

**Влияние акустической нагрузки на распространение
подповерхностных продольных волн**
***Influence of contacting medium on propagation subsurface
longitudinal waves***

Баев А.Р., Сергеева О.С., Асадчая М.В., Коновалов Г.Е.,
Филиппов К.А.

Baev A.R., Sergeeva O.S., Asadchaya M.V., Konovalov G.E., Filippov K.A.

Проведен краткий теоретический анализ и экспериментально исследовано влияние акустической нагрузки (АН), создаваемой контактирующим с поверхностью базового образца из плексигласа твердотельным объектом, на формируемое поле источника подповерхностных продольных волн (ПВ). Установлено, что увеличение протяженности тела АН (плексиглас, латунь, сталь) и величины его импеданса сопровождается существенным изменением поля излучения источника волн, включая рост амплитуды в приповерхностной зоне базового образца на десятки дБ. Кроме того, обнаружено уменьшение эффективной скорости ПВ на величину не более 2%, и плавное возрастание скорости при удалении от границы с АН. Показано, что изменение толщины АН из стали от 30 мм до 0,5 мм не оказывает значимого воздействия на параметры исследуемого поля. Дана трактовка полученным результатам исследований на основе использования жидкостной модели Викторова И.А. для описания распространения ПВ на границе контактирующих материалов. Наличие интерференционных явлений, проявляющихся при изменении толщины контактного слоя жидкости между АН и базовым образцом, могут также оказать влияние (~5-6 дБ) на амплитуду поля источника.

Influence of the acoustical impedance created by solid (SC) contact with Plexiglas base specimen (PBS) on subsurface longitudinal waves (SLW) emitter field was experimentally studied. It was found that the more the SC length and its impedance magnitude the substantial an acoustical lobe varying were to be, including SLW growth by some tens dB near contact surface zone of the Plexiglas base specimen (PBS). Besides, the effective SLS velocity decreasing lesser than 2% have been determined nearly the contact surface, and this ve-

locity is continuously increasing function vs. the distance to contact surface. It was shown that the Steel thickness varying from 30 mm up to 0,5 мм does not influence the acoustical field parameters. Using Victorov's fluid approximation model for PBS properties describing the treat of the laboratory data obtained was done. Interference phenomena caused by the fluid contact thickness varying between SC and PBS may the emitter amplitude change by ~5-6 дБ.

Введение и анализ проблемы. Методы ультразвукового контроля, основанные на использовании подповерхностных волн, возбуждаемых под критическими углами падения УЗК на поверхность исследуемого объекта $\beta_{l,t} = \arcsin \frac{C_1}{C_{l,t}} = \arcsin \frac{C_1}{C_2}$, находят широкое применение для выявления подповерхностных дефектов, тензометрии, структуроскопии металлоизделий. Здесь C_1 – скорость УЗК в звукопроводе или призме пьезопреобразователя (ПЭП), а $C_{l,t} = C_2$ – скорость в объекте продольной (индекс l) или поперечной (t) моды УЗК [1-3]. Поле подповерхностной продольной волны (ПВ) имеет сложную структуру, характеризующуюся тем, что малая часть потока ее энергии локализована в поверхностном слое, а превалирующая – в объеме. Согласно теоретической модели [4], на свободной поверхности объекта ($z=0$) ПВ имеет нормальную и тангенциальную составляющие, которые в двумерной постановке имеют соответственно вид:

$$u_z \sim \frac{e^{ik_l x}}{k_l^{3/2} x^{3/2}}, \quad u_t \sim \frac{e^{ik_t x}}{k_t^{3/2} x^{3/2}},$$

где $k_l = 2\pi/\lambda_l$ и $k_t = 2\pi/\lambda_t$ – волновые числа продольной и поперечной волны соответственно.

