АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1995, том 41, № 1, с. 95 - 100

УДК 534.222.2

ШИРОКОПОЛОСНАЯ АКУСТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ СДВИГОВЫХ ВОЛН НА ОСНОВЕ ТЕРМООПТИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА УЛЬТРАЗВУКА

© 1995 г. А. А. Карабутов, К. В. Кононец, Н. Б. Подымова

Международный лазерный центр Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова
199899 Москва, Ленинские горы, МГУ

Поступила в редакцию 23.02.94 г.

Теоретически рассмотрена трансформация широкополосных импульсов продольных акустических волн в импульсы сдвиговых волн на границе раздела жидкость–твердое тело. Проанализирована форма импульсов сдвиговых волн, полученных при трансформации термооптически возбуждаемых импульсов продольных волн в средах с различными теплофизическими параметрами. Теоретически и экспериментально исследовано преобразование импульсов продольных волн в сдвиговые на поверхности плоскопараллельной пластины и обратное преобразование прошедших пластину импульсов сдвиговых волн в продольные на другой ее поверхности. На основе этой схемы реализован широкополосный спектрометр сдвиговых волн с термооптическим источником ультразвука в диапазоне 1 - 40 МГц.

Термооптическое возбуждение звука в газах и конденсированных средах позволяет получать широкополосные акустические видеоимпульсы [1 - 4], которые с успехом использовались для калибровки широкополосных акустических приемников и гидрофонов [5 - 7], настройки систем неразрушающего контроля и акустической эмиссии [8], широкополосной акустической спектроскопии [9, 10]. В этих работах термооптические источники применяли для возбуждения импульсов продольных акустических волн. В то же время сдвиговые (поперечные) волны более чувствительны к структурным характеристикам среды, нежели продольные волны [11, 12]. Широкополосная спектроскопия сдвиговых волн встречает известные трудности, определяемые отсутствием эффективных широкополосных источников и невозможностью реализации склейки, равномерно пропускающей волны в широкой полосе частот. Представляется перспективным попытаться снять эти трудности, используя термооптические источники звука.

Термооптические источники непосредственно возбуждают только продольную акустическую волну [4]. Сдвиговая акустическая волна появляется при отражении продольной волны от границы твердого тела. При этом эффективное возбуждение сдвиговой волны происходит лишь когда диаметр лазерного пучка сравним с длиной этой волны [13 - 16]. Широкая диаграмма направленности получаемых сдвиговых волн [16] затрудняет их применение в диагностических и спектроскопических задачах. Тем не менее, в работах [13 - 15] указаны возможности применения термооптического механизма возбуждения продольных и сдвиговых волн для получения "стандартных" источников ультразвуковых сигналов в системах диагностики и акустической спектроскопии. Однако в этих работах исследование спектров возбуждаемых импульсов сдвиговых волн, необходимое при широкополосной акустической спектроскопии [9, 10], не проводилось.

Получение широкополосных импульсов сдвиговых волн и проведение акустической спектроскопии на сдвиговых волнах возможно с использованием преобразования продольных волн в поперечные на границе раздела жидкость–твердое тело [17]. При этом целесообразно применение широкополосных импульсов продольных волн с плоским фазовым фронтом, эффективно возбуждаемых термооптически [4, 9, 10]. Если угол падения такого импульса на границу раздела больше критического для продольной волны ϑ_{c1}, но меньше критического для сдвиговой волны ϑ_{c2}, то в прошедшем акустическом поле будет преобладать сдвиговая компонента.

Коэффициент преобразования W продольной монохроматической волны в сдвиговую на границе раздела жидкость–твердое тело, равный отношению амплитуд колебательных скоростей частиц в продольной волне в жидкости V_1 и в сдвиговой волне в твердом теле V_{2s}, может быть записан

