

ПО ПОВОДУ СТАТЬИ В. Г. ПРОХОРОВА  
«К ВОПРОСУ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ  
В ВИДИМОЕ»

М. И. Елинсон, Н. Л. Яснопольский

В статье В. Г. Прохорова «К вопросу преобразования ультразвукового изображения в видимое», опубликованной в вып. 3, т. 3 Акустического журнала за 1957 г., наряду с экспериментальными исследованиями электронно-акустического преобразователя рассматривается также механизм его работы.

В связи с появлением этой статьи считаем необходимым указать, что вопрос о механизме преобразования ультразвукового изображения в видимое, равно как и вопрос о пороговой чувствительности электронно-акустической трубки, был в свое время подробно рассмотрен Д. В. Зерновым в его работе «О механизме образования видеосигналов в электронно-акустических преобразователях изображений». Эта работа была опубликована в сборнике № 2 Трудов Института автоматки и телемеханики АН СССР за 1952 г., т. е. пятью годами раньше публикации работы В. Г. Прохорова. К сожалению, в статье В. Г. Прохорова отсутствуют какие-либо ссылки на упомянутую работу Д. В. Зернова.

Институт радиотехники  
и электроники АН СССР  
Москва

Поступило в редакцию  
10 ноября 1957 г.

ВЛИЯНИЕ КОНЕЧНОСТИ АМПЛИТУДЫ ИЗЛУЧАТЕЛЯ ЗВУКА НА ФОРМУ  
ВОЛНЫ

А. А. Сенкевич

За последнее время появился ряд работ [1—4], посвященных изучению распространения звуковых волн конечной амплитуды при помощи разложения гидродинамических уравнений в ряды по некоторому параметру  $\sim u_{01}/c$ , где  $u_{01}$  — амплитудное значение скорости в первой гармонике,  $c$  — скорость звука. Различные приближения учитывают влияние нелинейности уравнений гидродинамики на распространяющуюся гармоническую волну.

В данной заметке проводится в том же приближении учет конечности амплитуды излучателя звука.

Пусть  $f(t)$  — скорость перемещения поршневого излучателя площадью  $1 \text{ см}^2$ . Будем считать, что любое малое возмущение в среде распространяется со скоростью звука  $c$ , т. е. пренебрегаем дисперсией.

За время  $dt$  поверхность излучателя переместится на расстояние  $dz = f(t)dt$ , а возмущение — на расстояние  $dz_0 = cdt$ . Поскольку поверхность излучателя перемещается непрерывно в течение времени  $dt$ , можно считать, что объем возмущенной среды за время  $dt$  будет равен  $dv = [c - f(t)]dt$  и плотность в нем изменится. Из сохранения массы имеем

$$c - f(t) \cdot [\rho_0 + \rho(t)] = c\rho_0, \quad \rho(t) = \frac{f(t) \cdot \rho_0}{c - f(t)}.$$

Здесь  $\rho(t)$  — избыточная плотность вблизи поверхности излучателя. Теперь, если излучатель колеблется гармонически, т. е.  $f(t) = u_{01} \cdot \sin \omega t$ , то

$$\rho(t) = \frac{u_{01} \sin \omega t}{c - u_{01} \sin \omega t} \rho_0 \cong \rho_0 \frac{u_{01}}{c} \sin \omega t \left[ 1 + \frac{u_{01}}{c} \sin \omega t + \left( \frac{u_{01}}{c} \right)^2 \sin^2 \omega t + \dots \right].$$

Таким образом, изменение плотности вблизи излучателя будет содержать также и более высокие гармоники, причем амплитуда сжатия превосходит амплитуду расширения.

По нашему предположению, такое изменение плотности должно распространяться в среде со скоростью  $c$  и в точке  $x$  будет

$$\rho(x, t) = \rho \left( t - \frac{x - x(t)}{c} \right),$$

где  $x$  — расстояние от начала координат, а  $x(t)$  — смещение излучателя, равное  $-\frac{u_{01}}{\omega} \cos \omega t$ ;

$$\begin{aligned} \rho(x, t) &= \rho_0 \frac{u_{01}}{c} \cdot \frac{\sin \omega \left( t - \frac{x - x(t)}{c} \right)}{1 - \frac{u_{01}}{c} \sin \omega \left( t - \frac{x - x(t)}{c} \right)} = \\ &= \rho_0 \cdot \frac{u_{01}}{c} \frac{\sin \omega \left( t - \frac{x + \frac{u_{01}}{\omega} \cos \omega t}{c} \right)}{1 - \frac{u_{01}}{c} \sin \omega \left( t - \frac{x + \frac{u_{01}}{\omega} \cos \omega t}{c} \right)}. \end{aligned}$$

С точностью до членов порядка  $\left(\frac{u_{01}}{c}\right)^3$  это будет

$$\begin{aligned} \rho(x, t) &= \rho_0 \frac{u_{01}}{c} \sin \omega \left( t - \frac{x}{c} \right) + \rho_0 \left( \frac{u_{01}}{c} \right)^2 \cos \omega t \cdot \cos \omega \left( t - \frac{x}{c} \right) + \\ &+ \rho_0 \left( \frac{u_{01}}{c} \right)^2 \cdot \sin^2 \omega \left( t - \frac{x}{c} \right). \end{aligned}$$

Следовательно, при рассмотрении волн конечной амплитуды, кроме дисперсии и искажений, обусловленных нелинейностью гидродинамических уравнений и уравнения состояния, необходимо также учитывать влияние конечности амплитуды излучателя, который при гармоническом движении излучает и более высокие гармоники.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. S. E s k a r t. Vortices and streams caused by sound waves, Phys. Rev., 1948, 73, 1, 68—76.
2. Н. Н. А н д р е е в. О некоторых величинах второго порядка в акустике. Акуст. журн., 1955, 1, 1, 3—11.
3. Г. Д. М и х а й л о в. Искажение и взаимодействие акустических волн конечной амплитуды в вязкой среде. ДАН СССР, 1956, 109, 1, 68.
4. Г. Д. М и х а й л о в. Явление амплитудной модуляции в акустических комбинационных волнах. Акуст. журн., 1957, 3, 4, 376—378.

Московский областной  
педагогический институт  
им. Н. К. Крупской

Поступило в редакцию  
11 сентября 1957 г.