

УДК 534.212

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОВ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН В ПЛАСТИНАХ

Т. М. Жаёкина

Показано, что при работе на фиксированных частотах поперечные нормальные волны в пластинах можно возбуждать как с поверхности пластины, так и с ее торца. В случае использования этих волн в дисперсионных линиях задержки возбуждение рациональнее производить с торца. Коэффициент преобразования электрической энергии в акустическую и обратно при возбуждении поперечных нормальных волн в пластинах в среднем на 10 дБ больше, чем для объемных поперечных волн.

Поперечные нормальные волны в пластинах, имеющие только одну компоненту смещения, перпендикулярную направлению распространения и параллельную поверхностям пластины, используются главным образом в различных ультразвуковых линиях задержки [1]; кроме того, они могут применяться в ультразвуковой дефектоскопии и для определения упругих постоянных различных материалов. При практическом использовании поперечных нормальных волн методы их возбуждения представляют первостепенный интерес.

Ниже анализируются методы возбуждения волн, заимствованные из практики работы с ультразвуковыми волнами Лэмба и Рэлея, а именно: а) возбуждение пьезопластинкой с поверхности пластины (фиг. 1, а); б) возбуждение с поверхности пластины излучателем, имеющим гребенчатый профиль с периодическим чередованием выступов и пазов (фиг. 1, б); в) возбуждение симметрично расположенной пьезопластинкой на торце пластины (фиг. 1, в). Отметим, что последний из перечисленных методов возбуждения рассматривался в работе [2], где были получены амплитудное распределение напряжений на торце пластины, соответствующее различным номерам возбужденных поперечных нормальных волн, и зависимость механической входной проводимости пластины от частоты для различных размеров излучателей.

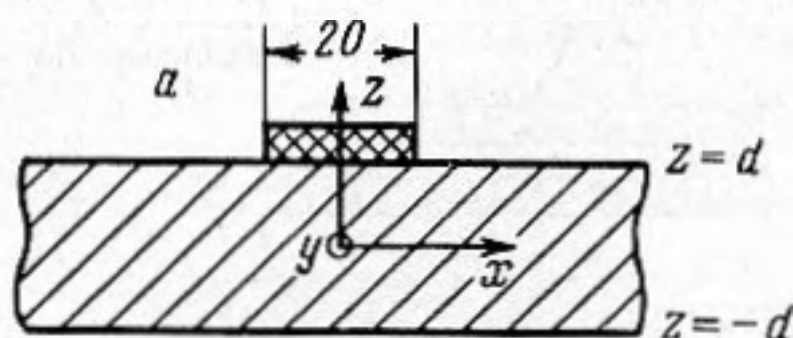
Для простоты мы будем считать пластину, в которой возбуждаются поперечные нормальные волны, бесконечной и плоской, а ее материал — однородным, изотропным и идеально упругим. Пусть поверхности пластины представляют собой плоскости $z = -d$ и $z = d$ (рис. 1, а, б) в случаях возбуждения (а, б) с поверхности пластины и соответственно $z = 0$ и $z = 2d$ в случае (в) возбуждения с торца. Пусть положительное направление оси x совпадает с направлением распространения поперечных нормальных волн. Тогда компонента смещения ξ будет направлена вдоль оси y , а две не равные нулю компоненты напряжения σ_{yz} и σ_{zy} могут быть соответственно выражены через смещение ξ по формулам:

$$\sigma_{yz} = \mu \frac{\partial \xi}{\partial z}, \quad \sigma_{zy} = \mu \frac{\partial \xi}{\partial x}, \quad (1)$$

где μ — параметр Ламэ. Предположим, что движение не зависит от y , т. е. ограничимся рассмотрением плоской задачи. Действие излучателя будем считать эквивалентным действию равномерно распределенных тангенциальных напряжений, приложенных к пластине в области расположения излучателя и изменяющихся во времени по гармоническому закону. Это

