АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXX 1984 Вып. 2

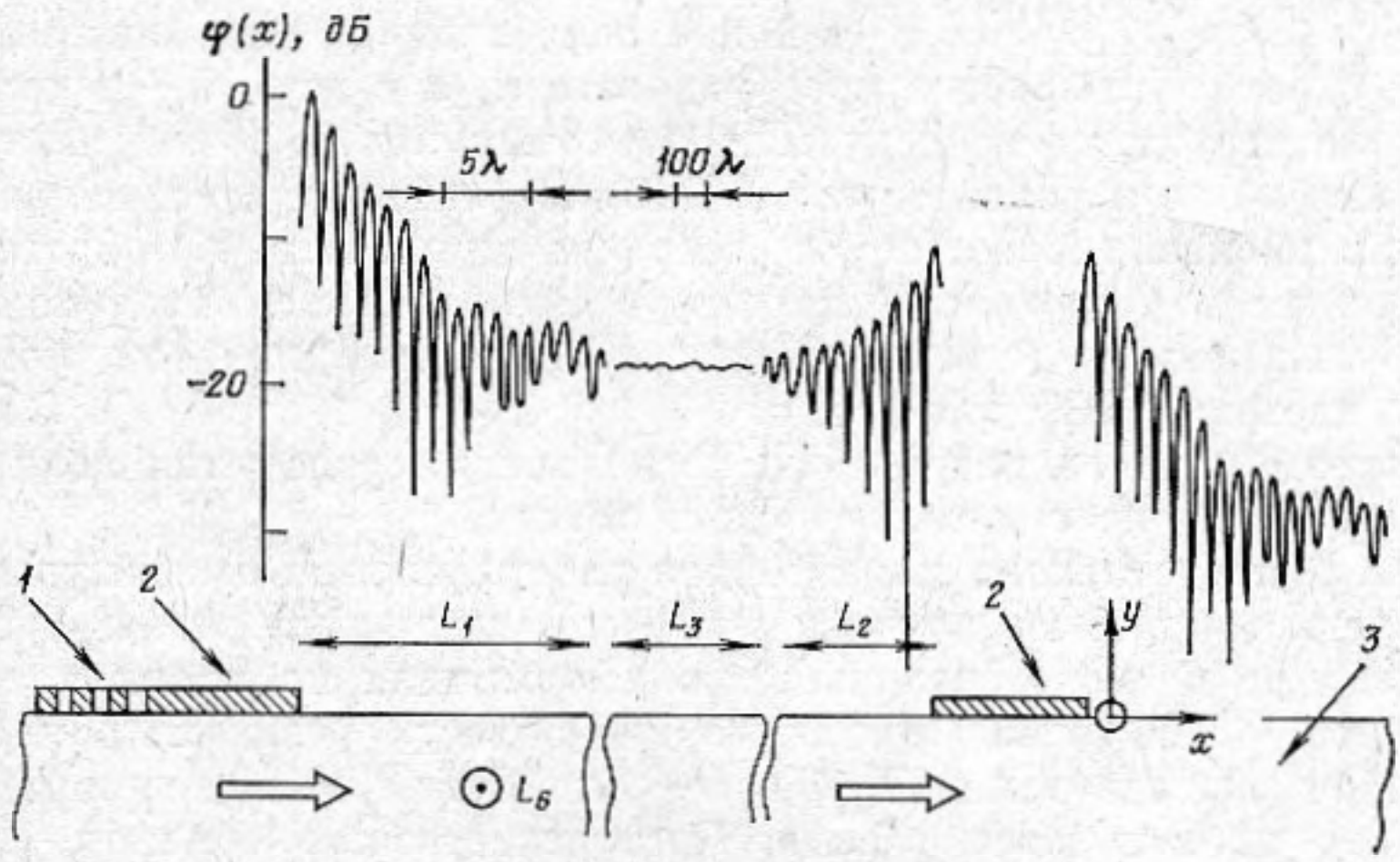
УДК 534.16

РАССЕЯНИЕ ВОЛН ГУЛЯЕВА — БЛЮСТЕЙНА НА ЭКРАНЕ, ЩЕЛИ, ЭЛЕКТРОДЕ

Балакирев М. К., Горчаков А. В.