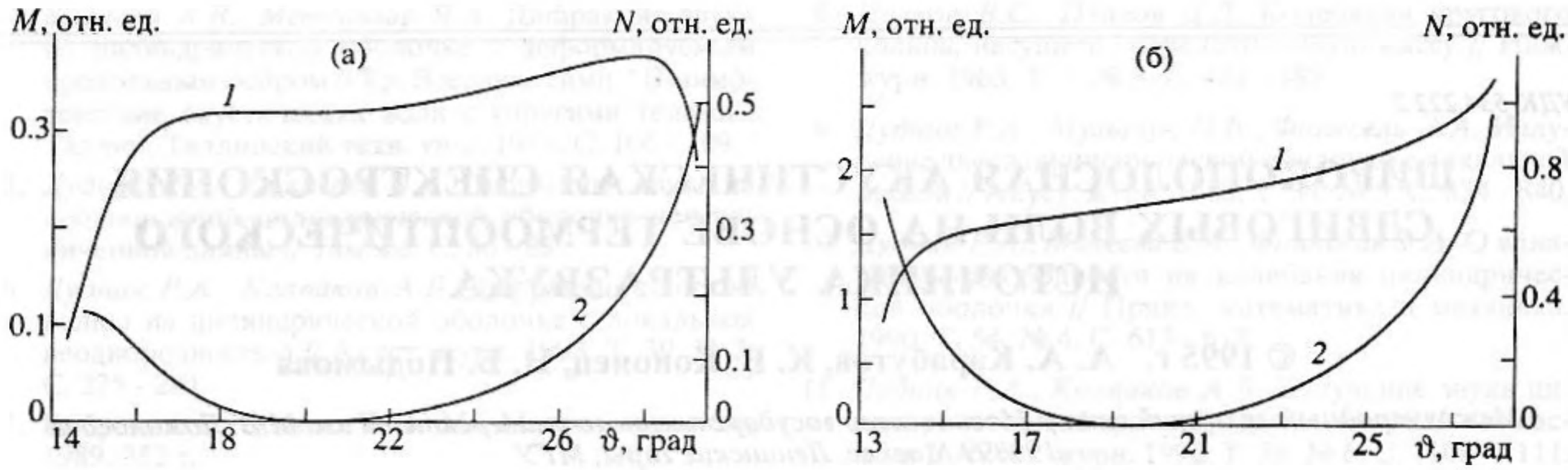

Рис. 1. Действительная M (кривые *1*) и мнимая N (кривые *2*) части коэффициента преобразования W продольной волны в сдвиговую: а – на границе H_2O–Al, б – на границе Hg–Al.

в виде (ϑ – угол падения продольной волны на границу раздела):

$$W = \frac{V_{2s}}{V_1} = [4T_s \sin\vartheta\,(T_l^2\sin^2\vartheta - 1) \times$$
$$\times\,(1/\cos\vartheta + 4\gamma T_s^3 \sin^2\vartheta\,(1 - T_s^2\sin^2\vartheta)^{1/2}) +$$
$$+ i\,\mathrm{sgn}(\omega) 4T_s T_l \gamma \sin\vartheta\,(T_l^2\sin^2\vartheta - 1)^{1/2} \times \quad (1)$$
$$\times\,(1 - 2T_s^2\sin^2\vartheta)^2\,][T_l^2\gamma^2(1 - 2T_s^2\sin^2\vartheta)^4 +$$
$$+\,(T_l^2\sin^2\vartheta - 1)\,(4\gamma T_s^3\sin^2\vartheta\,(1 - T_s^2\sin^2\vartheta)^{1/2} +$$
$$+ 1/\cos\vartheta)^2\,]^{-1} = M + iN\,\mathrm{sgn}(\omega),$$

где $T_l = c_l/c$, $T_s = c_s/c$, $\gamma = \rho_2/\rho_1$, c – скорость звука в жидкости, c_l, c_s – скорости продольных и сдвиговых волн в твердом теле, ρ_1 и ρ_2 – плотности жидкости и твердого тела. Величины M и N не зависят от частоты волны, но W – комплексное, поэтому в поперечной волне появляется сдвиг фаз δ относительно падающей продольной волны ($\mathrm{tg}\,\delta = N/M$), что искажает временную форму широкополосного сигнала.

Зависимости $M(\vartheta)$ и $N(\vartheta)$ для пар вода–дюралюминий и ртуть–дюралюминий приведены на рис. 1. Величина сдвига фаз δ максимальна при углах ϑ, близких к критическим, вблизи угла $\vartheta_0 = \arcsin(c/\sqrt{2}c_s)$ сдвиг фазы поперечной волны относительно падающей продольной волны близок к нулю.