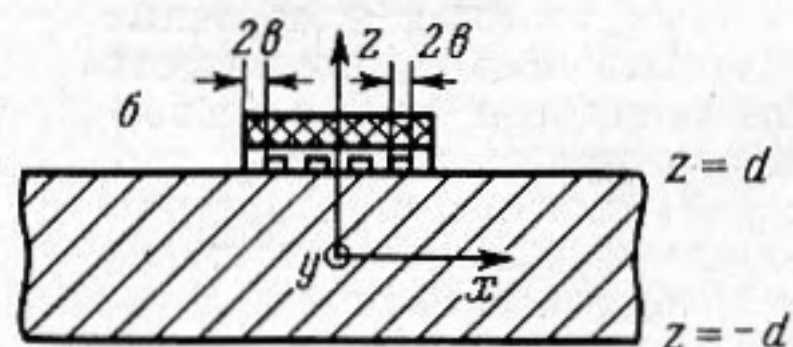
является хорошим приближением, когда волновое сопротивление излучающего материала меньше волнового сопротивления материала пластины.

При сделанных предположениях исследование возбуждения поперечных нормальных волн в пластине сводится к исследованию колебаний плоского твердого слоя при заданных граничных условиях. Эти условия для различных рассматриваемых нами случаев записываются следующим образом: а) случай возбуждения с поверхности пластины пьезопластинкой шириной $2a$ (фиг. 1, а).

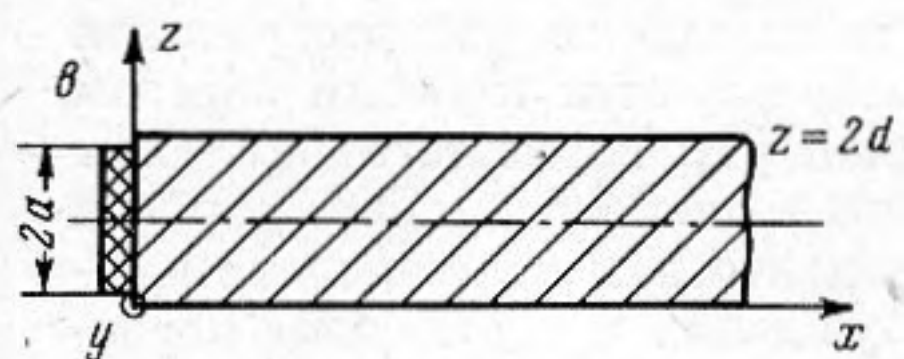


$$\sigma_{yz}|_{z=d} = \begin{cases} \sigma_0 e^{-i\omega t} & \text{при } |x| \leq a \\ 0 & \text{при } |x| > a, \end{cases} \quad (2)$$

$$\sigma_{yz}|_{z=-d} = 0 \quad \text{при } |x| < \infty,$$



б) случай возбуждения с поверхности пластины гребенчатым излучателем размеры выступов и пазов которого равны $2b$ (фиг. 1, б)



$$\sigma_{yz}|_{z=d} = \begin{cases} \sigma_0 \cdot e^{-i\omega t} & \text{при } (4m-1)b \leq \\ & \leq x \leq (4m+1)b \\ \text{для всех целых } |m| \leq M \\ 0 & \text{для всех других значений } x \text{ при } |x| < \infty \end{cases} \quad (3)$$

Фиг. 1

$$\sigma_{yz}|_{z=-d} = 0,$$

в) случай возбуждения пьезопластинкой с торца пластины ($x=0$) (фиг 1, в)

$$\sigma_{yx}|_{x=0} = \begin{cases} \sigma_0 \cdot e^{-i\omega t} & \text{при } d-a \leq z \leq d+a \\ 0 & \text{при } \begin{cases} 0 \leq z < d-a \\ d+a < z \leq 2d. \end{cases} \end{cases} \quad (4)$$

Так как на практике приемники поперечных нормальных волн реагируют на поверхностные смещения пластины, то ограничимся получением выражений для амплитуд $\xi_{\text{пов}}$ смещений справа от области возбуждения.

Методы расчета рассматриваемых случаев весьма схожи. Напряжения и смещения в случае возбуждения пластины с ее торца представляются в форме интеграла Фурье. Затем, используя соотношение (1) между напряжением и смещением и соответствующие граничные условия, нетрудно получить выражение для поверхностного смещения пластины вне области возбуждения. Более подробно такая же схема расчета изложена в работах [3, 4] для случаев возбуждения волн Рэлея и Лэмба соответственно. Здесь мы приведем лишь окончательные результаты.

