

УДК 534.222

© 1993 г. Ко Сел Лен, И.Ю. Солодов

НЕЛИНЕЙНОЕ ОТРАЖЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН НА КОНТАКТНОЙ ГРАНИЦЕ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Экспериментально наблюдалось нелинейное отражение поверхностных акустических волн от границы контакта твердых тел. Показано, что процесс преобразования спектра отраженной волны обусловлен эффективной генерацией высших гармоник ПАВ в обратном направлении из области контакта. В условиях слабого линейного отражения (граница сред с близкими линейными свойствами) обнаружена инверсия спектра нелинейно отраженной волны, что может являться общей характерной особенностью процессов нелинейного отражения звука.

Нелинейные эффекты при отражении звука в твердых телах представляют собой сравнительно новый класс явлений нелинейной акустики, теоретические и экспериментальные исследования которых для объемных волн [1, 2] подтвердили широкие возможности практических применений в акустодиагностике [3]. Интерес к изучению отражения поверхностных акустических волн (ПАВ) в основном концентрировался вокруг задач линейного отражения системами топографических неоднородностей, на основе которых удается реализовать частотноизбирательные компоненты акустоэлектронных ПАВ-устройств [4].

В недавних экспериментальных исследованиях [5] была продемонстрирована возможность получения высокой нелинейности ПАВ (т.н. контактной акустической нелинейности (КАН)), локализованной в области механического контакта двух оптически полированных поверхностей твердых тел. Подобная контактная граница может быть эффективным источником нелинейного отражения ПАВ, сопровождающегося существенной перестройкой спектра отраженной волны, вследствие нелинейности процесса отражения. В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования нелинейного отражения ПАВ на границе соприкасающихся твердых тел. Показано, что процесс обусловлен эффективной генерацией гармоник ПАВ в обратном направлении из области контакта. Отмечаются характерные особенности спектра нелинейного отражения ПАВ на КАН.

Схема эксперимента по нелинейному отражению ПАВ во многом аналогична использованной нами при исследовании КАН для распространения ПАВ [5]. Излучение прямой ПАВ в подложке $YZ\text{-LiNbO}_3$ проводилось в импульсном режиме (длительность импульсов $0,1 \div 0,2$ мкс) на частоте 15 МГц с помощью встречно-штыревых преобразователей (ВШП) (рис. 1). Такие же преобразователи с основной частотой 15, 30 и 45 МГц использовались для приема отраженных и прошедших ПАВ основной частоты и высших гармоник. Потери на излучение и прием на основной частоте составляли -6 дБ, а на частотах второй и третьей гармоник -8 и $-17,5$ дБ. Отраженные импульсы поступали на усилитель прямого усиления соответствующей частоты (полоса ≈ 5 МГц) и наблюдались на экране осциллографа. По измерениям амплитуд импульсов электрического напряжения на ВШП и величин потерь на преобразование можно было определять относительные величины амплитуд акустических смещений падающих и отраженных ПАВ основной частоты, отраженных второй и третьей гармоник, а также рассчитывать значения коэффициентов отражения.

