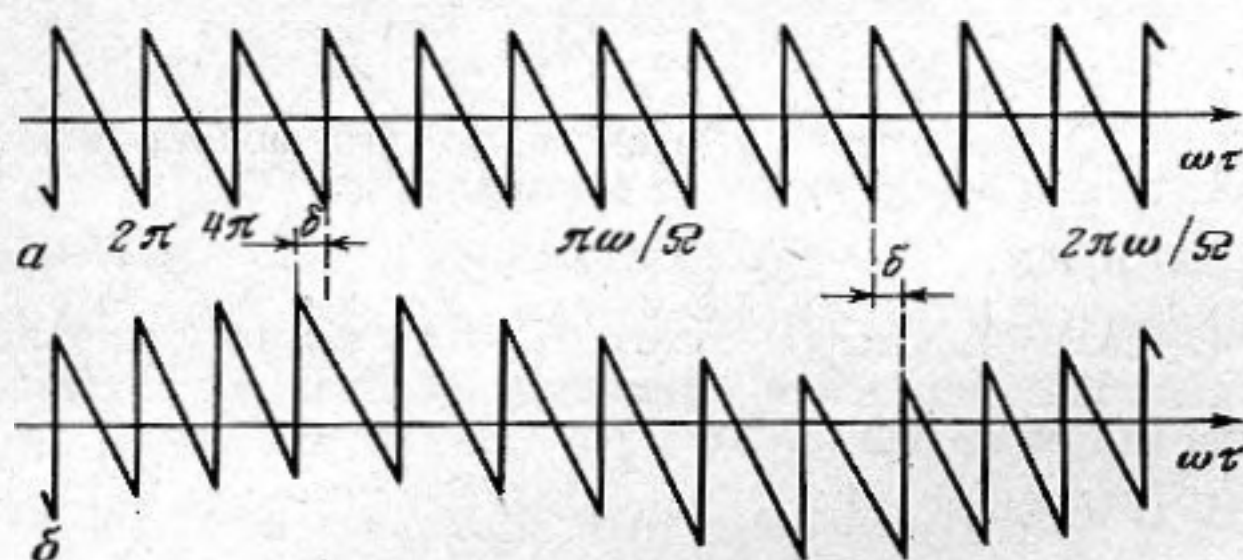


## О ВОЗМОЖНОСТИ УСИЛЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ПРИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ПРИЕМЕ

Донской Д. М., Сутин А. М.

Параметрический прием акустических волн основан на эффекте нелинейного преобразования частоты. При распространении в среде волна накачки высокой частоты  $\omega$  взаимодействует с волной сигнала на низкой частоте  $\Omega$ ; в результате образуются сигналы  $\omega \pm \Omega$ . Прием производится на одной из этих частот. Преимущества параметрического приема состоят в узости диаграммы направленности и широкополосности [1]. Однако параметрические приемники, использующие плоские пучки накачки, не могут обеспечить усиление принимаемого сигнала.

Обычная теория параметрических приемников с плоскими пучками (см., например, [1, 2]) применима лишь при таких интенсивностях накачки, при которых не образуются разрывы. Используя выражение для коэффициента усиления по дав-



Фиг. 1. *a* — профиль волны накачки после образования разрывов в отсутствие сигнала, *б* — профиль волны накачки после образования разрывов в присутствии сигнала

лению для такого приемника  $\beta_{\pm} = P_{\pm}/P_{\Omega}$ , где  $P_{\Omega}$  — амплитуда давления низкочастотного сигнала,  $P_{\pm}$  — амплитуда давления на одной из частот  $\omega \pm \Omega$ , нетрудно показать, что при амплитуде накачки, недостаточной для образования разрывов,  $\beta_{\pm} < 0,5$ . При обычном для параметрического приема условии  $\Omega \ll \omega$ ,  $\beta_{+} = \beta_{-} = \beta$ .