Приведены результаты экспериментального исследования процессов рассеяния и трансформации сдвиговых поверхностных акустоэлектрических волн на крае металлической пленки, щелях конечных размеров, широком электроде и прямоугольном торце звукопровода.

Хорошо известно, что вблизи поверхности пьезокристалла могут распространяться сдвиговые поверхностные акустоэлектрические волны или, как их еще называют, волны Гуляева — Блюстейна [1—2]. Скорости этих волн и глубина их локализации зависят от величины пьезоэффекта и электрических условий на поверхности. По этой причине формирование, рассеяние и трансформация волн Гуляева — Блюстейна существенным образом определяются электрическими свойствами прилегающей к пьезокристаллу среды. Такие процессы теоретически исследованы в ряде работ.



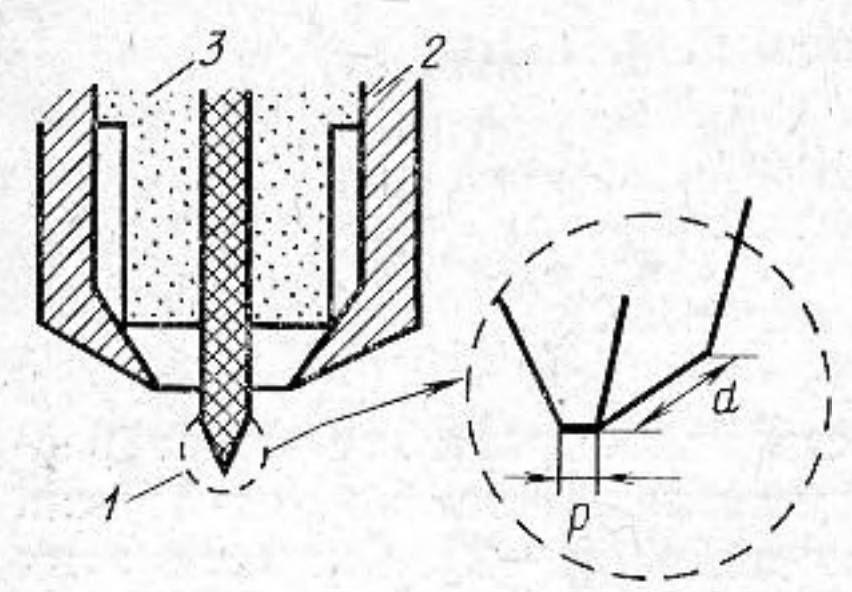
Фиг. 1. Пространственная зависимость сигнала зонда $\varphi(x)$ на поверхности звукопровода. *1* — встречно-штыревой преобразователь; *2* — Al-пленка; *3* — $LiIO_3$

Так в работах [3—5] рассмотрены вопросы возбуждения, формирования и приема волн тонкими металлическими электродами, нанесенными на поверхность пьезокристалла, в работе [6] рассмотрена трансформация волны Гуляева — Блюстейна в антисимметричную щелевую моду [7, 8], наконец, в работах [9—11] исследовалось рассеяние волн Гуляева — Блюстейна при переходе с открытой поверхности звукопровода на металлизированную и наоборот. Характерной особенностью теоретических работ [3, 9—11] является то обстоятельство, что получаемые аналитические результаты носят асимптотический характер, т. е. дают выражения для полей, сформировавшихся на значительном расстоянии от источника возмущения. В переходной области структура полей и характеристики рассеяния могут быть получены либо численными методами, либо экспериментально.

В настоящем сообщении приводятся результаты первых экспериментальных исследований рассеяния волн Гуляева — Блюстейна на крае ме-

таллического экрана, щели конечных размеров и трансформации волн Гуляева — Блюстейна в щелевую моду.