Рассмотрим преобразование широкополосного импульса продольных волн в импульс сдвиговых волн на границе раздела жидкость–твердое тело. В соответствии с (1)

$$v_{2s}(\tau) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{v}_1(\omega) e^{i\omega\tau}\,(M + iN\,\mathrm{sgn}(\omega))\,d\omega, \quad (2)$$

где $\tau = t - z/c_s$ – время в сопровождающей системе координат (начало отсчета приведено к моменту прихода импульса продольных волн на границу раздела), $\tilde{v}_1$ – спектр колебательной скорости частиц в падающей продольной волне.

Форма импульса состоит из двух слагаемых. Слагаемое, определяемое действительной частью M коэффициента преобразования, повторяет форму продольных волн, а компоненты слагаемого, определяемого мнимой частью N, оказываются сдвинутыми по фазе на $\pi/2$ относительно компонент падающего импульса продольных волн. Результирующая форма импульса сдвиговых волн определяется величиной $\mathrm{tg}\,\delta = N/M$. При угле падения $\vartheta = \vartheta_0 = \arcsin(c/\sqrt{2}c_s)$ $\mathrm{tg}\,\delta = 0$ и форма импульса сдвиговых волн повторяет форму падающего импульса продольных волн. При $\vartheta \approx \vartheta_{c1}, \vartheta_{c2}$ трансформация формы импульса сдвиговых волн будет значительной, а при $\delta = \pi/2$ – максимальной.

При термооптическом возбуждении широкополосных импульсов продольных акустических волн выражение для спектральных компонент этих импульсов $\tilde{v}_l(\omega)$ записывается в виде [4]:

$$\tilde{v}_l(\omega) = I_0\tilde{f}(\omega)K(\omega), \quad (3)$$

где $I_0\tilde{f}(\omega)$ – спектр временной огибающей интенсивности поглощенного лазерного импульса, $K(\omega)$ – передаточная функция оптико-акустического (ОА) источника (поглощающей среды). Если в ОА источнике возбуждается импульс с плоским волновым фронтом (длина акустической волны много меньше диаметра лазерного пучка), то волновой фронт импульса сдвиговых волн также будет плоским. Спектр этого импульса определяется длительностью лазерного импульса (функцией $\tilde{f}(\omega)$) и типом ОА источника (функцией $K(\omega)$).