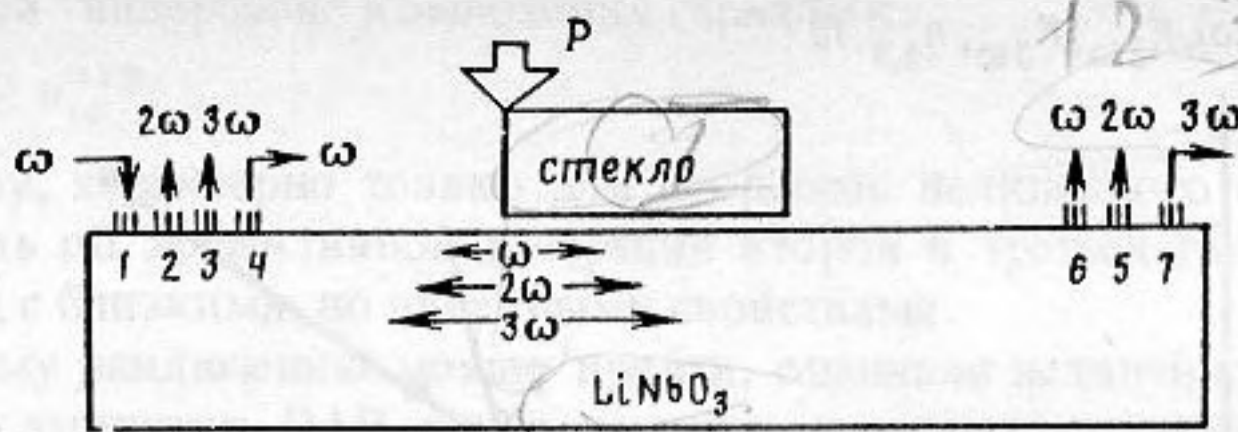


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для исследования генерации гармоник при отражении ПАВ на контактной нелинейности