а) При возбуждении с поверхности пластины пьезопластинкой шириной $2a$ получим

$$\frac{\xi_{\text{пов}}}{\lambda_t} = - \frac{\sigma_0 \sin(kx - \omega t)}{\mu\pi} \left\{ \frac{1}{4\pi} \frac{\lambda_t}{d} \sin 2\pi \frac{a}{\lambda_t} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \frac{f_{\text{кр. } n}}{f} \frac{\sin 2\pi \frac{a}{\lambda_t} \sqrt{1 - \left(\frac{f_{\text{кр. } n}}{f}\right)^2}}{1 - \left(\frac{f_{\text{кр. } n}}{f}\right)^2} \right\}. \quad (5)$$

где f — частота, $f_{кр. n}$ — критическая частота возбуждения поперечной нормальной волны номера n , λ_t — длина поперечной волны в сплошной среде из материала пластины.

б) При возбуждении с поверхности пластины гребенчатым излучателем в частном случае, когда выполняется соотношение:

$$b = \frac{2M + 1}{4} \lambda_n, \quad (6)$$

выражение для поверхностного смещения пластины принимает вид

$$\frac{\xi_{пов}}{\lambda_t} = - \frac{\sigma_0 \sin(kx - \omega t)}{\mu\pi} \cdot (2M + 1) \left\{ \frac{1}{4\pi} \frac{\lambda_t}{d} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \frac{f_{кр. n}}{f} \frac{1}{1 - \left(\frac{f_{кр. n}}{f}\right)^2} \right\}. \quad (7)$$

в) При возбуждении пьезопластинкой с торца пластины

$$\frac{\xi_{пов}}{\lambda_t} = - \frac{\sigma_0 \sin(kx - \omega t)}{\mu\pi} \left\{ \frac{1}{2\pi} \frac{a}{d} + \frac{a}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos \frac{n\pi}{2} \sin \left(\frac{n\pi a}{2d}\right)}{n \sqrt{1 - \left(\frac{f_{кр. n}}{f}\right)^2}} \right\}. \quad (8)$$

Все полученные выражения представляют собой сумму ряда членов, причем каждый член описывает поперечную нормальную волну, определенную номером n . Все четные номера n соответствуют симметричным нормальным волнам, все нечетные — антисимметричным. Во всех случаях амплитуда возбуждаемых волн пропорциональна амплитуде приложенного напряжения σ_0 и обратно пропорциональна модулю сдвига материала пластины μ . При возбуждении поперечных нормальных волн пьезопластинкой как с поверхности, так и с торца пластины, как правило, возбуждается вся совокупность нормальных волн, возможных при данной частоте.

Проанализируем каждое из полученных выражений. В первом случае возбуждения (фиг. 1, а, формула (5)) амплитуды всех поперечных нормальных волн изменяются в зависимости от ширины области возбуждения $2a$ по синусоидальному закону. При ширине $2a$, равной нечетному числу полувольт возбуждаемой нормальной волны, амплитуда максимальна, а при ширине $2a$, равной четному числу полувольт, амплитуда равна нулю.

При стремлении частоты f к критической частоте $f_{кр. n}$ величина $\frac{\xi_{пов \cdot n}}{\lambda_t} \rightarrow \infty$, а при $f \rightarrow \infty$ значение $\frac{\xi_{пов \cdot n}}{\lambda_t}$ осциллируя, стремится к нулю

$\left[\frac{\xi_{пов \cdot n}}{\lambda_t} \rightarrow 0 \left(\frac{f_{кр \cdot n}}{f} \right) \right]$. При возбуждении данным методом на некоторой заданной частоте нормальная волна с наибольшим номером n по амплитуде доминирует над волнами, имеющими более низкие критические частоты (длина излучателя во всех случаях предполагается оптимальной).