Работами сотрудников ЦНИИТМАШ (Москва) и ИПФ НАН Беларуси [1, 2] экспериментально показано, что ослабление амплитуды ПВ с расстоянием x в отсутствие диссипативных процессов и в дальней зоне $\sim x^{-n}$, где $n \approx 1,7-1,8$, если волна распространяется по поверхности объекта, а в объеме – $n = 1$. Причина столь сильного ослабления приповерхностного потока ПВ заключается в наличии стока энергии, уносимой отходящей от контактной поверхности в объект под 3-м критическим углом $\beta_3 \approx 33^\circ$ поперечной модой. Последняя "необходима" для

удовлетворения на свободной поверхности объекта условиям равенства нулю нормальной и тангенциальной составляющей напряжений ($\sigma_{ik}=\sigma_{\tau}=\sigma_z=0$). При этом скорость ПВ в объеме материала и в окрестности его поверхности одинакова. Наличие отходящей вглубь объекта поперечной волны не оказывает существенного влияния на общий энергетический баланс формируемого поля $A_l(\alpha)$, которое обладает слабой чувствительностью к состоянию контактной поверхности. Это позволяет выявлять подповерхностные дефекты и существенно расширить сферу применения источников (приемников) ПВ для контроля металлоизделий с грубо обработанной, загрязненной и имеющей резьбу поверхностью. Однако для реализации методик контроля подповерхностных дефектов с помощью наиболее эффективной схемы прозвучивания типа "дуэт" необходимо тщательно поддерживать условия пространственного расположения ПЭП относительно друг друга. При этом с увеличением расстояния чувствительность к подповерхностным дефектам падает как из-за расхождения волны, так и смещения угла максимума чувствительности ПЭП вниз от плоскости контактной поверхности, что существенно уменьшает амплитуду отраженного от дефекта сигнала.

Указанные недостатки, а также большое затухание препятствуют применению ПВ для контроля объектов из полимерных материалов, обладающих низкой скоростью звука. Представляет интерес изучить возможности повышения эффективности контроля таких объектов, управляя структурой поля ПВ за счет изменения граничных условий на поверхности объекта. Прежде всего, обращено внимание на то, что основной сток энергии потока ПВ в поверхностном слое вызван отходящей поперечной модой, генерируемой лишь при наличии нормальной составляющей смещений u_{z2} . Предполагая $u_{z2} \ll u_{l2}$ (при $\sigma_{\tau1}=\sigma_{\tau2}$), следует ожидать изменения диаграммы направленности $\Phi(\alpha)$ источника ПВ и существенного повышения плотности потока акустической энергии в области $\alpha \rightarrow \pi/2$. В пользу этого предположения свидетельствуют данные экспериментальных исследований [2], где акустическая нагрузка (АН) создавалась путем обеспечения акустического контакта между поверхностью базового образца и жидким или твердым телом при варьируемом отношении удельных акустических сопротивлений в диапазоне $\varepsilon=\rho_1 C_1/\rho_2 C_2 =0-1$. При этом для $\varepsilon \sim 1$

наблюдался максимальный рост амплитуды ПВ, фиксируемой на поверхности объекта, практически на 6 дБ.

Ниже рассмотрены особенности распространения ПВ при наличии АН достаточно большой величины ($\varepsilon > 1$) и выполнении граничных условий, преимущественно близких к скользящей границе - $\sigma_{\tau 1} = \sigma_{\tau 2} = 0$, $\sigma_{z1} = \sigma_{z2}$, $u_{z1} = u_{z2}$. Математическое моделирование распространения упругих мод вдоль границы контактирующих материалов проводится на основе системы волновых уравнений относительно скалярного ϕ_i и векторного ψ_i потенциалов:

$$\Delta \phi_i + (k_{li})^2 \phi_i = 0; \Delta \psi_i + (k_{ti})^2 \psi_i = 0, \quad (1)$$

где $i=1$ – соответствует материалу АН, а $i=2$ – основы или базового образца.

Рассмотрим возможности существования слабозатухающей единой волны, распространяющейся в окрестности границы контактирующих материалов и носящей название волны Стоунли (ВС). При этом выражение, описывающее поле смещений в волне $u_{x,z}^{(1,2)}$, можно представить в виде:

$$\begin{cases} u_x^{(i)} = [-ika_i \exp(-q_i z) + s_i b_i \exp(-s_i z)] \exp[i(\omega t - kx)]; \\ u_z^{(i)} = [q_i a_i \exp(-q_i z) + ikb_i \exp(-s_i z)] \exp[i(\omega t - kx)]; \end{cases} \quad (2)$$

где a_i – произвольные амплитуды; $s_i = \sqrt{k^2 - k_{li}^2}$; $q_{li} = \sqrt{k^2 - k_{li}^2}$.