В качестве звукопровода был выбран кристалл иодата лития, который обладает сильным пьезоэффектом. Используемые образцы $LiIO_3$, имели значение коэффициента электромеханической связи $K_{15}^2=e_{15}^2/(\varepsilon_{11}c_{44})=$ $=0{,}58\pm0{,}04$ и диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{11}=(8{,}9\pm0{,}1)\varepsilon_0$. В таком кристалле характерные размеры переходных областей должны, согласно оценкам, составлять для волн Гуляева — Блюстейна несколько десятков длин волн. Исследуемые кристаллы имели размеры ($10\times10\times30-60$ мм^3) и были обработаны и ориентированы так, что вдоль оси OX (фиг. 1) могла распространяться волна Гуляева — Блюстейна.



Фиг. 2. Схема электростатического зонда: *1* — стальная игла $\varnothing\sim$ ~1 мм, $p\cong10$ мкм, $d\simeq250$ мкм; *2* — медный экран; *3* — тефлоновый держатель

Возбуждение волн Гуляева — Блюстейна производилось встречно-штыревым преобразователем, а регистрация — либо аналогичным приемным преобразователем, либо с помощью электростатического зонда. Зонд такого типа был ранее использован для регистрации волн рэлеевского типа [12]. Схема зонда, используемого в наших экспериментах, и его характерные размеры приведены на фиг. 2. При измерениях зонд ориентировался так, что ребро d иглы было параллельно фронту волны с точностью 5°. Такая конструкция обеспечивала, с одной стороны, предварительное ослабление электромагнитной наводки от встречно-штыревого преобразователя, а с другой — практически не искажала структуру исследуемых звуковых полей. Измерения проводились в импульсном режиме, что позволяло разделить во времени полезный сигнал и сигнал наводки от встречно-штыревого преобразователя. Для выделения и регистрации полезного сигнала дополнительно использовалось синхронное детектирование. Частотный диапазон измерений охватывал частоты от 20 до 60 МГц.

Рассмотрим сначала результаты исследования рассеяния волн Гуляева — Блюстейна на крае металлического экрана.

На фиг. 1 представлено характерное распределение амплитуды сигнала $\varphi(x)$, регистрируемого зондом при распространении волны Гуляева — Блюстейна и ее последовательных трансформациях на краях металлических экранов. Здесь можно выделить три области различного поведения $\varphi(x)$. Область выхода волны Гуляева — Блюстейна из-под экрана длиной $L_1\sim20\lambda$, где наблюдаются резкие, быстроспадающие осцилляции $\varphi(x)$. Вблизи края экрана их период близок к λ_M и при удалении от экрана стремится к λ_0 (λ_M, λ_0 — длины волн Гуляева — Блюстейна на металлизированной и открытой поверхности кристалла соответственно). Область перед краем экрана (при падении волны Гуляева — Блюстейна на экран) $L_2\sim10\lambda$. Амплитуда осцилляций здесь заметно меньше, а их период постоянен и близок к λ_0. Область L_3 вдали от краев экрана, где $\varphi(x)=$ $=\mathrm{const}$.

Обсудим полученные результаты. Прежде всего заметим, что распределение амплитуды поверхностного потенциала не меняет своего характера при варьировании длины экрана встречно-штыревого преобразователя в пределах $30-200\lambda$ и таким образом экспериментальная ситуация достаточно хорошо моделирует «полубесконечный» экран. Во-вторых, пространственная протяженность сигнала $\tau v_s\sim20-100\lambda$ в несколько раз больше характерной длины областей формирования I, II, так что имеем дело с квазистационарным процессом (τ — длительность импульса, v_s — скорость поверхностной сдвиговой волны). Осциллирующий характер сигнала $\varphi(x)$ есть, очевидно, результат интерференции электрического потенциала $\varphi_э(x)$ края экрана и потенциалов $\varphi_в(x)$, сопровождающих упругие смещения. В этом можно было легко убедиться, удаляя зонд на