Для нулевой поперечной нормальной волны при условии $f \rightarrow 0$ значение $\xi_{пов \cdot 0} / \lambda_t$ перестает зависеть от частоты и стремится к пределу, пропорциональному отношению a/d :

$$\lim_{f \rightarrow 0} \frac{\xi_{пов \cdot 0}}{\lambda_t} = \frac{i\sigma_0}{2\pi\mu} \frac{a}{d}. \quad (9)$$

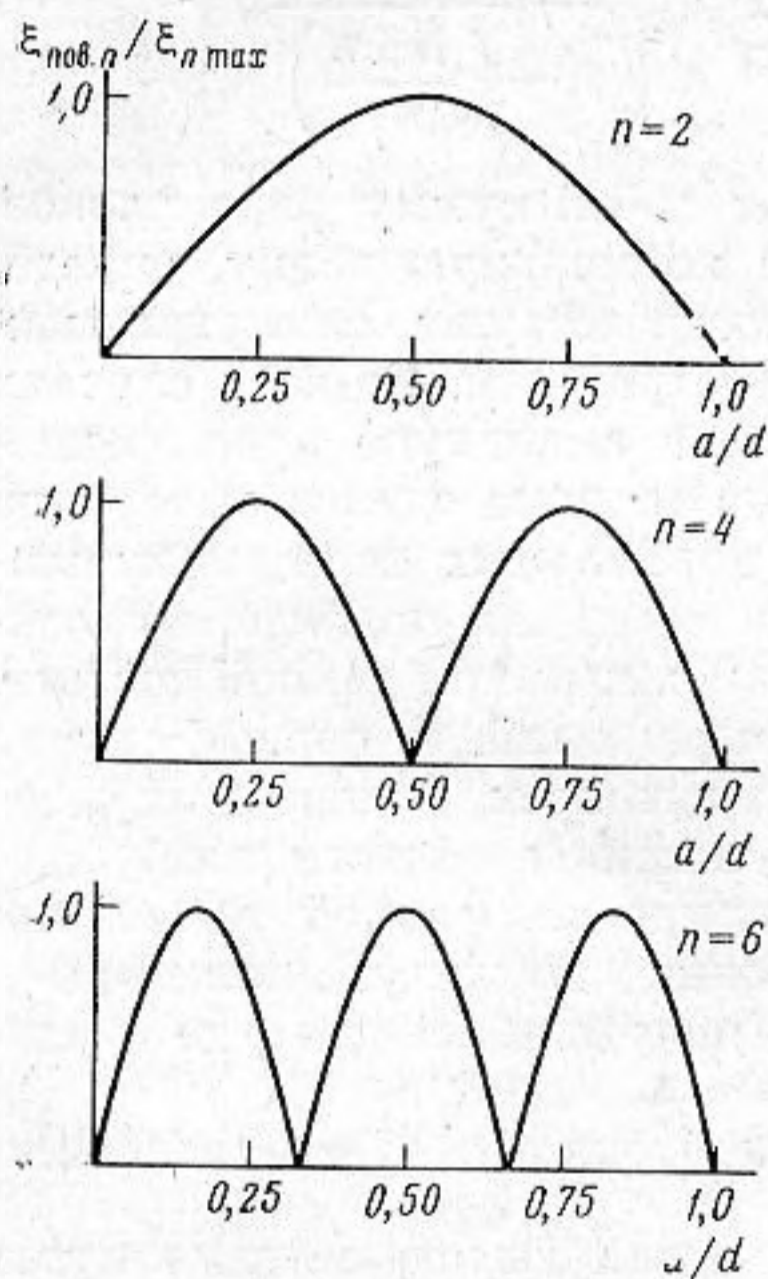
Сравнивая выражения (5) и (7), легко увидеть, что при возбуждении поперечных нормальных волн излучателем, имеющим гребенчатый про-

филь, можно получить амплитуду поверхностного смещения $\xi_{\text{пов. } n}$ в $(2M + 1)$ раз превосходящую максимальную амплитуду, получающуюся в случае возбуждения поперечных нормальных волн пьезопластинкой шириной $2a$. Этот метод очень чувствителен к частоте возбуждения и требует строгого выполнения условия (6).