Обобщим рассмотрение граничных условий в области $z=0$, представив их в виде, предложенном в работе [4] для компонент смещений $u_{x,z}^{(i)}$ и напряжений в волне:

$$\begin{aligned} \sigma_{zz}^{(1)} \Big|_{z=0} &= \sigma_{zz}^{(2)} \Big|_{z=0}; & \sigma_{xz}^{(1)} \Big|_{z=0} &= \sigma_{xz}^{(2)} \Big|_{z=0}; \\ u_x^{(1)} \Big|_{z=0} &= u_x^{(2)} \Big|_{z=0} + \sigma_{xz}^{(2)} \Xi_t \Big|_{z=0}; & u_z^{(1)} \Big|_{z=0} &= u_z^{(2)} \Big|_{z=0} + \sigma_{zz}^{(2)} \Xi_n \Big|_{z=0}, \end{aligned} \quad (3)$$

где Ξ_t и Ξ_n - коэффициенты, характеризующие эффективность передачи, соответственно, тангенциальной и нормальной составляющей напряжений через границу сред.

Система линейных однородных уравнений относительно амплитуды возбуждаемых волн A_i и B_i примет вид:

$$\begin{cases} 2\mu_1 k q_1 A_1 + 2\mu_2 k q_2 A_2 + i\mu_1(k^2 + s_1^2)B_1 + i\mu_2(k^2 + s_2^2)B_2 = 0; \\ -\mu_1(k^2 + s_1^2)A_1 + \mu_2(k^2 + s_2^2)A_2 - 2i\mu_1 s_1 k B_1 + 2i\mu_2 s_2 k B_2 = 0; \\ k^2 A_1 - k^2 A_2 \left[1 + \frac{\Xi_t 2\mu_2 q_2}{\Xi_t} \right] + i k s_1 B_1 - i k \left[s_2 + \frac{\Xi_t \mu_2 (k^2 + s_2^2)}{\Xi_t} \right] B_2 = 0; \\ q_1 A_1 + \left[q_2 + \frac{\Xi_n \mu_2 (k^2 + s_2^2)}{\Xi_n} \right] A_2 + i k B_1 + i k \left[1 + \frac{2\mu_2 s_2 \Xi_n}{\Xi_n} \right] B_2 = 0, \end{cases} \quad (4)$$

При этом характеристическое уравнение вырождается в уравнение для случая жесткого” контакта [5, 6], когда $\Xi_t \rightarrow \infty$ и $\Xi_n \rightarrow \infty$ или “скользящего” контакта [7] - $\Xi_t \rightarrow 0$, $\Xi_n \neq 0$. Согласно общей методике определения искомого решения для вещественного корня волнового вектора k , необходимо выполнение неравенства: $k > k_{t1}, k_{t2}$. При реализации граничных условий (3) необходимое и достаточное условие существования волны Стоунли (ВС) состоит в выполнении неравенства, полученного из обобщенного дисперсионного уравнения, приведенного в работе [4].

$$X(\eta, \theta_i, \Xi_v, \Xi_n, g, \dots) \Big|_{\eta=1} > 1, \quad (5)$$

где $\eta = \left(\frac{C}{C_{t2}} \right)^2$, $\theta_1 = \left(\frac{C_{t2}}{C_{t1}} \right)^2$, $\theta_2 = \left(\frac{C_{t2}}{C_{t2}} \right)^2$, $\theta_3 = \left(\frac{C_{t2}}{C_{21}} \right)^2$, $g = \frac{\mu_2}{\mu_1}$ - отношение коэффициентов Пуассона контактирующих материалов.

