЗП) соотношением $\Gamma = \pi/Q$, $T = 2\pi/\omega_0$, ω_0 — частота основной гармоники сигнала, $\tau = nT$ — длительность импульса, n — некоторое целое число, равное количеству периодов излучаемого импульса.

Исходя из приведенной зависимости R_ω и используя прямое и обратное преобразование Фурье для импульсного сигнала (9), с помощью компьютера рассчитывалась форма отраженного сигнала от границы раздела оргстекло–композит ЭС. Результаты расчета показывают существенную зависимость амплитуды и фазы отраженного сигнала от частоты основной гармоники импульсного сигнала.

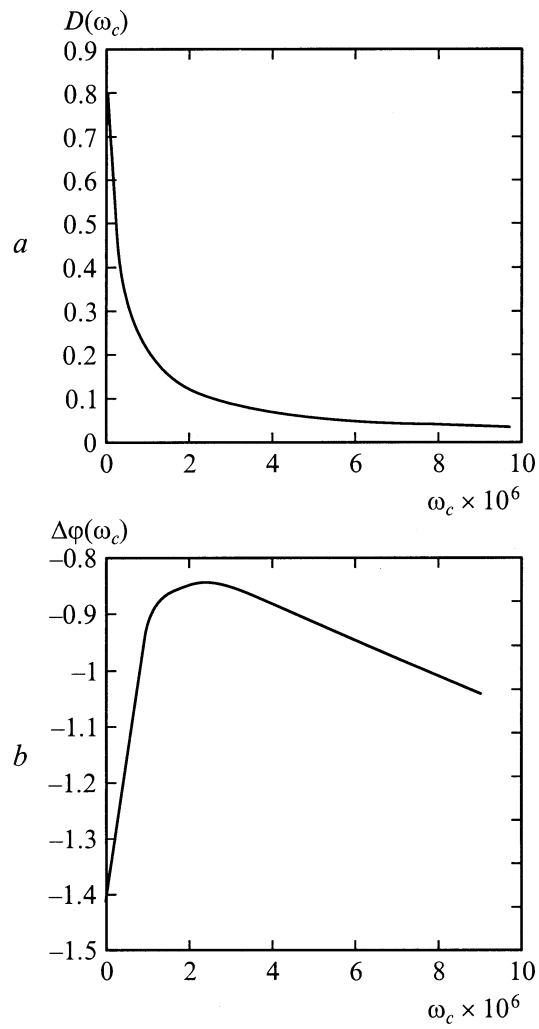


Рис. 2. Частотные зависимости: a — размаха импульса отраженного сигнала и b — его фазового сдвига относительно падающего сигнала.

Несомненный интерес представляет рассмотрение зависимости размаха отраженного импульса $D(\omega_c)$ и его фазового сдвига $\Delta\varphi(\omega_c)$ относительно падающего сигнала, по которым можно количественно судить о величине эффективной частоты ω_c и, следовательно, о параметре диссипативных потерь b_2 (2). Для большинства СДС, в которых вклад в поглощение звука эффектов теплопроводности пренебрежимо мал по сравнению с эффектами вязкости, возможно достаточно точное определение величины вязкости. На рис. 2 представлены вышеуказанные зависимости для структуры оргстекло–компаунд ЭС. При этом фазовые измерения представляются более перспективными по сравнению с амплитудными, учитывая, что точность фазовых измерений достигает 10^{-2}°C и выше.

Эксперимент. Для подтверждения теоретически предсказанного выше явления — зависимости коэффициента отражения от диссипации ультразвуковой энергии в отражающей среде проводился следующий эксперимент. УЗП с резонансной частотой 3.5 МГц возбуждался импульсным генератором и излучал близкий к теоретически рассмотренной форме акустический импульс в одну из вышеописанных структур. Излученные и отраженные сигналы с выхода УЗП регистрировались осциллографом с цифровой индикацией амплитудных и временных интервалов сигнала.

На рис. 3 представлена зависимость коэффициента отражения R импульсного сигнала в процессе отвердения компаунда ЭС, приготовленного соответственно ГОСТ на 10 г ЭС 1, 2 отвердителя.

Именно при таком весовом составе молекулы ЭС притягивают к себе молекулы отвердителя и совместно образуют твердую структуру в результате химической реакции. В теории фазовых переходов (ФП) известно, что в точке ФП всегда наблюдаются аномалии одного или нескольких физических параметров вещества. В нашем случае имеет место минимум амплитуды граничного отражения акустического импульсного сигнала. Здесь точка ФП, когда все молекулы отвердителя образовали связи с молекулами ЭС, а в дальнейшем идет лишь стабилизация образовавшейся пространственной решетки. В иных весовых соотношениях компаунда ЭС возникает избыток таких связей, что определяет присутствие в образовавшемся компаунде непрореагировавшей части ЭС или отвердителя [6]. ФП происходит самопроизвольно, являясь структурным переходом первого рода. Для его однозначной реализации по всему объему необходимо лишь предварительное тщательное перемешивание компаунда.