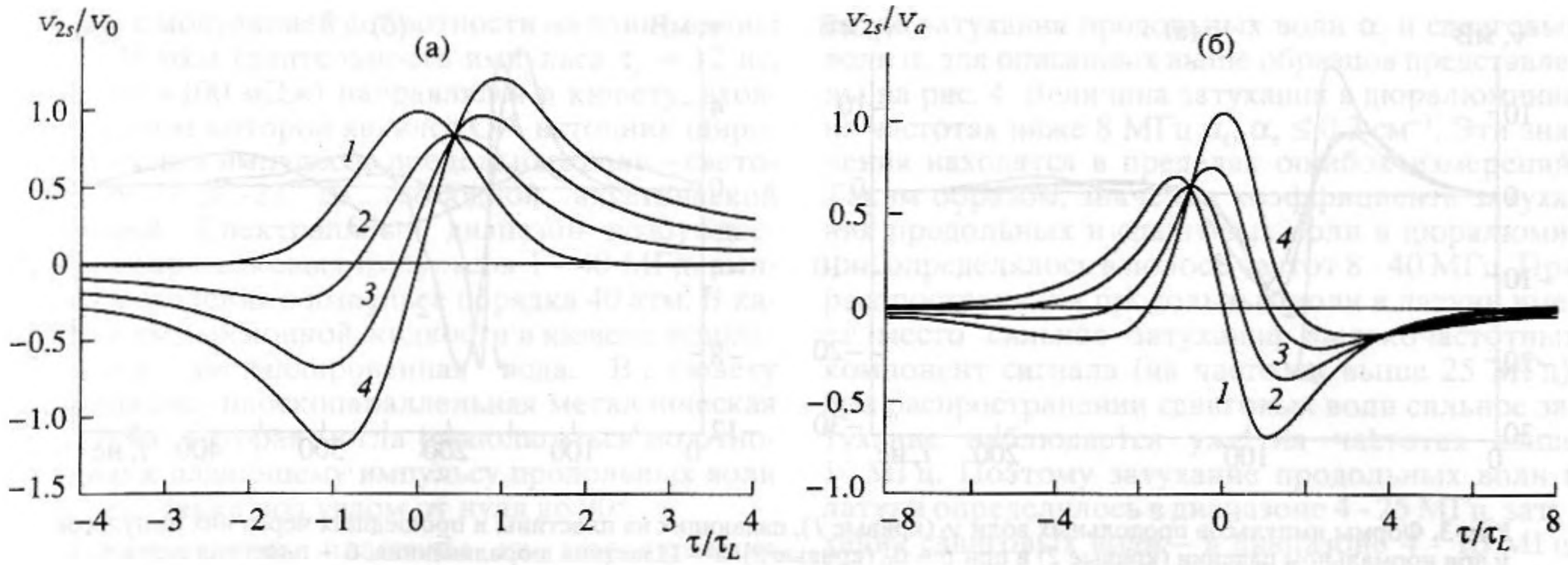

Рис. 2. Форма импульса сдвиговых волн при $\delta = 0$ (кривые *1*), $0 < \delta < \pi/2$ (кривые *2*, *3*), $\delta = \pi/2$ (кривые *4*). а – Сильнопоглощающая среда с высокой теплопроводностью при жесткой акустической границе, б – нетеплопроводящая поглощающая среда со свободной акустической границей.

Термооптическое возбуждение звука принципиально различается в случае слабой ($\alpha\chi/c_l \ll 1$) и сильной ($\alpha\chi/c_l \le 1$) теплопроводности (α – коэффициент поглощения света, χ – температуропроводность, c_l – скорость продольных волн для ОА источника). В последнем случае звук эффективно возбуждается только при жесткой (или импедансной) границе и передаточная функция не зависит от частоты: $K(\omega) = K = \text{const}$. Поэтому импульс продольных волн ОА источника, падающий на границу раздела жидкость–твердое тело, повторяет форму лазерного импульса. Соответственно из (2) - (3) следует, что составляющая импульса сдвиговых волн, определяемая реальной частью W (и импульс сдвиговых волн при $\delta = 0$), повторяет форму лазерного импульса (см. рис. 2а, кривая *1*, $v_0 = \beta^* I_0 (M + N)/(2\sqrt{\pi}\rho_0 C_p)$, τ_L – длительность лазерного импульса). Здесь β^*, ρ_0, C_p – эффективный коэффициент теплового расширения, плотность, теплоемкость для ОА источника. Составляющая, определяемая мнимой частью W, (и импульс сдвиговых волн при $\delta = \pi/2$) (рис. 2а, кривая *4*), имеет биполярный характер. При произвольном сдвиге фаз профиль импульса (рис. 2а, кривые *2*, *3*) есть взвешенная сумма профилей при $\delta = 0$ и $\delta = \pi/2$. Поэтому импульс сдвиговых волн (при $\vartheta \ne \vartheta_0$) имеет несимметричную форму.

При возбуждении звука в слабо проводящей тепло среде ($\alpha\chi/c_l \ll 1$) при жесткой границе импульс продольных волн имеет однополярную форму и его трансформация в импульс сдвиговых волн аналогична рассмотренному выше случаю сильнопоглощающей среды. При свободной границе импульс продольных волн имеет биполярную форму, соответственно форма импульса сдвиговых волн:

$$v_{2s}(\tau) = \frac{\beta^*}{\rho_0 C_p} I_0 \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha\omega c_l}{\omega^2 + (\alpha c_l)^2} \tilde{f}(\omega)\,(N\,\mathrm{sgn}(\omega)\cos\omega\tau - M\sin\omega\tau)\,d\omega. \quad (4)$$

Синфазная часть сигнала сдвиговых волн (и импульс сдвиговых волн при $\delta = 0$) повторяет биполярную форму импульса продольных волн (рис. 2б, кривая *1*, $v_a = v_0 \alpha c_l \tau_L$, параметр $\alpha c_l \tau_L = 0.7$). При $\delta = \pi/2$ импульс сдвиговых волн имеет трехполярную форму (рис. 2б, кривая *4*). Поэтому при $\vartheta \ne \vartheta_0$ импульс сдвиговых волн имеет несимметричную трехполярную форму (рис. 2б, кривые *2*, *3*), наиболее заметную при углах падения, близких к критическим.