Как показывает численный анализ неравенства (5), формально условия для распространения слабозатухающей волны вдоль границы контакта полимер-металл отсутствуют, поскольку скорость ВС должна быть меньше скорости поперечных волн в обеих средах. А это в данном случае не выполняется. В то же время анализ физического механизма существования слабо затухающей граничной волны типа ВС, а также предварительно полученные опытные данные указывают на такую возможность.

Так, для ПВ, распространяющихся вдоль границы материалов, отношение тангенциальной и нормальной составляющей смещений в волне может быть оценено как $u_x^{(2)}/u_z^{(2)} \sim \rho_1 C_1 / \rho_2 C_2 \approx 0,07$. В первом приближении можно положить $u_z^{(2)} \rightarrow 0$, что при $\sigma_{\tau i} = 0$ существенно упрощает решение задачи, так как отсутствует указанный выше механизм диссипации энергии ПВ вследствие генерации отходящей поперечной моды. При этом, как показывает элементарный анализ, результирующее поле может быть представлено суперпозицией двух источников излучения, разделенных в области их локализации ($z=0$) бесконечно тонкой звукопроницаемой перегородкой. Т.е. ослабление с расстоянием ПВ, распространяющейся как вдоль границы материалов, так и вдали от нее (в материале основы) можно считать одинаковым. С другой стороны, объемная сжимаемость полимера β_2 более чем на порядок больше сжимаемости металлов β_1 . И для пары сталь-плексиглас $\beta_1/\beta_2 \sim 0,015$, что позволяет рассматривать материал основы в качестве квазижидкой аморфной среды. В то же время, Викторовым убедительно показано и экспериментально подтверждено в работе [6], что при контакте жидкой среды с металлом вдоль границы сред может распространяться слабозатухающая волна, подобная ВС. Эта волна имеет две составляющие смещений, а ее скорость близка к скорости продольной волны C_{l2} в жидкости. Так что упрощенное дисперсионное уравнение, описывающее распространение слабо затухающей продольной моды в окрестности границы сред для указанных граничных условий и выводимое из (4), может быть представлено в виде

$$4q_1 s_1 k^2 - (k^2 + s_1^2)^2 = \frac{\rho_2 q_1}{\rho_1 q_1} k_{t1}^4, \quad (6)$$

где $q_1 = [k^2 - (k_{l1})^2]^{0,5}$; $s_1 = [k^2 - (k_{t1})^2]^{0,5}$.

Отметим, что в этом случае энергия исследуемой моды (ПВ) локализована преимущественно в слое жидкости толщиной $h < \lambda_{l2}$, а в металле глубина ее локализации меньше $0,3\lambda_{l1}$. Т.о., анализ дисперсионного уравнения, описывающего распространение ПАВ вдоль границы контакта материалов с существенно различающимися акустическими свойствами, приводит к весьма близкой задаче о распространении (пристеночном) продольной волны на границе жидкости с твердым

телом, поперечная скорость которого $C_{t1} > C_{t2}$. Данные расчета скорости распространения ПВ указывают на снижение фазовой скорости ПВ при наличии АН из металла на величину 1-2 %.

Методика исследований. Для прояснения особенностей формирования поля ПВ для указанных выше условий и проверки предположений, высказанных выше, были проведены экспериментальные исследования. Базовая экспериментальная схема поясняется на рисунке 1. Материалом АН служили образцы из плексигласа, алюминия, латуни и стали разной толщины, варьируемой в диапазоне $H=0,5-30$ мм, что соответствует изменению безразмерной толщины АН $H_\lambda = H/\lambda_2 \approx 0,36-10,8$. Возбуждение ПВ в объекте производится на частоте 1 МГц методом иммерсионной ванны при падении волны на контактную поверхность объекта под первым критическим углом. Толщина контактной прослойки при прижатии стального образца, используемого в качестве АН, к основе (и реализации условия типа "скользящая граница") не превышала 5-7 мкм. Изменение толщины контактного слоя производилось с погрешностью не хуже 1-2 мкм за счет ввода в контактный зазор между АН и базовым объектом специальных вкладышей.