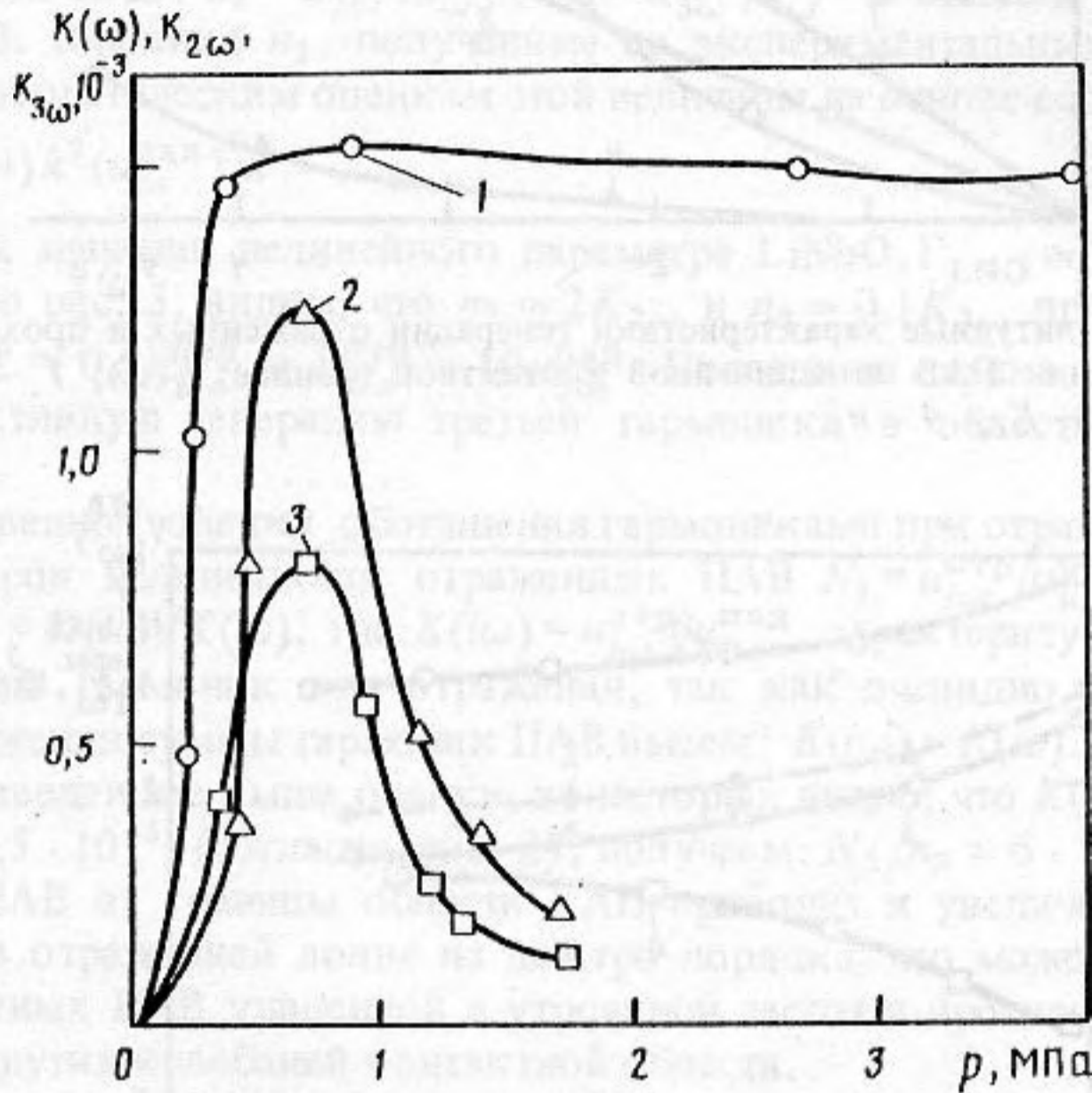


Рис. 2. Зависимости коэффициентов отражения ПАВ основной частоты, второй и третьей гармоник от давления сжатия контакта при напряжении на излучающем ВШП 3 В: 1 — $K(\omega)$; 2 — $K_{3\omega}$; 3 — $K_{2\omega}$

Область контактной нелинейности создавалась прижимом оптически полированного образца стекла ($5 \times 10 \times 15$ мм) к поверхности подложки. Во избежание влияния эффектов диссипации, связанных с распространением ПАВ вдоль границы соприкосновения, давление прижима сопровождалось таким образом, чтобы область контакта локализовалась вблизи переднего края образца стекла параллельно фронту падающей ПАВ (ширина ≈ 5 мм). Усилие прижима (до ≈ 5 МПа) контролировалось с помощью динамометра, а расположение области отражения — по задержке отраженных импульсов.

На рис. 2 приведены зависимости нормированных амплитуд отраженных импульсов ПАВ основной частоты, второй и третьей гармоник от давления сжатия контакта. Из этого рисунка видно, что при значительных давлениях коэффициент отражения основной ПАВ (по амплитуде) $K(\omega) = u_{\omega}^{\text{отр}} / u_{\omega}^{\text{пад}}$ стабилизируется на уровне $\approx 1,5 \cdot 10^{-3}$, что как отмечалось в [6], обусловлено формированием в контакте волны Стоунли, скорость которой лишь незначительно отличается от скорости ПАВ на свободной поверхности LiNbO_3 . Отраженная вторая и третья гармоники ведут себя существенно иначе, достигая максимума на поджатом контакте (при $P \approx 0,8$ МПа), в условиях которого наблюдался максимум КАН для проходящей ПАВ [5]. При этом коэффициенты отражения третьей гармоники ПАВ $K_{3\omega} = u_{3\omega}^{\text{отр}} / u_{3\omega}^{\text{пад}}$ оказываются больше