Преобразование широкополосного импульса продольных волн, возбуждаемого термооптически, в импульс сдвиговых волн на границе раздела жидкость–твердое тело было экспериментально реализовано в диапазоне частот 1 - 15 МГц [17, 18]. Можно отметить качественное совпадение формы импульсов сдвиговых волн с теоретически рассчитанными. Значительное затухание высокочастотных гармоник в спектрах экспериментально полученных импульсов сдвиговых волн связано с затуханием волн в слое склейки пьезоприемника с твердым телом. Таким образом, для широкополосной акустической спектроскопии сдвиговых волн актуальна задача исключения склеек в акустическом тракте.

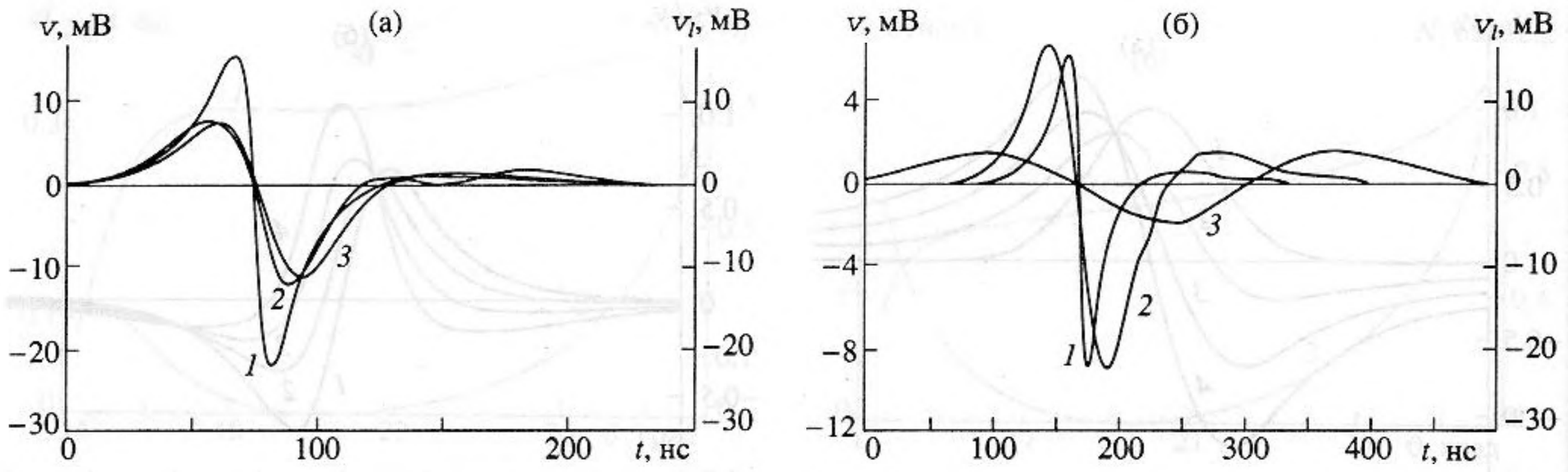

Рис. 3. Формы импульсов продольных волн v_l (кривые *1*), падающих на пластины и прошедших через них импульсов v при нормальном падении (кривые *2*) и при $\vartheta \approx \vartheta_0$ (кривые *3*). а – Пластина дюралюминия, б – пластина латуни.