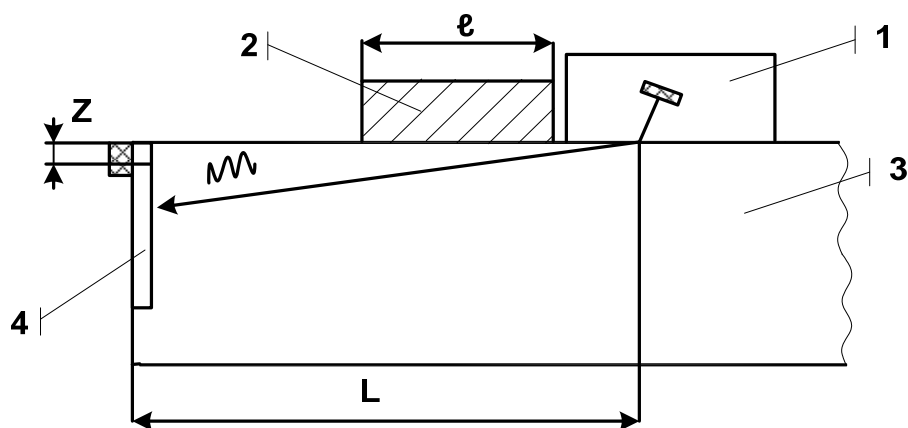


Рис. 1. - Схема исследования влияния акустической нагрузки на поле ПВ:
 1 – ПЭП; 2 – акустическая нагрузка; 3 – образец из плексигласа;
 4 – магнитная пластина

Прием ПВ производится миниатюрным ПЭП, удерживаемым силами SmCo магнита, взаимодействующего со стальной направляющей планкой, ориентированной вертикально и жестко соединенной с об-

разцом. Ширина пьезопластины приемного ПЭП 1,5 мм. Измерение амплитуды исследуемого поля производилось со сдвигом 1,5 мм от плоскости контактной поверхности. Вся измерительная схема помещается в контейнер с водой.

Влияние акустической базы на амплитуду ПВ изучалось путем помещения между идентичными ПЭП образцов нагрузки, на гранях которых, нормальных направлению распространения волны, во избежание акустического "пролаза" помещены тонкие звукоизолирующие прослойки из пенопласта. Проводились также измерения относительного изменения скорости ПВ $\Delta C_{l2}/C_{l2} = \Delta\tau/\tau$ в зависимости от высоты z расположения указанного на рисунке 1 малоапертурного ПЭП, где $\Delta\tau$ - изменение времени распространения ПВ, вызванное наличием акустической нагрузки. Для этого использован импульсно-фазовый метод. Измерения $\Delta\tau$ проводились на базе стандартных блоков ультразвукового дефектоскопа, осциллографа и измерителя временных интервалов И1-8 [2].

Результаты экспериментального исследования и их обсуждение. Основные результаты экспериментальных исследований, поясняющие особенности формирования исследуемого поля, приведены на рисунках 2-4. Закономерности изменения амплитуды ПВ, трансформированной и прошедшей через область АН и измеряемой непосредственно подобным ПЭП, установленным на поверхности плексигласового образца, иллюстрируются рисунком 2. Влияние длины АН и толщины контактного слоя жидкости (воды) на структуру поля ПВ отражено на рисунках 3 и 4.

Как видно из представленных данных, они подтверждают результаты проведенного выше краткого анализа проблемы и высказанные предположения, касающиеся возможности управления структурой поля ПВ путем создания акустической нагрузки на контактной поверхности объекта. Так, в отсутствие АН амплитуда волны в окрестности $\alpha \rightarrow 0$ более чем на порядок меньше ее амплитуды в окрестности угла максимума. Наличие же АН существенно изменяет структуру поля излучения ПЭП и, в особенности, плотности энергии волны в окрестности $\alpha \rightarrow \pi/2$.