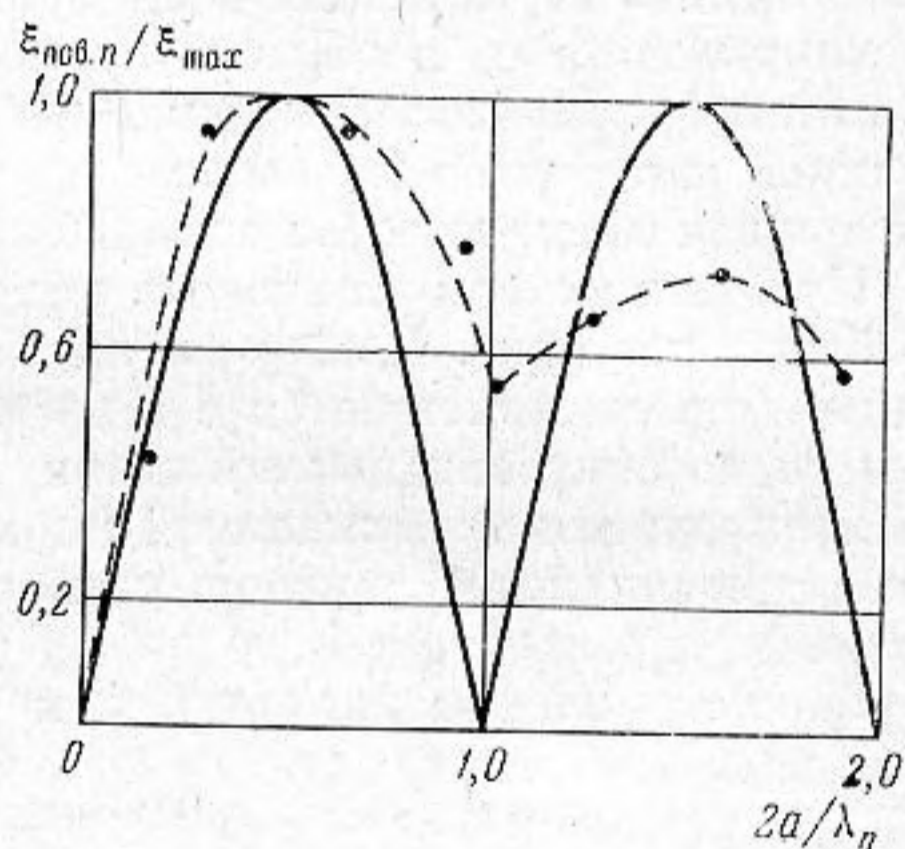
В случае возбуждения пьезопластинкой с торца пластины, описываемом формулой (8), амплитуда $\xi_{\text{пов. } n}$ меняется по синусоидальному закону в зависимости от ширины области возбуждения $2a$, причем в точках, где величина $a/d \cdot n$ кратна нечетному целому числу, наблюдается максимум, а в точках, где эта величина кратна четному числу, — минимум (см. фиг. 2). Амплитуда нулевой нормальной волны не зависит от частоты и пропорциональна величине a/d . Амплитуда поверхностных смещений не нулевых поперечных нормальных волн при частоте $f \rightarrow f_{\text{кр. } n}$ стремится к ∞ , а при $f \rightarrow \infty$ $\xi_{\text{пов. } n} / \lambda_l$ стремится к пределу, зависящему от величины $1/n$.

Экспериментальная проверка результатов теоретического расчета проводилась на импульсной установке, дающей прямоугольные импульсы длительностью 20—150 мксек с частотой заполнения 2—3 Мгц. В качестве электроакустических преобразователей использовались кварцевые пластинки Y-среза и пластинки титаната бария, поляризованные в перпендикулярном направлении по отношению к возбуждающему полю. Использова-

лись преобразователи с размерами в направлении распространения волн 0,9; 1,2 и 1,8 см, а в поперечном направлении — 1,5 см. Резонанс кварцевых пластинок имел место на частоте 2,96 титанатовых — 2,1 Мгц. Звуководом нормальных поперечных