$K(\omega), K_{2\omega}, K_{3\omega}, n_{2,3}, 10^{-3}$

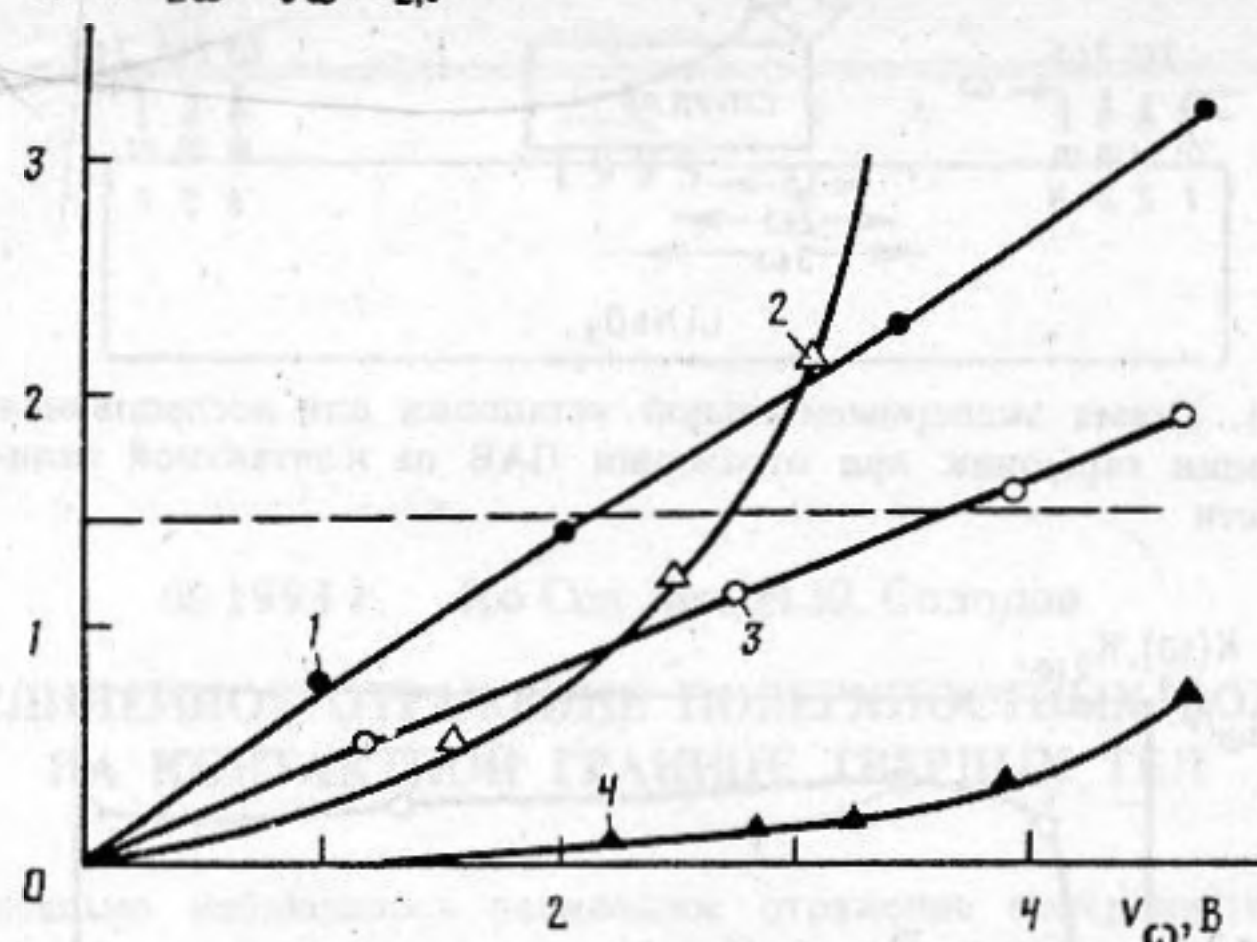


Рис. 3. Амплитудные характеристики генерации отраженных и проходящих гармоник ПАВ на нелинейной контактной границе: $K(\omega)$; 1 — n_2 ; 2 — $K_{3\omega}$; 3 — K_ω ; 4 — n_3