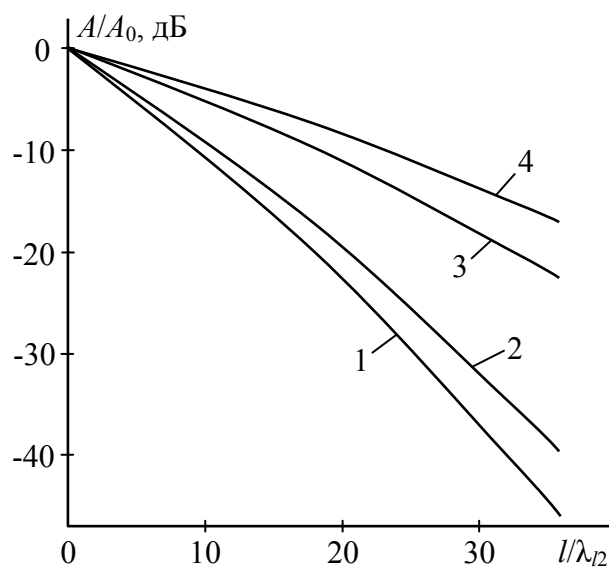


Рис. 2. Влияние акустической нагрузки на ослабление ПВ в плексигласе: АН отсутствует (1); АН - плексиглас (2); – АН - сталь толщиной 0,5-30 мм (3); ПВ в объеме образца (4)

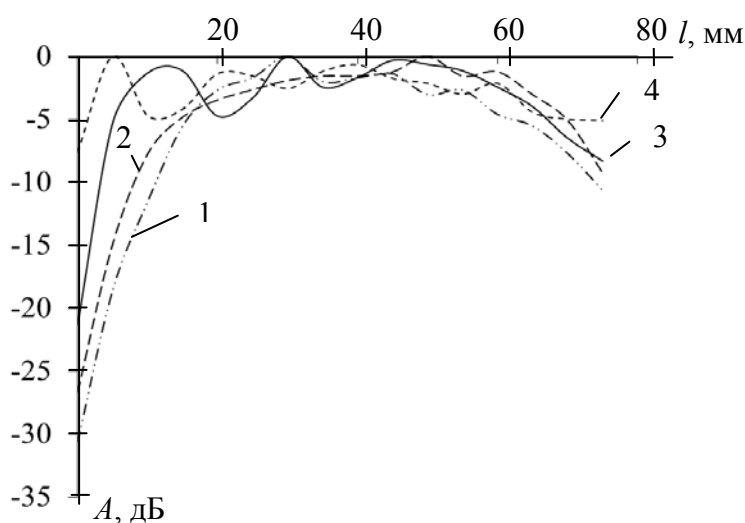


Рис. 3. Влияние длины акустической нагрузки на поле излучения ПВ: l , мм=0 (1); 20 (2); 50 (3); 94 (4)

Установлено, что варьирование безразмерной длины стальной АН в диапазоне $l_\lambda = l/\lambda_{12} = 0-33$ сопровождается смещением максимума поля α_m к плоскости контактной поверхности более чем на 15° и ростом амплитуды ПВ в окрестности $z \sim 0$ более чем на 25 дБ (рисунок 3). При этом законы ослабления исследуемой моды, распространяющейся в окрестности контактной поверхности и вдали от нее в объеме материала, становятся близки друг к другу. Наличие акустической

нагрузки также вызывает уменьшение скорости ПВ на 1,5-2%, что имеет место для волн Стоунли, распространяющихся в двухслойных объектах.

Как видно (рисунок 4), поле излучение ПЭП претерпевает значимые изменения в достаточно широком интервале углов приема ПВ $\alpha \sim 65-90^\circ$ в результате интерференционных явлений, обусловленных переотражениями "припасованной" моды в контактном слое жидкости толщиной h . При этом условие резонанса выполняется, когда $2h[1-(C_{жс}/C_{21})]^{-1} + \Delta\psi = \pi m$, где $\Delta\psi$ - фазовый сдвиг, m - целое число, а $C_{жс}$ - скорость звука в контактной среде. Полученные экспериментальные данные, связывающие толщину контактного слоя и длину волны, при которых возникают экстремумы амплитудной зависимости $A(h/\lambda_{жс})$, находятся в хорошем качественном соответствии с расчетными данными. Несомненно, этот эффект должен учитываться при реализации методик акустического контроля и может быть использован при формировании оптимальной конфигурации поля излучения-приема преобразователей.