Фиг. 2

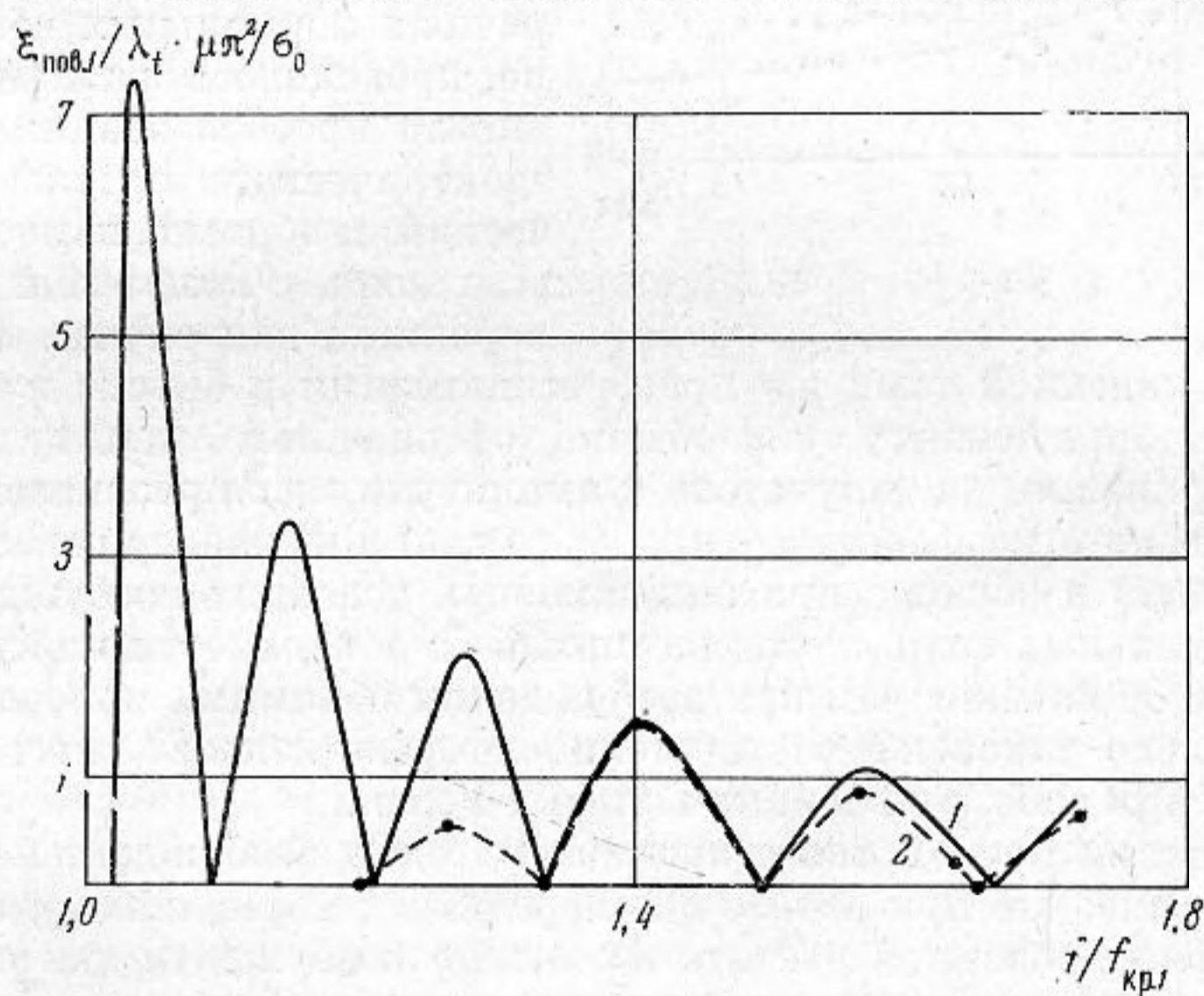


Фиг. 3

волн служили пластины из дюралюминия листового проката длиной 120 см, шириной 0,10, 0,15 и 0,20 см. Акустический контакт излучателей и приемников с пластиной осуществлялся с помощью тонкого слоя эпоксидной смолы или церезина определялась зависимость амплитуды поверхностных смещений поперечной нормальной волны, возбужденной методом пьезопластинки, наложенной на поверхность пластины, от ширины области возбуждения $2a$. При этом излучатель и приемник устанавливались на расстоянии 40 см друг от друга. Несущая частота выбиралась из оптимальных условий для наблюдения поперечной нормальной волны. Амплитуда электрического импульса, подаваемого на излучатель, поддерживалась постоянной. Размер области возбуждения $2a$ варьировался для одной и той же пьезопластинки с помощью изменения ширины полосы контактирую-