Приближенное выражение для коэффициента усиления в случае образования разрывов в волне накачки получено в работе [3]. Из него следует, что  $\beta$  может быть несколько больше единицы. Более точное соотношение, описывающее взаимодействие слабого сигнала и мощной плоской волны накачки после образования разрывов (фиг. 1, *a*), может быть получено следующим образом. За счет присутствия сигнала разрывы становятся несимметричными и их скорость отлична от скорости звука  $c_0$  [4]. В результате в системе координат, бегущей вместе с волной со скоростью  $c_0$ , разрыв смещается относительно невозмущенного состояния (отсутствие сигнала) (фиг. 1, *б*). Нормированная величина смещения определяется соотношением  $\delta = \delta_0 \sin \Omega \tau$ , где  $\delta_0 = 2\epsilon \omega x P_0 P_{\Omega} / \rho_0 c_0^3$ ,  $\tau = t - x/c_0$  — бегущая вместе с волной координата,  $x$  — расстояние от излучателя до точки наблюдения,  $\rho_0$  — невозмущенная плотность,  $\epsilon = (\gamma + 1)/2$  — параметр нелинейности,  $P_0$  — амплитуда давления волны накачки у излучателя. В такой волне появляются спектральные составляющие на частотах  $n\omega \pm \Omega$ ,  $n = 1, 2, 3, \dots$ . Нетрудно показать (см. также [5]), что амплитуда волны на частоте  $\omega \pm \Omega$  равна амплитуде волны сигнала, т. е. в плоском акустическом пучке максимальный коэффициент усиления равен единице.

При параметрическом приеме в сходящемся пучке коэффициент усиления может быть существенно больше единицы. Рассмотрим сходящийся пучок накачки, созданный сферическим излучателем с фокусным расстоянием  $F$  и углом раскрытия  $\alpha \ll 1$ . Считаем, что такая фокусирующая система имеет большой коэффициент усиления по давлению, т. е.

$$(1) \quad K_p = \pi \alpha^2 F / \lambda \gg 1,$$

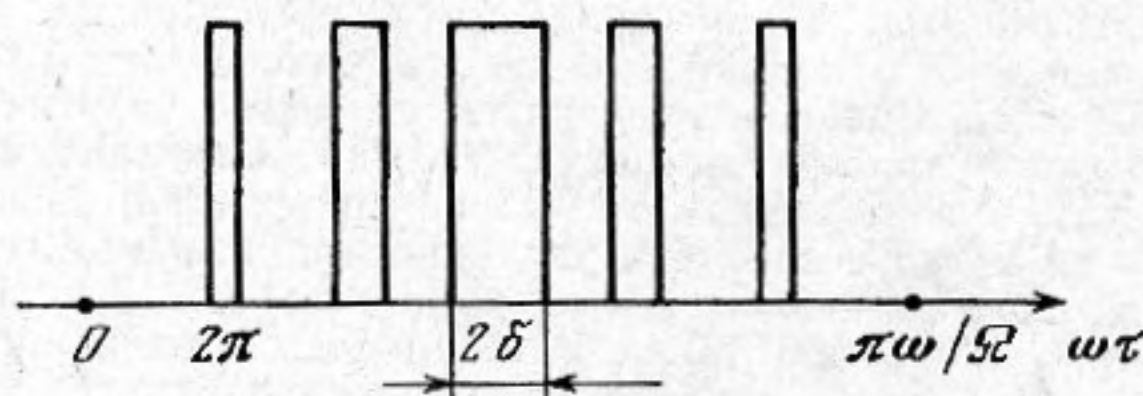
где  $\lambda = c_0 2\pi / \omega$  — длина волны накачки. Считаем также, что при взаимодействии с плоской волной сигнала кривизной фронта накачки можно пренебречь, т. е.  $\alpha^2 F \ll \Lambda$ , где  $\Lambda = c_0 2\pi / \Omega$  — длина волны сигнала.

Рассмотрим сначала режим, когда в сходящемся пучке разрывы не образуются, т. е. [6]

$$(2) \quad \sigma_0 \ln(K_p / 2\pi) < 1,$$



где  $\sigma_0 = \epsilon \omega P_0 F / \rho_0 c_0^3$ . Разобьем процесс взаимодействия на два этапа. Первому этапу отвечает сферически сходящийся пучок накачки, а на втором этапе вблизи фокальной области проявляется дифракция. Границей этапов будем считать сферу радиуса  $R_0$ , причем  $F \gg R_0 > r_f$ , где  $r_f = \lambda / 2\alpha^2$  — характерный размер фокальной области. Взаимодействие сходящегося пучка накачки с падающей на него под углом  $\theta$  волной сигнала идет в основном на первом этапе ввиду его большой протяженности. При взаимодействии происходит фазовая модуляция волны накачки,