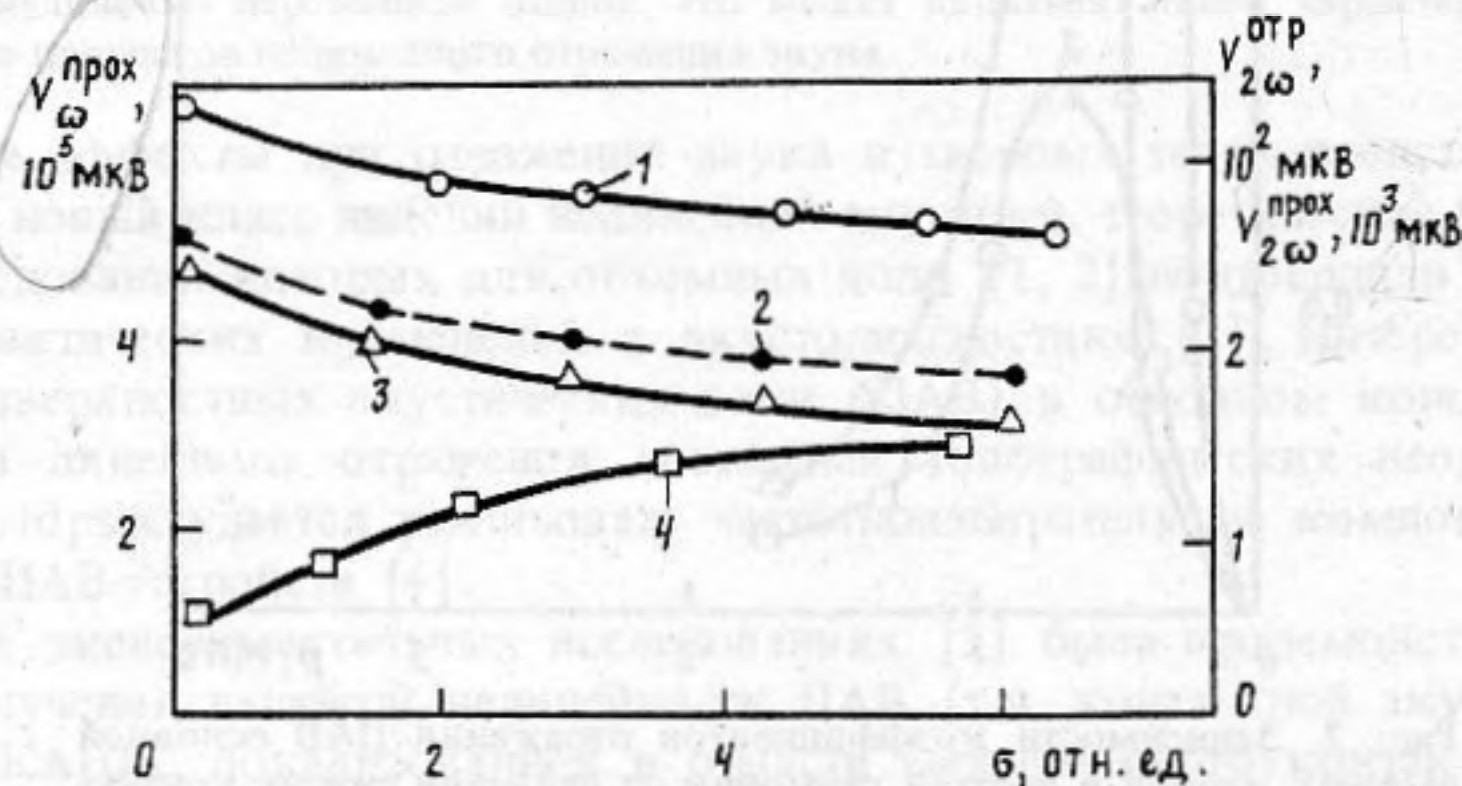


Рис. 4. Зависимость амплитуд ПАВ основной частоты и второй гармоники, прошедших через контакт, и отраженной второй гармоники от проводимости кристалла CdS: 1 — $V_\omega^{\text{прох}}$; 2 — $(V_\omega^{\text{прох}})^2$; 3 — $V_{2\omega}^{\text{отр}}$; 4 — $V_{2\omega}^{\text{прох}}$

аналогичного параметра для второй гармоники $K_{2\omega} = u_{2\omega}^{\text{отр}}/u_\omega^{\text{пад}}$, что в принципе согласуется с выводами [5] об эффективной генерации высших гармоник на КАН. Более высокий уровень третьей гармоники в случае нелинейного отражения может быть связан с исключением возможности загухания гармоник при распространении в области нелинейного контакта.