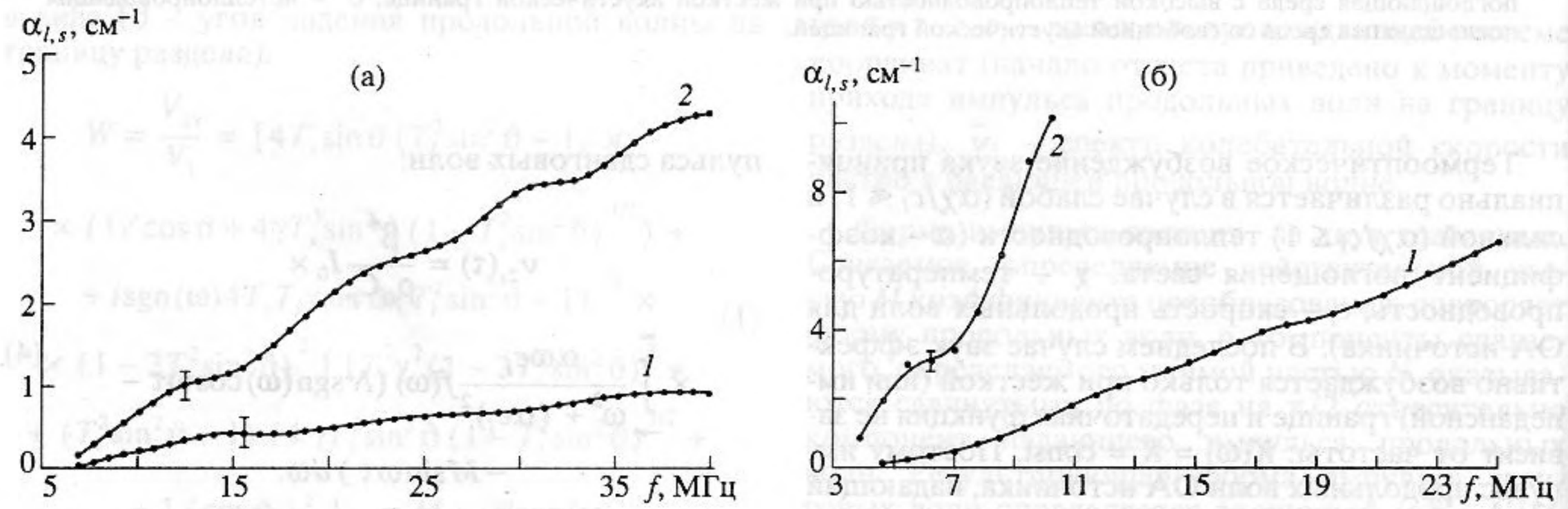

Рис. 4. Частотные зависимости коэффициента затухания продольных α_l (кривые *1*) и сдвиговых волн α_s (кривые *2*) для пластин дюралюминия (а) и латуни (б).

Для ее решения можно использовать преобразование импульса продольных волн в импульс сдвиговых волн на поверхности твердотельной плоскопараллельной пластины и обратное преобразование прошедшего пластину импульса сдвиговых волн в импульс продольных волн на другой ее поверхности [19]. В этом случае используется хорошо отработанный иммерсионный вариант измерений импульсов продольных волн [9, 10].

Отношение W^* амплитуд колебательных скоростей частиц в монохроматической сдвиговой волне в твердом теле V_{2s} и в продольной волне в жидкости V_3 на границе раздела твердое тело–жидкость связано с W соотношением:

$$W^* = \frac{V_3}{V_{2s}} = \frac{\rho_2}{\rho_1}\frac{T_s\left(1 - T_s^2 \sin^2\vartheta\right)^{1/2}}{\cos\vartheta} W, \qquad (5)$$

которое не приводит к принципиальным изменениям зависимости коэффициента W^* от угла падения ϑ по сравнению с характером зависимости $W(\vartheta)$. Считается, что среда 1 и среда 3 – одинаковы. Фактически при двойном преобразовании сдвиг фаз удваивается и в прошедшем импульсе продольных волн он равен 2δ относительно падающего. Трансформация акустического импульса наиболее сильна при углах падения ϑ, близких к критическим (величина $\mathrm{tg}\,\delta$ максимальна). Таким образом, сравнивая спектр падающего на пластину импульса продольных волн и спектр импульса продольных волн за пластиной, можно определить частотную зависимость затухания сдвиговых волн в пластине в широком спектральном диапазоне.

Преобразование термооптически возбуждаемого импульса продольных акустических волн в импульс сдвиговых волн при наклонном падении на поверхность твердотельной плоскопараллельной пластины и преобразование прошедшего пластину импульса сдвиговых волн на выходной ее поверхности было экспериментально реализовано в следующей схеме. Импульс Nd : YAG

лазера с модуляцией добротности на длине волны $\lambda = 1.06$ мкм (длительность импульса $\tau_L \approx 12$ нс, энергия ≈100 мДж) направлялся в кювету, входным окном которой являлся ОА источник широкополосных импульсов продольных волн – светофильтр СЗС-22 со свободной акустической границей. Спектральный диапазон возбуждаемых ультразвуковых импульсов 1 - 40 МГц, амплитуда давления в импульсе порядка 40 атм. В качестве иммерсионной жидкости в кювете использовалась дистиллированная вода. В кювету помещалась плоскопараллельная металлическая пластина, которая могла располагаться по отношению к падающему импульсу продольных волн ОА источника под углом от нуля до 90°.