Фиг. 2. Профиль сигнала при оптимальной обработке

причем индекс фазовой модуляции не зависит от того, является ли пучок накачки плоским или сферическим и определяется соотношением [2]

$$\Delta\varphi = \sigma_0 D(\theta) P_0 / P_0,$$

где  $D(\theta) = \sin[\pi F(1 - \cos \theta) / \Lambda] / [\pi F(1 - \cos \theta) / \Lambda]$  — диаграмма направленности параметрического приемника. Определяя амплитуду сигнала на частоте  $\omega + \Omega$ , получим коэффициент усиления на первом этапе

$$(3) \quad \beta_1 = \sigma_0 D(\theta) F / 2R_0.$$

На второй стадии, поскольку  $R_0 \ll F$ , пренебрежем нелинейным взаимодействием накачки и сигнала и рассмотрим линейную дифракцию волны с частотой  $\omega + \Omega$  и амплитудой, определяемой выражением (3). Тогда в точке фокуса поле возрастет в  $K_p R_0 / F$  раз и коэффициент усиления системы будет определяться выражением

$$(4) \quad \beta = \sigma_0 D(\theta) K_p / 2.$$

Полученное выражение справедливо до тех пор, пока в сходящемся пучке разрывы не образуются (выполнено условие (2)). В случае, когда в сходящемся пучке образуются разрывы, при

$$(5) \quad \sigma_0 \ln(F/R_0) \gg 1$$

форма волны имеет вид, показанный на фиг. 1, б. Фурье-компонента сигнала на частоте  $\omega + \Omega$  в конце первого этапа взаимодействия определяется выражением  $P_+ = P_0 F / R_0$ . При этом если вести прием в точке фокуса и пренебречь нелинейными эффектами в фокальной области, то коэффициент усиления параметрического приемника равен коэффициенту усиления фокусирующей системы  $K_p$ .

Отметим, что можно увеличить коэффициент усиления параметрического приемника, если ввести оптимальную обработку сигнала, т. е. принимать сигнал сразу на многих частотах  $n\omega \pm \Omega$ . Если приемник вне фокальной области и форма волны соответствует фиг. 1, б, то аналогично [5] можно рекомендовать вычитание двух сигналов, изображенных на фиг. 1, б, сдвинутых друг относительно друга на  $\pi\omega/\Omega$ . После вычитания сигнал имеет вид, изображенный на фиг. 2. Длительность импульсов равна  $2\delta$ , где для сходящегося пучка накачки  $\delta_0 = \epsilon \omega P_0 F \ln(F/R_0) / \rho_0 c_0^3$ . Средний квадрат давления в таком сигнале определяется выражением

$$(6) \quad \langle p_c^2 \rangle = \frac{8\rho_0 c_0^3 F P_0}{\epsilon \Omega R_0^3 \ln(F/R_0)}$$

и может существенно превышать средний квадрат давления сигнальной волны ( $\langle p_a^2 \rangle$ ).

Таким образом, параметрический прием в сходящемся пучке накачки дает значительное усиление исходного сигнала как в ненасыщенном режиме, так и в режиме насыщения.

В качестве примера рассмотрим прием в сходящемся пучке, созданным сферическим излучателем с фокусным расстоянием 10 м, углом раскрытия  $\alpha = 6^\circ$  и частотой  $\omega/2\pi = 500$  кГц. Коэффициент усиления при этом  $K_p = 100$ . В этом концентраторе разрывы образуются при интенсивности волны у излучателя равной  $0,25$  Вт/см<sup>2</sup>. При интенсивности волны у излучателя  $0,2$  Вт/см<sup>2</sup> коэффициент усиления параметрического приемника определяется формулой (4) и при  $\theta = 0$  равен 36. Такой приемник на частоте 1 кГц имеет ширину диаграммы направленности около  $20^\circ$ .



## ЛИТЕРАТУРА

1. Мюир Т. Дж. Нелинейная акустика и ее роль в геофизике морских осадков. В кн.: Акустика морских осадков. М.: Мир, 1977, с. 227–273.
2. Зверев В. А., Калачев А. И. Модуляция звука звуком при пересечении акустических волн.— Акуст. ж., 1970, т. 16, № 2, с. 245–251.
3. Fenlon F. H., Kesner J. W. Saturated parametric receiving arrays. Seventh International symposium on nonlinear acoustic. Blacksburg, USA, 1976, p. 125–128.
4. Заславский Ю. М., Сутин А. М. Автодетектирование акустических волн конечной амплитуды с большими числами Рейнольдса.— Акуст. ж., 1977, т. 23, № 1, с. 145–148.
5. Гурбатов С. Н. Параметрическое взаимодействие и усиление случайных волн в недиспергирующей среде.— Акуст. ж., 1980, т. 26, № 4, с. 551–559.
6. Сутин А. М. Влияние нелинейных эффектов на свойства акустических фокусирующих систем.— Акуст. ж., 1978, т. 24, № 4, с. 593–601.