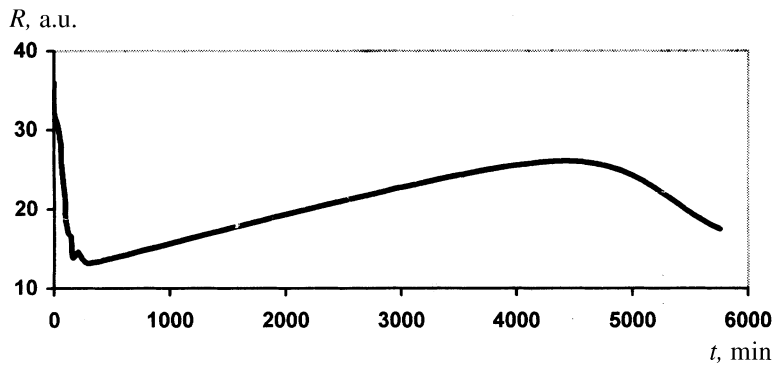


Рис. 3. Экспериментальная зависимость коэффициентов отражения R импульсного сигнала от времени в процессе отвердевания компаунда ЭС.

Отметим, что акустические импедансы жидкой и твердой фаз ЭС не могут существенно различаться. В процессе отверждения температура смеси по сравнению с комнатной возросла не более чем на 10°C , не происходило и заметного изменения объема смеси. Поэтому вышеуказанными обстоятельствами нельзя объяснить наблюдаемое уменьшение коэффициента отражения в 2.5 раза, а также изменение длительности отраженного акустического сигнала с $\tau = 3 \mu\text{s}$ до $\tau = 2 \mu\text{s}$. С другой стороны, содержания теоретических результатов и экспериментальных данных существенно отличаются между собой. В теории коэффициент отражения получен как функция частоты ω_0 основной гармоники излучаемого сигнала при постоянном значении эффективной частоты ω_c , т.е. при постоянном коэффициенте затухания ультразвука в диссипативной среде. В эксперименте измерялся коэффициент отражения как временная функция при отверждении компаунда ЭС, т.е. в зависимости от изменяющегося во времени коэффициента затухания ультразвука в диссипативной среде. В то время как частота ω_0 основной гармоники излучаемого сигнала оставалась неизменной, так как УЗП принципиально являются резонансными и, следовательно, неперестраиваемыми по частоте. Очевидно, что вязкость диссипативной среды и затухание ультразвука в ней достигали своего максимума в точке фазового перехода (ФП) при отверждении ЭС, а их количественные зависимости неизвестны и

трудно поддаются измерениям. Теоретические зависимости $R_\omega(\omega/\omega_c)$ строились как функции $x = \omega/\omega_c$, а в эксперименте этот параметр вначале возрастал до точки ФП, а затем убывал. Согласно теоретическим зависимостям рис. 1, при увеличении параметра x коэффициент R_ω и длительность отраженного импульса τ уменьшаются и, следовательно, экспериментальные данные качественно подтверждаются развитой здесь теорией. Для их количественного соответствия необходимо знание экспериментальных зависимостей затухания ультразвука в компаунде ЭС при его отвердевании. Если известны исходные или конечные акустические параметры компаунда ЭС в процессе его отвердевания, то методом обратной задачи по полученным экспериментальным данным можно восстановить временную зависимость параметра диссипативных потерь.

Заключение. Следует сделать вывод, что состояние отражающей диссипативной среды существенно влияет на коэффициент отражения и фазу как непрерывных, так и импульсных акустических сигналов. Так как фазовые измерения являются более точными по сравнению с амплитудными, то по ним мы можем судить о поглощении звука в сильно диссипативной среде и проводить непосредственные измерения вязкости жидкостей.

В современном электронном и машиностроительном производстве важным фактором является непрерывный контроль состояния технологического процесса при изготовлении изделий для достижения оптимальных эксплуатационных и потребительских качеств. При изготовлении твердотельных электронных изделий всегда имеет место изменение тонкой структуры веществ, их составляющих, вследствие физико-химических превращений в результате технологических процессов молекулярной и лазерной эпитаксии, электро- и фотолитографии, электрохимии, плазменного и вакуумного напыления, пайки припоем. В большинстве перечисленных случаев имеет место сильный локальный нагрев, фазовые, агрегатные и химические превращения в отдельных областях изделия, которые в таких условиях по своим физическим свойствам являются СДС, благодаря чему появляется возможность гибкого управления выполняемым технологическим процессом для достижения требуемых характеристик изделия при сокращении ресурсо- и энергопотребления и повышения срока их эксплуатационной службы и потребительского качества.

Список литературы

- [1] *Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П.* Теория волн. М.: Наука, 1990. 432 с.
- [2] *Дьелесан Э., Руайе Э.* Упругие волны в твердых телах. М.: Наука, 1982. 424 с.
- [3] *Лепендин Л.Ф.* Акустика. М.: Высш. шк., 1978. 448 с.
- [4] *Костюк Д.А., Кузавко Ю.А.* Особенности отражения акустических продольных волн от границы с диссипативной средой. // Вестник Брестского университета. № 4. 2000. С. 56–69.
- [5] *Kostiuk D.A., Kuzavko Yu.A.* Anomalies of reflection of acoustic pulses from boundary with strong dissipative medium / Proceedings of international conference on neural networks and artificial intelligence. Brest, 1999. P. 183–188.
- [6] *Кардашов Д.А., Петрова А.П.* Полимерные клеи. М.: Химия, 1983. 256 с.