Динамические свойства нелинейного отражения на контактной границе представлены на рис. 3. Видно, что амплитуды отраженных второй и третьей гармоник по степенным законам нарастают с увеличением входного напряжения V_ω на ВШП основной ПАВ. Нормировка на $u_\omega^{\text{пад}}$ показывает, что для второй гармоники динамическая характеристика близка к квадратичной, а для третьей — к кубической зависимости от амплитуды основной ПАВ. Согласно рис. 3, при $V_\omega \geq 4$ В коэффициенты нелинейного отражения ПАВ второй и третьей гармоник становятся больше величины коэффициента линейного отражения основной ПАВ $K(\omega)$. Это означает, что отраженная волна, несмотря на малость ее амплитуды, является существенно нелинейной, а при $V_\omega > 4$ В

в ней наблюдается "инверсная" композиция гармоник:

$$u_{3\omega}^{\text{отр}} > u_{2\omega}^{\text{отр}} > u_{\omega}^{\text{отр}},$$

что, по-видимому, характерно только для процессов нелинейного отражения и может свидетельствовать об эффективной генерации второй и третьей гармоник на нелинейной границе сред с близкими, но линейными свойствами.

К аналогичному заключению можно прийти, оценивая нелинейность падающей ПАВ по зависимости амплитуд ПАВ гармоник, генерируемых на свободной поверхности LiNbO_3 и принимаемых ВШП 5, 6 и 7 (рис. 1), от напряжения на ВШП основной частоты. С учетом линейной зависимости амплитуд генерируемых при этом второй и третьей гармоник от расстояния x [7], из этих данных определялись величины факторов нелинейности падающей ПАВ: $n_2 = u_{2\omega}^{\text{пад}}/u_{\omega}^{\text{пад}}$, $n_3 = u_{3\omega}^{\text{пад}}/u_{\omega}^{\text{пад}}$ в области контакта представленные на рис. 3. Значения n_2 , полученные по экспериментальным данным, отлично соответствовали теоретическим оценкам этой величины на основе соотношения:

$$u_{2\omega}^{\text{пад}} = (\Gamma_{\text{LNO}}/4)k^2(u_{\omega}^{\text{пад}})^2x \quad (1)$$

при $x = 0,75$ см и значении нелинейного параметра $\text{LiNbO}_3 \Gamma_{\text{LNO}} \approx 2,5$ [7]. Сравнивая численные данные рис. 3, видим, что $n_2 \approx 2K_{2\omega}$ и $n_3 \approx 0,1K_{3\omega}$ при $V_{\omega} \approx 3$ В, откуда следует, что $u_{2\omega}^{\text{отр}} \approx 0,5u_{2\omega}^{\text{пад}}$ и $u_{3\omega}^{\text{отр}} \approx 10u_{3\omega}^{\text{пад}}$. Последняя оценка категорически указывает на эффективную генерацию третьей гармоники в области КАН в процессе отражения.

Для количественной оценки обогащения гармониками при отражении можно ввести величины факторов нелинейности отраженных ПАВ $N_i = u_{i\omega}^{\text{отр}}/u_{\omega}^{\text{отр}}$; тогда величина отношения $N_i/n_i = K(i\omega)/K(\omega)$, где $K(i\omega) = u_{i\omega}^{\text{отр}}/u_{i\omega}^{\text{пад}}$, характеризует увеличение относительного вклада гармоник при отражении, так как очевидно, что при пассивном (линейном) отражении суммы гармоник ПАВ имеем: $K(i\omega) = K(\omega)$.

Используя приведенные выше оценки, из которых видно, что $K(2\omega) \approx 0,5$; $K(3\omega) \approx 10$, а $K(\omega) = 1,5 \cdot 10^{-3}$ (согласно рис. 2), получаем: $N_3/n_3 \approx 6 \cdot 10^3$, $N_2/n_2 \approx 3 \cdot 10^2$, т.е. отражение ПАВ от границы области КАН приводит к увеличению относительной доли гармоник в отраженной волне на два-три порядка, что может быть обусловлено генерацией обратных ПАВ удвоенной и утроенной частот в процессе отражения за счет ангармонизма упругих колебаний контактной области.