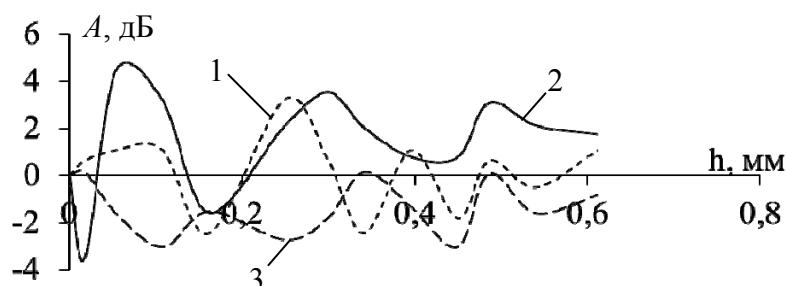


Рис. 4. Влияние толщины контактной жидкой прослойки h между стальной нагрузкой и плексигласовым образцом на поле ПВ при различных расстояниях z приемника ПЭП от контактной поверхности: z , мм=3 (1); 12 (2); 30 (3)

Т.о., как установлено, с ростом удельного акустического сопротивления материала АН (плексиглас, латунь, сталь) возрастает амплитуда ПВ и повышается плотность энергии потока волны в приповерхностной зоне, а также уменьшается скорость поверхностных волн. Уменьшение скорости волн, распространяющихся на границе материалов, наблюдается и в случае, когда материал АН дюралюминий, удельное акустическое сопротивление которого в $\sim 2,5$ раза меньше чем у стали, но в 4,6 раз больше, чем у плексигласа. В то же время эффект "усиления" волны при наличии АН из дюралюминия отсутствует. Эти данные свидетельствуют о сложности механизма трансформации и дифрагирования волн при изменении рассмотрен-

ных граничных условий и требуют дополнительных исследований для понимания этого явления. При этом следует обратить внимание на наличие небольшой разницы между скоростью волны Рэлея в материале АН (дюралюминий) и продольной волны в плексигласе, составляющей ~3-4 %. Возможно, что в данном случае нельзя пренебрегать потерями на отходящие моды, "перекачивающие" энергию от одной моды (локализованной в плексигласе) к другой – поверхностной волне в металле. Однако, как известно, распространение последней будет сопровождаться потерями на отходящие в плексиглас поперечные волны под углом $\alpha \sim 67-69^\circ$.

Полученные выше результаты исследований представляют значительный интерес для разработки акустических систем контроля материалов с низкой скоростью звука и удельным акустическим сопротивлением, а также обладающих высоким коэффициентом поглощения. При этом в качестве зондирующих волн предполагается использовать подповерхностные волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ермолов И. Н., Разыграев Н.П., Щербинский В. Г. Исследование ослабления ультразвуковых головных волн с расстоянием. - Дефектоскопия, 1979, №1, с. 37-40.
2. Баев А. Р., Асадчая М. В. Особенности возбуждения и распространения продольных и поперечных подповерхностных волн в твердых телах. Часть 2. Влияние некоторых граничных условий на формирование акустического поля - Дефектоскопия, №9, 2005, стр. 32-43.
3. Неразрушающий контроль: Справочник: В 7 т. / Под общ. ред. В.В. Клюева. Т. 3. – М.: Машиностроение, 2003. – 864 с.
4. Аббакумов К.Е., Коновалов Р.С. Распространение акустических волн Стоунли в области границы твердых полупространств при нарушенном акустическом контакте.- Изв. СПбГЭТУ "ЛЭТИ", 2003, №1, С. 10–16.
5. Stoneley R. Elastic waves at the surface of separation of two solids. – Proc. Roy. Soc. London A, 1924, 106, p. 46–429.
6. Викторов И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. – М.: Наука, 1981. – 289 с.
7. Белубекян М.В. Об условии существования волн Стоунли при скользящем контакте. - Изв. АН Арм.ССР. Механика, 1990, т.43, №4, с. 52–56.

Статья поступила в редакцию 26.02.14