1—2 λ от поверхности звукопровода, что приводило к исчезновению осцилляций. Полусуммы и полуразности значений ближайших экстремумов $\varphi(x)$ определяют соответственно приближенные значения относительных амплитуд $\varphi_в$ и $\varphi_э$. Выделенные таким образом зависимости $\varphi_э(|x-x_0|)$ одинаковы как для волны падающей на экран, так и для волны, выходящей из-под экрана (x_0 — координата края экрана). В области $|x-x_0| \gtrsim \lambda$ (на открытой поверхности звукопровода) они могут быть аппроксимированы зависимостью

$$\varphi_э(x,\ t) \simeq A_э \exp(-\beta|x-x_0|)\cos(\varphi_э-\omega t). \qquad (1)$$

Здесь необходимо обратить внимание на то, что из-за конечных размеров зонда и наличия экрана приведенная зависимость (1) не отражает истинного распределения электростатического потенциала непосредственно на поверхности. Более того, в зависимости от характерных размеров зонда меняется и вклад $\varphi_э(x)$ в полный потенциал $\varphi(x)$. Поэтому пространственная зависимость $\varphi(x)$ может отличаться от приведенной на фиг. 1. Нетрудно, однако, заметить, что это обстоятельство не является принципиальным для выделения зависимости $\varphi_в(x)$ указанным методом.

Характер распределения $\varphi_в(x)$ различен для волн, падающих на экран и выходящих из-под экрана. В первом случае амплитуда волны почти постоянна перед экраном. Для волны, выходящей из-под экрана, $\varphi_в(x)$ имеет более сложный характер и в пределах точности экспериментов может быть аппроксимирована функцией

$$\varphi_в(x,t) \simeq \left\{\frac{A_м}{Q+|x|/\lambda_м}\cos\left(2\pi\frac{|x|}{\lambda_м}-\omega t+\psi_м\right)+A_0\cos\left(2\pi\frac{|x|}{\lambda_0}-\omega t\right)\right\}. \qquad (2)$$

Первый член в правой части (2) описывает распад волны Гуляева — Блюстейна с $\lambda=\lambda_м$ при выходе на открытую поверхность, т. е. переходные поля формирования, а второй — соответствует волне Гуляева — Блюстейна, сформированной на открытой поверхности вдали от края экрана. Наилучшее совпадение распределения (2) с определенным из эксперимента достигается при значениях параметров $\psi_м \simeq -0{,}6$ рад, $(\lambda_0-\lambda_м)/\lambda_0 \simeq 6{,}5\%$, $Q \simeq 0{,}1$, $A_м/A_0 \simeq 4$.

Из приведенных на фиг. 1 зависимостей видно, что амплитуда «переходного» поля сравнивается с амплитудой A_0 сформированной волны Гуляева — Блюстейна на расстояниях $(x-x_0)\lambda_м \sim 6-10$ от края экрана и не превышает $0{,}1A_0$ при $|x-x_0| \gtrsim 20\,\lambda$. Отметим, что полученный результат согласуется с оценкой длины области формирования волны Гуляева — Блюстейна, возбуждаемой встречно-штыревым преобразователем, приводимой в [5]: $\mathscr{L}_ф^0 \simeq 0{,}09\lambda/(2\pi\delta_0^2) \simeq 8\lambda$; $\delta_0 = K_{15}^2(1+K_{15}^2)^{-1}(1+\varepsilon_{11}/\varepsilon_0)^{-1}$.