Исследовались пластины из дюралюминия (толщина 4.6 мм) и латуни (толщина 3.5 мм). Измерение затухания сдвиговых волн осуществлялось при углах падения ϑ, близких к ϑ_0 (для дюралюминия $\vartheta_0 \approx 20°$, для латуни $\vartheta_0 \approx 30°$). При этом, согласно теоретическим расчетам, форма импульса сдвиговых волн, проходящего в пластину, должна повторять форму падающего импульса продольных волн. Поэтому изменения длительности импульса сдвиговых волн и, в соответствии с формулами (1), (4), изменения длительности импульса продольных волн за пластиной, будут связаны только с затуханием сдвиговых волн в пластине. Импульсы продольных волн ОА источника и на выходе из пластины регистрировались широкополосным пьезоприемником типа ШАПР-04 (полоса частот 1 - 100 МГц, чувствительность в рабочей области частот 10 мВ/атм).

Таким образом, предложенная схема позволяет проводить широкополосную акустическую спектроскопию сдвиговых волн в пластинах в диапазоне 1 - 40 МГц. При этом исключаются склейки в акустическом тракте сдвиговых волн, поскольку регистрируются только импульсы продольных волн в иммерсионном варианте.

На рис. 3 приведены формы импульсов продольных волн, падающих на пластины, и прошедших через них при нормальном падении и при $\vartheta \approx \vartheta_0$. По искажению спектра сигнала при нормальном падении определяется затухание продольных волн, а при угле падения ϑ_0 – затухание сдвиговых волн. Как видно, искажения формы прошедшего импульса в случае дюралюминиевой пластины минимальны как для продольных, так и для сдвиговых волн. Наиболее заметно увеличение длительности переходной области от фазы сжатия к фазе разрежения. Это говорит о сравнительно слабом затухании, проявляющемся лишь в области высоких частот. Для латунной пластины затухание сдвиговых волн заметно даже для основных составляющих спектра сигнала – амплитуда импульса заметно упала, длительность – возросла.

Спектры сигналов определялись численно с помощью БПФ. Частотные зависимости коэффициентов затухания продольных волн α_l и сдвиговых волн α_s для описанных выше образцов представлены на рис. 4. Величина затухания в дюралюминии на частотах ниже 8 МГц $\alpha_l, \alpha_s \leq 0.2$ см$^{-1}$. Эти значения находятся в пределах ошибок измерений. Таким образом, значение коэффициента затухания продольных и сдвиговых волн в дюралюминии определялось в полосе частот 8 - 40 МГц. При распространении продольных волн в латуни имеет место сильное затухание высокочастотных компонент сигнала (на частотах выше 25 МГц), при распространении сдвиговых волн сильное затухание наблюдается уже на частотах выше 10 МГц. Поэтому затухание продольных волн в латуни определялось в диапазоне 4 - 25 МГц, затухание сдвиговых волн – в диапазоне 4 - 10 МГц. Нижняя граница этого диапазона определяется дифракцией низкочастотных компонент импульсов в пластине. Из рис. 4 видно, что затухание сдвиговых волн в пластинах, обусловленное рассеянием на структурных неоднородностях, существенно сильнее, чем затухание продольных волн.

Таким образом, термооптическое возбуждение широкополосных импульсов продольных волн и преобразование их в импульсы сдвиговых волн на границе раздела жидкость–твердое тело позволяет реализовать широкополосный акустический спектрометр сдвиговых волн. Предложенный метод двойного преобразования импульсов продольных волн на поверхностях плоскопараллельной твердотельной пластины и иммерсионная методика регистрации сигналов в спектрометре исключают искажающее влияние слоев склеек на спектры сдвиговых волн. Большой динамический диапазон и широкая полоса частот предлагаемого акустического спектрометра сдвиговых волн дает возможность эффективно использовать его в задачах исследования структуры неоднородных твердых тел.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Божков А.И., Бункин Ф.В., Коломенский А.А., Михалевич В.Г.* Лазерное возбуждение мощного звука в жидкости // Тр. ФИАН. 1984. Т. 156. С. 123 - 176.
2. *Жаров В.П., Летохов В.С.* Лазерная оптико-акустическая спектроскопия. М.: Наука, 1984. 320 с.
3. *Лямшев Л.М.* Лазерное термооптическое возбуждение звука. М.: Наука, 1989. 240 с.
4. *Гусев В.Э., Карабутов А.А.* Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991. 304 с.
5. *Андреев В.Г., Карабутов А.А., Руденко О.В.* Метод калибровки широкополосных гидрофонов в ультразвуковых пучках конечной амплитуды // Вестн. МГУ. Сер. 3. 1984. Т. 25. № 4. С. 74 - 77.
6. *Карабутов А.А., Омельчук Н.Н., Руденко О.В., Чупрына В.А.* Количественное исследование нелинейной трансформации звуковых импульсов в жидкости при термооптическом возбуждении // Вест. МГУ. Сер. 3. 1985. Т. 26. № 3. С. 62 - 66.

