

изменению  $\xi$  от максимального значения до нуля (а в гидродинамическом приближении  $\xi$  есть просто константа).

Из рис. 2 особенно наглядно видно, что наилучшее соответствие (9) точному значению наблюдается в окрестности тех значений  $\vartheta$  и  $q$ , для которых  $\xi(\vartheta, q) = 0$ . Это приводит к тому, что полученная из (9) кривая кинетического резонанса  $20\vartheta q^4 = mc^2$  согласуется с вычисленной по точным формулам кривой в более широком диапазоне температур — до  $\vartheta \approx 0,02$  (а не до  $\vartheta \approx 10^{-3}$ , где справедливы (7) — (9)).

Зависимость  $\xi(\vartheta)$  для нескольких значений  $q$  приведена на рис. 3.

Введенные ранее [4] функции  $M(\vartheta, q)$ ,  $N(\vartheta, q)$  (см. (2), (3)), определяющие амплитуды второй и третьей гармоник (5), ведут себя по отношению к своим асимптотическим значениям аналогично функции  $\xi(\vartheta, q)$ . Значения  $M$ ,  $N$  в гидродинамическом пределе могут быть получены из (7) — (8) подстановкой  $\vartheta = 0$ . При  $q = 1$  лучшим приближением является гидродинамическое, а при  $q > 1,5$ ,  $\vartheta > 8 \cdot 10^{-5}$  большую точность дают асимптотические выражения (7) — (9).

Работа выполнена в рамках программы «Университеты России».

#### ЛИТЕРАТУРА

[1] Ахнезер А. И., Половин Р. В. // ЖЭТФ. 1956. 30. С. 915. [2] Katsouleas T., Mori W. B. // Phys. Rev. Lett. 1988. 61. P. 90. [3] Rosenzweig J. B., Cole B., Ho C. et al. // Physica Scripta T. 1990. 30. P. 110. [4] Кузьменков Л. С., Соколов А. А., Трубачев О. О. // Изв. вузов, Физика. 1983. 12. С. 17. [5] Вахдейн А. С., Кузьменков Л. С., Трубачев О. О. // Физика плазмы. 1989. 15. С. 1197. [6] Godfrey B. B., Newberger B. S., Taggart K. A. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1975. 3. P. 68.

Поступила в редакцию  
18.11.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 5

#### АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 534.222.2

#### ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ВИДЕОИМПУЛЬСА ПРОДОЛЬНЫХ ВОЛН В СДВИГОВЫЕ ВОЛНЫ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ЖИДКОСТЬ—ТВЕРДОЕ ТЕЛО

А. А. Карабутов, М. П. Матросов, Н. Б. Подымова  
(кафедра общей физики и волновых процессов)

Экспериментально исследовано преобразование видеоимпульса продольных волн с плоским фазовым фронтом в сдвиговые волны на границе раздела жидкость — твердое тело. Импульсы продольных волн стандартных лазерных источников звука имели однополярную и биполярную форму в спектральном диапазоне 1—70 МГц. Были зарегистрированы импульсы сдвиговых волн с плоским фазовым фронтом и линейной поляризацией. Спектральный диапазон этих импульсов составлял 1—15 МГц.

Лазерные источники звука в настоящее время становятся «стандартными» источниками мощных акустических видеоимпульсов [1—4]. При плоском фазовом фронте (когда граница поглощающей среды плоская, а лазерный пучок широкий) возбуждаются преимущественно импульсы продольных акустических волн. Они активно используются для калибровки широкополосных акустических приемников и гидрофонов [5, 6], настройки систем неразрушающего контроля и акустической эмиссии [7], в широкополосной акустической спектроскопии [8, 9]. При

этом часто возникает проблема прохождения акустических видеоимпульсов через границу раздела жидкость—твердое тело, поскольку иммерсионные среды, как правило, жидкие.

При падении плоской продольной волны на границу раздела жидкость—твердое тело в последнем возбуждаются как продольные, так и сдвиговые возмущения. Соотношение их амплитуд и фаз существенным образом зависит от угла падения исходной волны  $\alpha_0$ . Если угол падения  $\alpha_0$  превышает первый критический угол  $\alpha_1 = \arcsin(C_0/C_L)$  (где  $C_0$  — скорость звука в жидкости, а  $C_L$  — скорость продольных волн в твердом теле), то прошедшая продольная волна будет экспоненциально убывать по мере удаления от границы раздела. Аналогичное поведение характерно и для возбуждаемой в твердом теле сдвиговой волны при  $\alpha_0 > \alpha_2 = \arcsin(C_0/C_S)$ , где  $C_S$  — скорость сдвиговых волн. Поэтому в диапазоне углов падения  $\alpha_1 < \alpha_0 < \alpha_2$  в прошедшей волне будет преобладать сдвиговая компонента. В силу узости углового спектра падающего пучка ультразвуковых волн другие типы волн будут возбуждаться неэффективно.