Этот факт можно подтвердить экспериментально, если в область между излучающим ВШП 1 и контактом на поверхность подложки поместить кристалл полупроводника CdS . Хорошо известно (см., например, [8]), что линейные и нелинейные свойства ПАВ в такой слоистой структуре сильно изменяются за счет акустоэлектронного взаимодействия. Так, эффективность генерации проходящей второй гармоники возрастает с увеличением проводимости с образца, а амплитуда проходящей ПАВ основной частоты уменьшается вследствие роста акустоэлектронного поглощения (рис. 4). При этом, согласно данным эксперимента (рис. 4), изменение амплитуды второй гармоники, отраженной от нелинейного контакта, определяется не поведением падающей ПАВ второй гармоники (что следовало бы ожидать при "пассивном" отражении второй гармоники), а характером изменения амплитуды основной ПАВ в области контакта, удовлетворительно следуя зависимости $(V_{\omega}^{\text{прох}}(\sigma))^2$, справедливой для квадратичного эффекта генерации второй гармоники ПАВ основной частоты на контактной границе.

В заключение отметим, что введенные выше величины коэффициентов нелинейного отражения второй гармоники оказываются зависящими от амплитуды основной ПАВ. В качестве амплитудно-независимого параметра нелинейного отражения по аналогии с объемными акустическими волнами [2] можно ввести нелинейный параметр отражения $\Gamma_{\text{отр}}$ второй гармоники на основе соотношения:

$$u_{2\omega}^{\text{отр}} = (\Gamma_{\text{отр}}/2)k(u_{\omega}^{\text{пад}})^2, \quad (2)$$

где $\Gamma_{\text{отр}} = S_{2\omega}/S_{\omega}^2$ ($S_{2\omega}$ и S_{ω} — деформации в отраженной волне второй гармоники и падающей волне соответственно) и определяется только линейными и нелинейными

свойствами граничащих сред. По результатам эксперимента (рис. 3) из (2) получаем $\Gamma_{отр} \approx 100$, что соответствует экспериментальным данным $\Gamma_{отр} = 120 \pm 20$ [2] для сдвиговых волн на контактной границе стекло-стекло.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shui Y., Solodov I.Yu. Nonlinear reflection of bulk acoustic waves in solids // Proc. II WESTRA. Hong Kong. VI6. P. 188–192.
2. Северин Ф.М., Солодов И.Ю., Шкуланов Ю.Н. Экспериментальное наблюдение нелинейности отражения звука от границы раздела твердых тел // Вестн. МГУ. 1988. Т. 29. № 4. С. 94–96.
3. Нигул У.К. Нелинейная акустодиагностика. Л.: Судостроение, 1981. 252 с.
4. Гуляев Ю.В., Плесский В.П. Распространение поверхностных акустических волн в периодических структурах // УФН. 1989. Т. 151. В. 1. С. 85–120.
5. Ко Сел Лен, Северин Ф.М., Солодов И.Ю. Экспериментальное наблюдение влияния контактной нелинейности на отражение объемных и распространение поверхностных акустических волн // Акуст. журн. 1991. Т. 37. В. 6. С. 1165–1169.
6. Асаинов А.Ф., Ко Сел Лен, Солодов И.Ю. Возбуждение, распространение и отражение волн Стоунли на границе контакта твердых тел // Акуст. журн. 1992. Т. 38. Вып. 3. С. 536–540.
7. Солодов И.Ю. Нелинейные акустические и акустоэлектронные явления на границах раздела твердых тел. Дис. ... докт. физ.-мат. наук: М.: МГУ, 1989. 411 с.
8. Можаяев В.Г., Солодов И.Ю. Генерация второй гармоники поверхностных акустических волн в слоистой структуре пьезодиэлектрик – полупроводник // Акуст. журн. 1980. Т. 26. В. 3. С. 433–439.

Московский государственный
университет им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию
29.05.92

Ко Сел Лен, I.Yu. Solodov

NONLINEAR REFLECTION OF SURFACE ACOUSTIC WAVES BY CONTACT INTERFACE IN SOLIDS

An experimental evidence for nonlinear reflection of surface acoustic waves from a contact interface in solids is presented. It is shown that the reflected wave spectrum transformation is due to the efficient backward generation of SAW higher harmonics from the contact area. Under the conditions of weak linear reflection (interface of media with close linear properties) the inversion of nonlinear reflected wave spectrum has been observed that can be a common characteristic property of nonlinear sound reflection processes.