Институт прикладной физики  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
29.X.1979

УДК 534.86

### ИМПУЛЬСНЫЕ И ПЕРЕХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СЛОИСТОГО ПЬЕЗОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ, НАГРУЖЕННОГО НА ВОДУ

Касаткин Б. А.

В работах [1, 2] был развит метод построения импульсной и переходной характеристик колеблющегося по толщине пьезопреобразователя, основанный на разложении искомым функций в ряды по собственным функциям, соответствующего несамосопряженного оператора. В работе [3] был выполнен расчет спектра собственных частот пьезопреобразователя, нагруженного на воду через переходный слой, и проведен анализ его поведения при вариации параметров переходного слоя и электрической нагрузки. При сравнительном анализе были отмечены режимы кратных резонансов, характеризующиеся сильным затуханием на основных частотах спектра. Эти режимы следует считать достаточно интересными для задач формирования импульсов (рассмотрения переходных процессов) минимальной длительности. Подобные задачи оказались важными не только в ультразвуковой технике и дефектоскопии, но и в прикладной гидроакустике [4] при проектировании гидролокаторов с высокой разрешающей способностью, предназначенные для решения задачи классификации подводных объектов в активном режиме.

Анализу переходных процессов в пьезопреобразователях посвящено к настоящему времени достаточно большое число работ. Наиболее подробно рассмотрены импульсные и переходные характеристики в работе [5], однако использованный в этой работе метод является приближенным. Численные результаты, приведенные в [5], относятся к демпфированным пьезопреобразователям, применяемым в ультразвуковой дефектоскопии. Вместе с тем на рабочих частотах, применяемых в гидроакустике, демпфирование пьезопреобразователей практически невозможно, и сами методы уменьшения длительности переходных процессов должны быть иными.

Предлагаемый в данной работе метод анализа импульсных и переходных характеристик является точным, а численные результаты представляют интерес как для целей ультразвуковой техники, так и для прикладной гидроакустики.

Приведем теперь кратко сведения, необходимые для анализа импульсных  $g(t)$  и переходных  $h(t)$  характеристик пьезопреобразователя, нагруженного на воду через переходный слой, изложенные ранее в работах [1–3]. Будем считать известными толщину активного пьезоэлемента  $2l$  (толщину пластины, либо длину стержня), толщину переходного слоя  $l_2$ , волновые сопротивления пьезоэлемента  $z = \sqrt{\rho C_{33}^E}$ ,  $z_1 = \sqrt{\rho C_{33}^D}$  ( $\rho$  — плотность,  $C_{33}^E$ ,  $C_{33}^D$  — модули упругости при постоянном поле и индукции соответственно), слоя  $z_2$ , демпфера  $z^-$  и рабочей среды  $z^+$ , индуктивность  $L_3$  и сопротивление  $R_3$ , подключенные параллельно электродам активного элемента, скорость звука в пьезоэлементе  $c = \sqrt{C_{33}^E/\rho}$ ,  $c_1 = \sqrt{C_{33}^D/\rho}$  и в переходном слое  $c_2$ . Указанная совокупность величин определяет безразмерные параметры электрической нагрузки

$$m_3 = \frac{\omega_3}{\omega_{\Pi}} \quad \text{и} \quad Q = R_3 \omega_3 C_{\Pi} \quad (\text{где } \omega_3^2 = 1/L_3 C_{\Pi}, \quad C_{\Pi} = \frac{\epsilon_{33} S}{2l}, \quad \omega_{\Pi} = \frac{\pi c_1}{2l}, \quad \epsilon_{33}, S - \text{диэлектриче-}$$

ская проницаемость и площадь поверхности пьезоэлемента), безразмерные параметры переходного слоя  $b_2 = l_2 c_1 / c_2 2l$ ,  $\alpha_{21} = z_2 / z_1$ , параметры акустической нагрузки и демпфера  $\alpha^+ = z^+ / z_1$ ,  $\alpha^- = z^- / z_1$ .