щего слоя эпоксидной смолы. Определялась зависимость амплитуды сигнала на приемнике, которая пропорциональна амплитуде тангенциального поверхностного смещения $\xi_{\text{пов. } n}$ пластины, от величины $2a$ области возбуждения. Чтобы исключить ошибки, вызываемые различием толщины контактного переходного слоя, за значение амплитуды в каждой точке принималось среднее арифметическое из результатов 10 измерений. То же число измерений использовалось для получения усредненных результатов во всех последующих экспериментах.

Результаты измерений, проведенных для третьей поперечной нормальной волны на пластине толщиной $2d = 2 \text{ мм}$ на частоте $2,56 \text{ Мгц}$, показаны точками и штриховой кривой на фиг. 3, где по оси абсцисс отложена ширина области возбуждения $2a$, отнесенная к длине поперечной нормальной волны λ_n , по оси ординат — амплитуда тангенциального смещения на поверхности пластины, отнесенная к своему максимальному значению $\xi_{\text{пов. } n} / \xi_{\text{max}}$. Для сравнения экспериментальных результатов с теоретическими на этом же графике сплошной линией показаны результаты расчета по формуле (5). Значения d , f и n для расчетной кривой соответствуют экспериментальным. Наблюдается качественное согласие экспериментальной и расчетной кривых: амплитуда $\xi_{\text{пов. } n}$ периодически изменяется с изменением размеров $2a$, причем при ширине $2a$, равной нечетному числу полуволн λ_n , наблюдается максимум, при ширине $2a$, равной четному числу полуволн — минимум. Однако на экспериментальной кривой второй максимум не достигает уровня первого, а в минимуме величина амплитуды не падает до нуля. Это, по-видимому, связано с тем, что действие зон



Фиг. 4

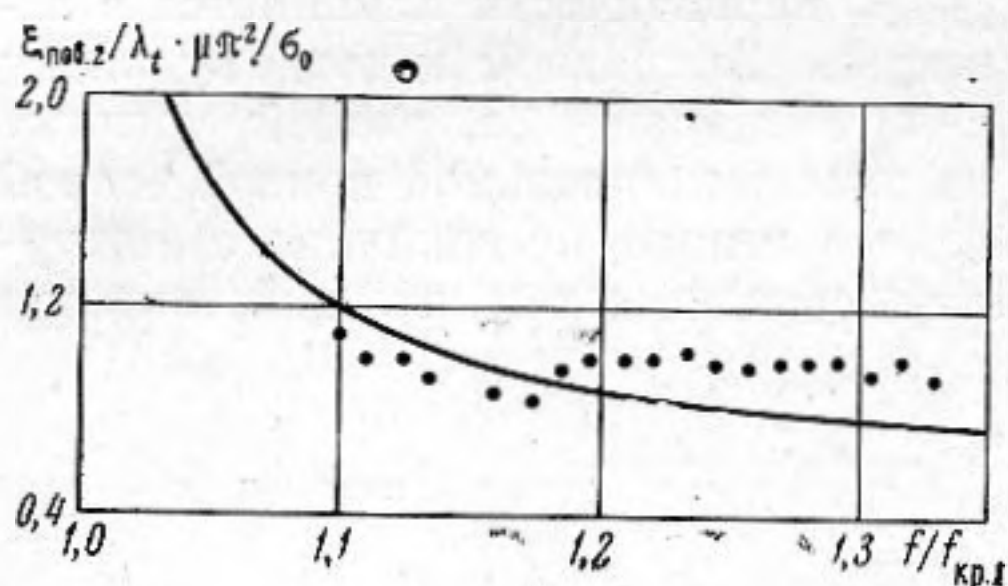
излучающей пьезопластинки, удаленных от ее переднего края, ослабляется переходным акустическим слоем.

