

3. Гуляев Ю. В., Плесский В. П. Щелевые акустические волны в пьезоэлектрических материалах // Акуст. журн. 1977. Т. 23. № 5. С. 716–720.
4. Балакирев М. К., Горчаков А. В. Связанные поверхностные волны в пьезоэлектриках // ФТТ. 1977. Т. 19. № 2. С. 613–615.
5. Григорьевский В. И., Плесский В. П. Затухание рэлеевской волны при распространении вдоль периодически неровной поверхности кубических и гексагональных кристаллов // Акуст. журн. 1980. Т. 26. № 5. С. 685–689.
6. Авдеев А. Н., Плесский В. П. Распространение волны Рэлея вдоль периодически неровной поверхности изотропного упругого тела // Акуст. журн. 1982. Т. 28. № 3. С. 289–293.
7. Балакирев М. К., Горчаков А. В. Просачивание упругой волны через зазор между пьезоэлектриками // ФТТ. 1977. Т. 19. № 2. С. 571–572.
8. Балакирев М. К., Богданов С. В., Горчаков А. В. Туннелирование ультразвуковой волны через щель между кристаллами иодата лития // ФТТ. 1978. Т. 20. № 2. С. 588–590.

Институт радиотехники и электроники  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
20.III.1986

УДК 530.1

## ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В АКУСТИКЕ. ТОЧНЫЕ РЕШЕНИЯ

Немцов Б. Е., Эйдман В. Я.

При исследовании переходного излучения звуковых волн особый интерес представляет анализ полей излучения, поскольку именно поле давления регистрируется акустическими датчиками. В этой связи в [1–3] рассматривалась задача о полях переходного излучения, возникающих при пересечении источником границы раздела двух газообразных сред. В этих работах показано, что поле переходного излучения в обеих средах представляет собой локализованный в пространстве сферический импульс, форма которого не меняется при изменении угла наблюдения. Однако этот результат представляется парадоксальным, поскольку импульс переходного излучения, возникающий в момент касания источником границы, испытывает в одной из сред полное внутреннее отражение, в результате чего его форма искажается [4]. Об ошибочности расчета полей переходного излучения в работах [1–3] для области углов, превышающих критический, свидетельствует тот факт, что в этой области углов поле давления, найденное в [1–3], представляет собой комплексную функцию координат и времени.

В настоящей работе точно решается задача о переходном излучении акустических волн и показано, что при углах, больших угла Снелля, поле переходного излучения искажается. Впереди сферического фронта возбуждается боковая волна, амплитуда которой вблизи сферы  $R=c_1t$  спадает по закону  $R^{-1}$ , поэтому боковая волна участвует в формировании поля переходного излучения наравне со сферической. Искажается также форма импульса сферической волны за ее фронтом. После прохождения фронта сферической волны тянется медленно спадающий (как  $R^{-1}(t-R/c_1)^{-1}$ ) хвост переходного излучения.

Рассматривается излучение, возникающее при пересечении границы раздела двух жидкостей, характеризуемых акустическими параметрами  $c_1, \rho_1, c_2, \rho_2$  (см. фигуру), источником массы вида  $q=Q/2\pi \delta(z-vt)\lambda(\lambda^2+\rho^2)^{-3/2}$  ( $Q$  – количество вещества, выбрасываемого источником в единицу времени  $\rho=(x^2+y^2)^{1/2}, \lambda \rightarrow 0$ ). Поля находятся из волновых уравнений для потенциала скоростей и граничных условий непрерывности давления и нормальной

компоненты скорости. Выражения для потенциалов скоростей в первой среде можно представить в виде контурных интегралов [4]:

$$\varphi(z < 0, \rho, t) = \frac{iQ}{4\pi^2 R \rho_1 M_1} \oint_{L_0} \frac{[V(\vartheta)(\vartheta^2 - M_1^{-2})^{-1} + W(\vartheta)] \vartheta d\vartheta}{\sqrt{(\vartheta - \psi_1)(\vartheta - \psi_2) + 2\lambda R^{-2}(|z| \vartheta - c_1 t) \sqrt{\vartheta^2 - 1}}}, \quad (1)$$

где  $V(\vartheta) = (mM_1^{-1} - \sqrt{\vartheta^2 - \alpha^2})(m\vartheta + \sqrt{\vartheta^2 - \alpha^2})^{-1}$ ,  $W = (M_1^{-1} + \sqrt{\vartheta^2 - \alpha^2})^{-1}(m\vartheta + \sqrt{\vartheta^2 - \alpha^2})^{-1}$ ,  $m = \rho_2/\rho_1$ ,  $n = c_1/c_2$ ,  $M_1 = v/c_1$ ,  $\alpha^2 = 1 - n^2$ ,  $\psi_{1,2} = (c_1 t |z| \pm \sqrt{R^2 - c_1^2 t^2})/R^2$ ,  $R = \sqrt{\rho^2 + z^2}$ . Контур интегрирования  $L_0$  и знаки корней определены в [4].