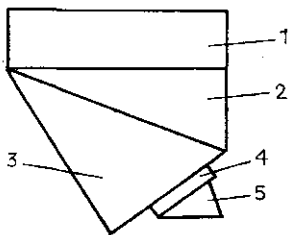


Рис. 1

Исследования преобразования продольных волн в сдвиговые при прохождении границы раздела жидкость—твердое тело проводились экспериментально с различными жидкими и твердыми средами. В качестве жидкостей выбирались дистиллированная вода и ртуть, в качестве твердого тела — дюралюминий и стекло К-8. Использовались импульсы продольных акустических волн как однополярной (при жесткой границе), так и биполярной формы (при свободной границе).

Схема преобразователя представлена на рис. 1. Импульс Nd:YAG-лазера на длине волны  $\lambda = 1,06$  мкм с модуляцией добротности (длительность импульса 12—15 нс, энергия около 50 мДж) направлялся на оптико-акустический генератор импульсов продольных волн 1, изготовленный из стекла СЗС-22 [8, 9]. Поскольку поверхность генератора была свободной, то возбуждался биполярный акустический импульс, охватывавший полосу частот 1—40 МГц. Этот импульс через слой дистиллированной воды (или ртути) 2 направлялся под углом  $\alpha_0 = 18^\circ$  на поверхность призмы 3 из дюралюминия (или стекла К-8). Критический угол  $\alpha_1$  полного внутреннего отражения продольной волны составлял примерно  $14^\circ$ , поперечной —  $\alpha_2 \approx 29^\circ$  (для стекла К-8 — соответственно  $15^\circ$  и  $25^\circ$ ). Призмы вырезались таким образом, чтобы после преломления поперечная акустическая волна падала нормально на выходную грань призмы. Однополярный импульс продольных волн возбуждался при поглощении лазерного излучения непосредственно в ртути при импедансной границе поглощающей поверхности.

Сдвиговая акустическая волна регистрировалась задемпфированным пьезоприемником 5 из ниобата лития ХУ-среза с резонансной частотой 40 МГц. Склейка 4 приемника с выходной гранью призмы осуществлялась двумя способами: либо тонким слоем салола или эпоксидной смолы (притиранием), либо слоем салола толщиной 0,9 мм. Во втором случае, очевидно, слой склейки можно считать «толстым», так как пространственная протяженность акустического импульса не превышала 0,6 мм. Для наблюдения продольной акустической волны использовался задемпфированный датчик из ниобата лития Z-среза с резонансной частотой 100 МГц, закрепляемый «толстым» слоем салола.

Регистрация сигналов проводилась в режиме холостого хода с помощью пробника (полоса частот до 350 МГц) и цифрового запоминающего осциллографа С9-6 (полоса частот канала вертикального отклонения луча — 100 МГц). Система синхронизации запускалась лазерным импульсом. При этом нестабильность запуска развертки осциллографа не превышала 5 нс. Тип регистрируемой волны определялся как специализированными приемниками, так и путем временной селекции сигнала.

На рис. 2 представлены временные формы импульсов сдвиговых волн, возбуждаемых однополярным импульсом продольных акустических волн. Этот импульс (кривая 1) возбуждался в ртути, поверхность которой нагружалась пластиной из стекла К-8, и проходил в дюралюминиевую призму. Импульс сдвиговой волны поляризованной в плоскости падения (кривая 2), имел сложную двухполярную форму, напоминающую форму импульса продольной волны при переходе из ближней дифракционной зоны в дальнюю [2]. Волна с поляризацией, ортогональной плоскости падения (кривая 3), слабо превышала уровень шумов и составляла не более  $-30$  дБ по отношению к уровню основного сигнала. Сигнала продольной волны, прошедшей в призму, практически не было: в момент времени, соответствующий возможному ее приходу, уровень шумов повышался незначительно. Отношение амплитуды продольной волны, возбуждаемой в оптико-акустическом генераторе, к уровню электрических шумов составляло  $\sim 55$  дБ.

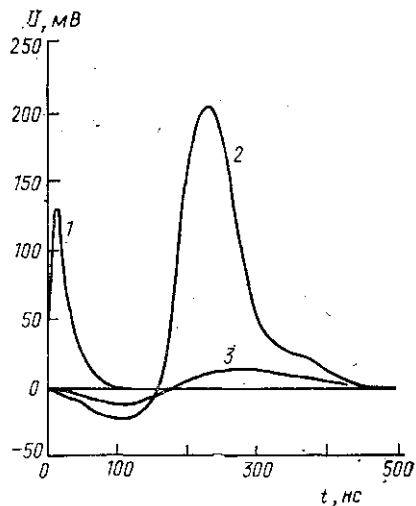


Рис. 2

Прохождение биполярного импульса продольной акустической волны через границу раздела вода—дюралюминий исследовалось с помощью оптико-акустического генератора на стекле СЗС-22. Временные формы импульсов возбуждаемых сдвиговых волн представлены на рис. 3, а для «тонкого» (кривая 2) и «толстого» (кривая 3) салолового слоя склейки. Для сравнения приведена форма импульса продольной волны (кривая 1). Наблюдаемые в случае «тонкой» склейки осцилляции (отсутствующие при «толстой» склейке) связаны, по-видимому, с четвертьволновым резонансом волн в ней. При «толстой» (толщина слоя салолоа 0,9 мм) склейке амплитуда сдвиговой волны меньше, чем при «тонкой».