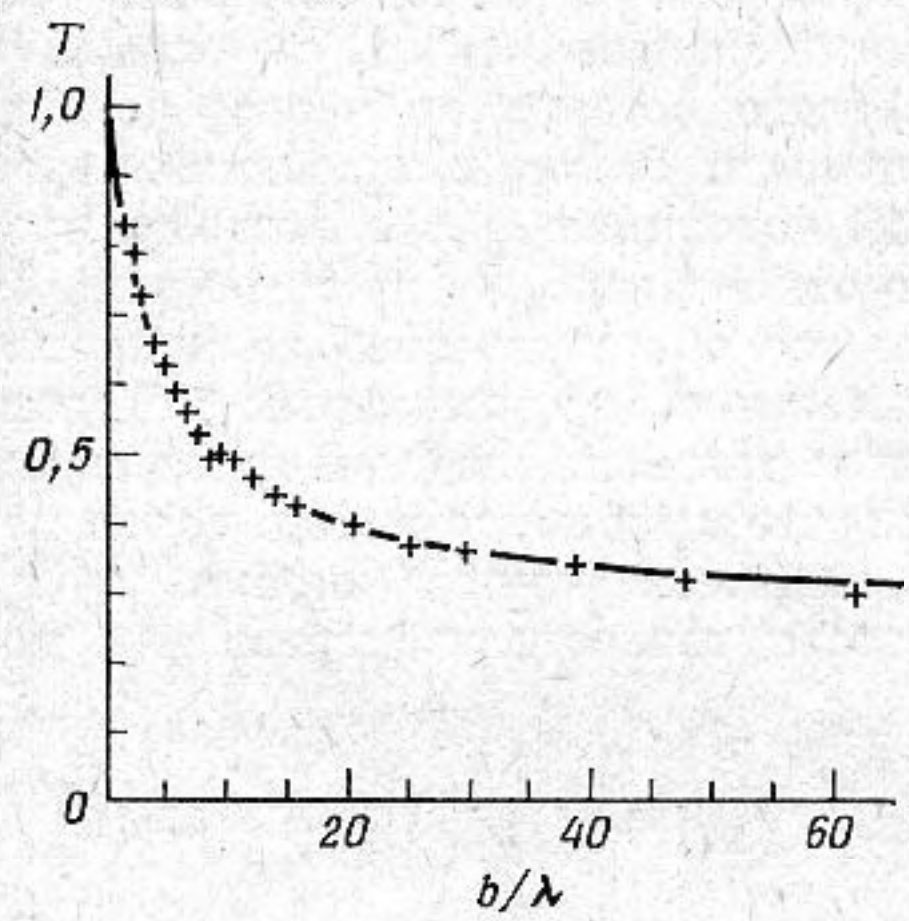
Рассмотрим далее результаты исследования рассеяния волн Гуляева — Блюстейна на электроде и щели.

Обратимся еще раз к фиг. 1. Нетрудно видеть, что сравнение амплитуд $\varphi(x)$ по обе стороны от электрода в точках, достаточно удаленных от краев электрода, позволяет определить амплитудный коэффициент прохождения T^A волны Гуляева — Блюстейна через электрод. В наших условиях ширина электрода $l \sim 60\,\lambda$ много больше длины формирования волны Гуляева — Блюстейна под металлом $\mathscr{L}_ф^м \sim \mathscr{L}_ф^0/(1+\varepsilon_{11}/\varepsilon_0)^2$ и, следовательно, моделировалось рассеяние волны Гуляева — Блюстейна на широком электроде. Экспериментально измеренная величина коэффициента прохождения по амплитуде составляет $T^A_{экс}=0{,}316\pm0{,}03$ и хорошо согласуется с расчетной величиной $T_р^A=0{,}327$, получаемой при подстановке электрофизических параметров $LiIO_3$ в выражения, приведенные в работах [9, 11]. Соответствующий коэффициент прохождения по энергии, определяемый как отношение полных потоков энергий в падающей и прошедшей волнах Гуляева — Блюстейна, есть, очевидно, $T^э=(T^A)^2$. Поскольку потери энергии волны Гуляева — Блюстейна при переходе с открытой поверхности на металлизированную и обратно равны [11], то полученное значение $T^э$ определяет и потери на рассеяние на крае экрана.