При экспериментальном определении зависимости амплитуды поверхностных смещений $\xi_{\text{пов. } n}$ от отношения частот $f/f_{\text{кр. } n}$, снималась амплитуда сигнала на приемнике как функция от несущей частоты электрического импульса, подаваемого на излучатель. Для исключения резонансных свойств приемника и излучателя, а также частотной характеристики усилителя бралось отношение амплитуды сигнала на приемнике для поперечных нормальных волн к амплитуде сигнала для поперечных волн в сплошной среде при той же частоте. Кривая зависимости амплитуды поперечных волн в сплошной среде от частоты снималась при установке преобразующих пластинок на противоположных гранях бруска и постоянной амплитуде электрического поля на излучателе.

На фиг. 4 приведены расчетная 1 и экспериментальная 2 кривые, полученные для 1-й поперечной нормальной волны, возбужденной с поверхности пластины толщиной 0,1 см при размере излучателя $2a = 0,9$ см. Здесь по оси абсцисс отложена величина $f/f_{кр. 1}$, а по оси ординат $\frac{\xi_{пов.1}}{\lambda_t} \frac{\mu\pi^2}{\sigma_0}$.

Экспериментальная кривая нормирована так, чтобы ее значение в точке $f/f_{кр. 1} = 1,4$ равнялось соответствующему значению для расчетной кривой. Кривые имеют одинаковый качественный характер; отчетливо виден ряд максимумов и минимумов, периодичность которых достаточно хорошо совпадает. Количественные различия, по-видимому, связаны с некоторой идеализацией задачи, допущенной при теоретическом рассмотрении. На фиг. 5 приведена расчетная кривая зависимости $\frac{\xi_{пов.2}}{\lambda_t} \frac{\mu\pi^2}{\sigma_0}$ от $f/f_{кр. 2}$ для

второй поперечной нормальной волны, возбужденной с торца пластины. Точками нанесены результаты эксперимента, проведенного на пластине толщиной 0,2 см. Сравнивая фиг. 4 и 5, замечаем, что в последнем случае



Фиг. 5

отсутствует периодический характер зависимости амплитуды от частоты, кривые имеют монотонный характер.

Чтобы определить эффективность методов возбуждения поперечных нормальных волн в пластине, проводилось сравнение коэффициента преобразования K энергии электрического импульса в акустический, и обратно, измеренного для этих волн, с коэффициентом K , измеренным для случая поперечной

волны, возбужденной теми же преобразователями в бруске из материала пластины. K определяется, как обычно, отношением амплитуды электрического напряжения на излучателе к амплитуде э.д.с., развиваемой приемником. В среднем коэффициент преобразования K электрической энергии в акустическую и обратно при оптимальных условиях возбуждения поперечных нормальных волн пьезопластинкой (с поверхности пластины и с ее торца) на 10 дБ больше, чем при возбуждении объемных поперечных волн. Приблизительно такое же соотношение коэффициентов преобразования имеет место при работе с волнами Лэмба и Рэлея.

На основании проведенного анализа методом возбуждения можно сделать заключение, что при работе с поперечными нормальными волнами на некоторой фиксированной частоте их можно возбуждать как с поверхности, так и с торца пластины; при работе с дисперсионными линиями задержки поперечные нормальные волны следует возбуждать с торца пластины.

Автор выражает благодарность И. А. Викторову за обсуждение результатов и Л. С. Гриценко за участие в проведении эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. H. Meitzler, Ultrasonic delay lines using shear modes in strips. IRE Trans. Ultrason. Eng., 1960, UE-7, 2, 35—43.
2. Morio Onoe. Mechanical input admittance of ultrasonic delay lines operating in torsional or shear modes. J. Acoust. soc. America, 1963, 35, 7, 1003—1008.
3. И. А. Викторов. Исследование методов возбуждения рэлеевских волн. Акуст. ж., 1961, 7, 3, 295—306.
4. И. А. Викторов, О. М. Зубова, Т. М. Каскина. Исследование возбуждения волн Лэмба методом «клина». Акуст. ж., 1964, 10, 4, 412—418.