Спектры (рис. 3, б) этих сигналов подтверждают описанные особенности. О резонансе волны в «тонкой» склейке свидетельствует провал в спектре прошедшего сигнала (кривая 3) по сравнению со случаем «толстой» склейки (кривая 2). Меньшая спектральная плотность сигнала на высоких частотах при «толстой» склейке связана, очевидно, с дополнительным затуханием волны в ней. Дополнительное подавление уровня высоких частот (даже при «тонкой» склейке) относительно их уровня в исходной продольной волне (кривая 1) может быть объяснено рассеянием высокочастотных компонент в слое салолоа. Применение других типов пластичных склеек показало их неудовлет-

ворительность в данном диапазоне частот. Так, при «тонкой» склейке эпоксидной смолой (кривая 4) затухание звука было больше, чем в случае салоловых склеек. Однако резонансного возбуждения колебаний в ней не отмечалось.

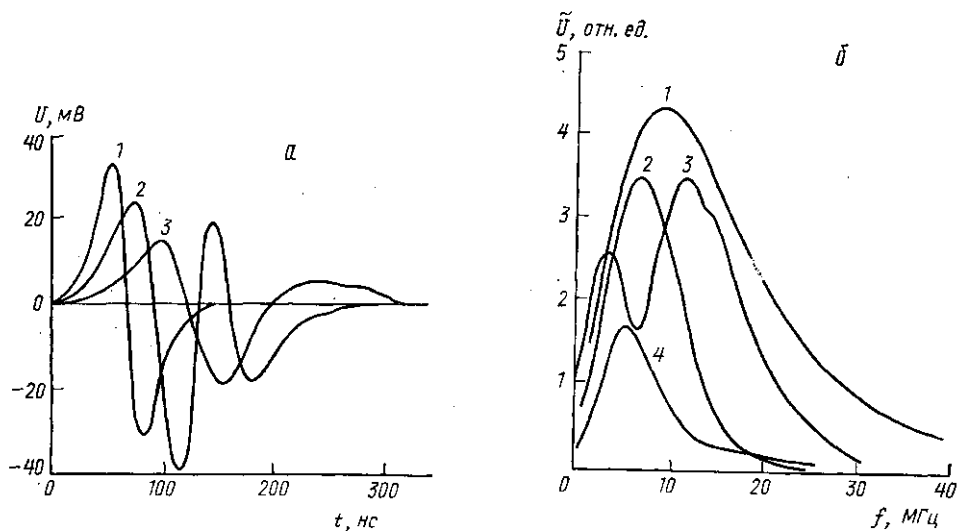


Рис. 3

Таким образом, предложенная методика преобразования продольных волн в сдвиговые при прохождении границы раздела жидкость—твердое тело позволяет получать акустические импульсы сдвиговых волн в диапазоне частот 1—15 МГц с достаточно большой амплитудой сигнала. Большой динамический диапазон, широкая полоса частот и линейная поляризация излучения термооптического генератора сдвиговых волн дают возможность использовать его в задачах дефектоскопии и широкополосной акустической спектроскопии на сдвиговых волнах.

В заключение авторы выражают благодарность АО «Алькор», при материальной и технической помощи которого была выполнена работа.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Felix M. P.//Rev. Sci. Instr. 1974. 45, N 9. P. 1106. [2] Карабутов А. А., Руденко О. В., Черепецкая Е. Б.//Акуст. журн. 1979. 25, № 3. С. 383. [3] Hutchins D. A., Dewhurst R. J., Palmer S. V.//Appl. Phys. Lett. 1981. 38, N 9. P. 677. [4] Гусев В. Э., Карабутов А. А. Лазерная оптоакустика. М., 1991. [5] Карабутов А. А., Омельчук Н. Н., Руденко О. В., Чурьяна В. А.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1985. 26, № 3. С. 62. [6] Овчинников О. Б., Пашин А. Е., Пученков О. В., Расторгуев Д. Л.//Акуст. журн. 1987. 33, № 2. С. 312. [7] Vary A.//Research Techniques in Nondestructive Testing/Ed. by R. S. Sharpe. 1980. V. 4. P. 160. [8] Карабутов А. А., Матросов М. П., Подымова Н. Б., Пыж В. А.//Акуст. журн. 1991. 37, № 2. С. 311. [9] Карабутов А. А., Матросов М. П., Подымова Н. Б., Пыж В. А.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1990. 31, № 4. С. 60.

Поступила в редакцию  
07.10.92