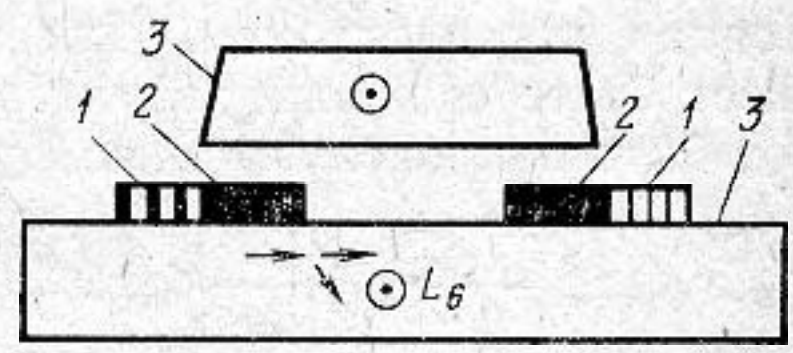
Экспериментальное исследование рассеяния волн Гуляева — Блюстейна на щели конечной ширины представляет особый интерес из-за отсутствия соответствующих теорий. Мы провели измерения распределения $\varphi(x)$ и потерь волны Гуляева — Блюстейна при рассеянии на щелях шириной b для значений b от λ до 40λ. Полученные зависимости $\varphi(x)$ в щели также имеют осциллирующий характер и переходят в распределения, соответствующие рассеянию на «полубесконечных» экранах, при $b \gtrsim 30-40\lambda$.

Коэффициент прохождения волны Гуляева — Блюстейна через щель быстро падает по мере увеличения ее ширины (фиг. 3) и при $b=20-30\lambda$ выходит на уровень $T_{ac} \simeq 0{,}31 \pm 0{,}02$. Это значение совпадает (с точностью ошибки эксперимента) с величиной $T=0{,}327$, полученной из асимптотических выражений работ [9, 11]. Зависимость коэффициента прохождения T от ширины щели b может быть аппроксимирована выражением

$$T(b)=T_{ac}+(1-T_{ac})/(1+\alpha b). \quad (3)$$



Фиг. 3



Фиг. 4

Фиг. 3. Зависимость коэффициента прохождения T волны Гуляева — Блюстейна через щель от ширины щели b

Фиг. 4. Схема измерения коэффициента трансформации волны Гуляева — Блюстейна в антисимметричную щелевую моду: *1* — встречно-штыревой преобразователь; *2* — Al-пленка; *3* — $LiIO_3$

График этой функции при $T_{ac}=0{,}31$ и $\lambda\alpha=0{,}2$ приведен на фиг. 3. Отметим, что величина α близка к $1/\mathscr{L}_{\text{ф}}^{0}$.

Еще одним важным вопросом является вопрос об эффективности возбуждения волной Гуляева — Блюстейна щелевых сдвиговых волн [7, 8]. Ранее этот способ мы использовали при изучении самих щелевых волн [13] в системе двух одинаковых кристаллов $LiIO_3$, разделенных воздушным зазором толщиной h (фиг. 4). В такой системе структура щелевых волн и, следовательно, потери энергии поверхностных волн при трансформации на краях экранов, зависят от величины зазора между кристаллами. Эти потери, очевидно, минимальны при малых зазорах ($h/\lambda \to 0$), когда вдоль зазора может распространяться только одна из двух возможных щелевых мод — антисимметричная, глубина локализации которой и скорость распространения совпадают с соответствующими характеристиками волны Гуляева — Блюстейна на металлизированной поверхности. Коэффициент трансформации в этих условиях нетрудно определить, сравнивая потери в линии задержки с металлизированной поверхностью и потери в системе из двух кристаллов. При этом следует иметь ввиду, что энергетические потери при выходе из системы, т. е. при трансформации антисимметричной (A) щелевой моды в волну Гуляева — Блюстейна, равны 0,5, так как из полного потока энергии A-щелевой моды только половина достигает приемного встречно-штыревого преобразователя, а половина остается в верхнем кристалле (фиг. 4).