7. *Овчинников О.Б., Пашин А.Е., Пученков О.В., Расторгуев Д.Л.* К вопросу о регистрации пространственно-временных характеристик коротких акустических импульсов, возбуждаемых оптическим излучением // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 2. С. 312 - 316.
8. *Vary A.* Ultrasonic measurement of material properties / Ed. Sharpe R.S. Research techniques in nondestructive testing. 1980. V. 4. P. 160 - 204.
9. *Карабутов А.А., Матросов М.П., Подымова Н.Б., Пыж В.А.* Широкополосная ультразвуковая спектроскопия коллоидных сред на основе термооптического генератора звука // Вестн. МГУ. Сер. 3. 1990. Т. 31. № 4. С. 60 - 65.
10. *Карабутов А.А., Матросов М.П., Подымова Н.Б., Пыж В.А.* Импульсная акустическая спектроскопия с лазерным источником звука // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 2. С. 311 - 323.
11. *Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б.* Ультразвуковые методы в физике твердого тела. М.: Мир, 1972. 288 с.
12. *Rogerson A., Murgatroyd R.A.* Defect characterization using ultrasonic techniques / Ed. Shapre R.S. Research techniques in nondestructive testing. 1980. V. 4. P. 452 - 507.
13. *Hutchins D.A., Dewhurst R.J., Palmer S.B., Scruby C.B.* Laser generation as a standard acoustic source in metals // Appl. Phys. Lett. 1981. V. 38. № 9. P. 677 - 679.
14. *Dewhurst R.J., Hutchins D.A., Palmer S.B., Scruby C.B.* Quantitative measurements of laser-generated acoustic waveforms // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. № 6. P. 4064 - 4071.
15. *Hutchins D.A.* Mechanisms of pulsed photoacoustic generation // Can. J. Phys. 1986. V. 64. P. 1247 - 1264.
16. *Zhang S.Y., Paul M., Fassbender S., Schleichert U., Arnold W.* Experimental study of laser-generated shear waves using interferometry // Res. Nondestr. Eval. 1990. № 2. P. 143 - 155.
17. *Карабутов А.А., Матросов М.П., Подымова Н.Б.* Термооптический генератор широкополосных импульсов сдвиговых волн // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 2. С. 373 - 375.
18. *Карабутов А.А., Матросов М.П., Подымова Н.Б.* Преобразование видеоимпульса продольных волн в сдвиговые волны при прохождении границы раздела жидкость–твердое тело // Вестн. МГУ. Сер. 3. 1993. № 5. С. 55 - 58.
19. *Freemantle R.J., Alper T., Challis R.E.* A broadband ultrasonic technique to simultaneously measure the compression and shear acoustic wave velocities in thin samples of engineering materials // Ultrasonics Int.-93. Butterworth-Heinemann. Austria. 1993. P. 205.

Wideband Acoustic Spectroscopy of Shear Waves Based on a Thermooptical Sound Source

A. A. Karabutov, K. V. Kononets, and N. B. Podymova

The transformation of wideband pulses of longitudinal acoustic waves into pulses of shear waves at the liquid-solid interface is theoretically analyzed. The form of shear wave pulses, produced from thermooptically excited pulses of longitudinal waves in media with various thermophysical parameters, is analyzed. A theoretical analysis and an experimental study are carried out for the transformation of pulses of longitudinal waves into shear waves on the surface of a plane-parallel plate and an inverse transformation of shear wave pulses, passing through the plate, into longitudinal pulses on the other side of the plate. This scheme has been used to develop a wideband spectrometer of shear waves with a thermooptical source of ultrasound in the range 1 - 40 MHz.