Рассмотрим поле в случае  $v < c_1 < c_2$ . Простой анализ (1) (см. [4]) показывает, что для момента  $t < |z|/c_1$  кроме полюса  $M_1^{-1}$ , соответствующего квазистатическому полю, внутри контура  $L_0$  особых точек нет. Волновые возмущения возникают, когда  $\psi_1 \rightarrow \alpha$ , т. е. на конической поверхности, определяемой уравнением  $c_1 t = \rho \sin \vartheta_m -$



$-z \cos \vartheta_m$  (линия I на фигуре,  $\vartheta_m$  — угол полного отражения). Заштрихованная область на фигуре соответствует области существования боковой волны. Давление в боковой волне вблизи ее переднего фронта ( $\psi_1 \rightarrow \alpha$ ) спадает по закону  $R^{-2}$ , а в области  $t \rightarrow R/c_1$ ,  $|t - R/c_1| \ll t$  давление в боковой волне изменяется по закону

$$p_{\text{бок}}(\chi > \vartheta_m) = \frac{Q \cos \chi}{2\pi^2 R M_1 (t - R/c_1)} \left[ \frac{\text{Im } V(\cos \chi)}{\cos^2 \chi - M_1^{-2}} + \text{Im } W(\cos \chi) \right]. \quad (2)$$

Из этой формулы видно, что в области углов, больших  $\vartheta_m$ , поле переходного излучения появляется перед сферическим фронтом, а его амплитуда сильно возрастает при приближении к сфере  $R = c_1 t$ . За сферическим фронтом поле определяется соотношением:

$$p(t \geq R/c_1, \chi > \vartheta_m) = \frac{Q \cos \chi \delta(t - R/c_1)}{2\pi R M_1} \left[ \frac{\text{Re } V(\cos \chi)}{\cos^2 \chi - M_1^{-2}} + \text{Re } W(\cos \chi) \right] + p_{\text{бок}} \quad (3)$$

и состоит из сосредоточенного и распределенного импульсов переходного излучения. В области углов  $\chi < \vartheta_m$  импульс переходного излучения остается сосредоточенным.

Аналогично исследуется поле в нижней среде. При условии  $c_1 < c_2$  в нижней среде импульс переходного излучения имеет  $\delta$ -образную форму, что связано с отсутствием полного отражения во второй среде.

Измеряя длительность переходного излучения в зависимости от угла наблюдения, можно определить скорость звука в нижней среде.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Докучаев В. П. К теории излучения звуковых волн при движении малых тел в газообразных средах // ЖЭТФ. 1962. Т. 43. Вып. 2 (8). С. 595–604.
2. Коломенский Ал. А. Переходное излучение звука оптико-акустическим источником: Препринт № 123. М.: ФИАН СССР, 1979.
3. Павлов В. И., Сухоруков А. И. Переходное излучение акустических волн // УФН. 1985. Т. 147. Вып. 1. С. 83–115.
4. Курин В. В., Немцов В. Е., Эйдман В. Я. Предвестник и боковые волны при отражении импульсов от границы раздела двух сред // УФН, 1985. Т. 147. Вып. 1. С. 157–180.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт

Поступило в редакцию  
20.III.1986

УДК 534.756:612.858.1

### О ЗАВИСИМОСТИ ИЗБИРАТЕЛЬНЫХ СВОЙСТВ БАЗИЛЯРНОЙ МЕМБРАНЫ ОТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАССЫ И ЖЕСТКОСТИ ПО ЕЕ ПОПЕРЕЧНОМУ СЕЧЕНИЮ

Новоселова С. М.

Избирательные свойства линейной гидромеханической модели улитки внутреннего уха могут быть значительно улучшены только за счет перераспределения в поперечном сечении параметров базилярной мембраны без привлечения механизма добавки акустической энергии за счет центральной нервной системы.

Известно, что гистологи различают две части поперечного сечения базилярной мембраны: 1 — «зона аркуата» несущая на себе арку кортиева органа, составленная из одного тонкого слоя радиально направленных коллагеновых волокон, и 2 — непрерывно переходящая в нее «зона пектината» в два параллельных слоя волокон, полая внутри и свободная от нагрузки снаружи. При этом арка кортиева органа представляется рыхлой структурой, группы ее клеток разделены многочисленными каналами и межклеточными щелями, в которых циркулирует эндолимфа.

Естественно сделать допущение, что в зоне аркуата масса велика, а поперечная компонента жесткости мала по сравнению с зоной пектината. Чтобы выяснить, как влияет это обстоятельство на акустический анализ в улитке, построена математическая модель с неравномерно распределенными по сечению жесткостью и массой.