В исследуемой нами системе длина открытого пространства между экранами $L \sim 40$ мм, длина экранов $l \sim 4$ мм, центральная частота встречно-штыревого преобразователя $f_0 \simeq 23{,}5$ МГц. Для исключения возможности акустического контакта между кристаллами вдоль распространения по-

верхностной волны вне апертуры преобразователей напылялась пленка толщиной $h=0{,}4$ мкм. После измерения частотно-амплитудной характеристики системы из двух кристаллов верхний кристалл удалялся, область L между экранами встречно-штыревых преобразователей металлизировалась и измерялась амплитудно-частотная характеристика полученной линии задержки. В полосе частот $f=23-25$ МГц разность измеренных амплитудно-частотных характеристик составляла $6{,}1\pm0{,}5$ дБ. Это и определяет энергетический коэффициент трансформации волны Гуляева — Блюстейна в A-щелевую моду, при $h/\lambda\sim4\cdot10^{-3}$ равный $T^{э}_{экс}=0{,}5\pm0{,}02$. Такой результат хорошо согласуется со значением, полученным теоретически в работе [6] $T_{р}^{э}=0{,}5$ для предельно малых размеров щели $h/\lambda\to0$.

В заключение укажем, что измерения коэффициента отражения волны Гуляева — Блюстейна от прямоугольного торца дают величину, практически равную единице $T=0{,}98\pm0{,}02$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гуляев Ю. В.* Поверхностные электроакустические волны в твердых телах.— Письма в ЖЭТФ, 1969, т. 9, № 1, с. 63–65.
2. *Bleustein J. L.* A new surface wave in piezoelectrics.— Appl. Phys. Lett., 1968, v. 13, № 12, p. 412–413.
3. *Попов В. В.* Исследование возбуждения акустоэлектрических волн в пьезоэлектриках и их взаимодействия с электронами: Дис. на соиск. уч. степ. канд. физ.-мат. наук. Новосибирск: ИФП СО АН СССР, 1977.
4. *Гилинский И. А., Попов В. В.* Возбуждение акустоэлектрических волн в пьезоэлектриках внешними источниками.— ЖТФ, 1976, т. 46, № 11, с. 2233–2242.
5. *Пятаков П. А.* Структура волнового поля при возбуждении волны Гуляева — Блюстейна.— Акуст. ж., 1978, т. 24, № 3, с. 394–400.
6. *Плесский В. П.* Трансформация поверхностей акустической волны в щелевую моду в пьезоэлектрике.— Матер. X Всес. конф. по квантовой акустике и акустоэлектронике. Ташкент: Фан, 1978, с. 104.
7. *Балакирев М. К., Горчаков А. В.* Связанные поверхностные волны в пьезоэлектриках.— ФТТ, 1977, т. 19, в. 2, с. 613–614.
8. *Гуляев Ю. В., Плесский В. П.* Щелевые акустические волны в пьезоэлектрических материалах.— Акуст. ж., 1977, т. 23, № 6, с. 716–723.
9. *Van der Pauw L. J.* Difraction of Bleustein — Gulyaev wave by a conductive semi-infinite surface layer.— J. Acoust. Soc. Amer., 1973, v. 53, № 4, p. 1107–1115.
10. *Губанов В. А.* Дифракция акустических поверхностных волн на проводящей полуплоскости.— Акуст. ж., 1980, т. 26, № 3, с. 391–398.
11. *Балакирев М. К., Гилинский И. А.* Волны в пьезокристаллах. М.: Наука, 1982, с. 240.
12. *Williamece R. C.* Improved electroacoustic probe for measurement of elastic surface waves.— IEEE Trans. Son. and Ultrason, 1972, v. 19, № 4, p. 436–441.
13. *Балакирев М. К., Богданов С. В., Горчаков А. В., Чакушин А. Э.* Экспериментальное исследование щелевых волн в $LiIO_3$.— ФТТ, 1979, т. 21, в. 8, с. 2508–2510.

Институт физики полупроводников
СО Академии наук СССР

Поступила в редакцию
30.VIII.1982