Литература

I. Абрамов Г.В., Махов А.И. Акустические прожекторные системы. Издательство Саратовского государственного университета, 1972.

2. Махов А.И. Датчики ультразвуковых фазометров. Исследования по акустике, электрофизике и радиоэлектронике. КуАИ, вып.3, 1975.

3. Белавин О.В. Основы радиопеленгации. М., "Советское Радио", 1967.

4. Боровиков В.А., Кинбер Б.Е. Четыре лекции по геометрической теории дифракции. Издательство Ленинградского государственного университета, 1972.

5. Кинбер Б.Е., Арсаев И.А. Взаимное влияние антенн в зоне Френеля. "Радиотехника и электроника", т.16, 1971, № 1, с. 2073-2081.

УДК 534.26

Л.А.Калакутская

ИССЛЕДОВАНИЕ ОТРАЖЕННОГО АКУСТИЧЕСКОГО ЛЧМ СИГНАЛА С УЧЕТОМ УПРУГИХ СВОЙСТВ ОБЪЕКТА

В работе [I] показано, что для сигнала сложной формы можно построить фильтр, мало отличающийся от оптимального. В практике очень важно учитывать, насколько существенное влияние на эффективную работу оптимального фильтра оказывают изменения параметров принимаемых этим фильтром сигналов.

Рассмотрим этот вопрос применительно к отражению акустического ЛЧМ сигнала от тонкой упругой пластинки, находящейся в жидкости, с последующей обработкой отраженного сигнала в оптимальном фильтре.

В этом случае в роли функции искажения спектра ЛЧМ сигнала выступает коэффициент отражения звука тонкой упругой пластинкой $\bar{A}(w) = A(w)e^{j\varphi(w)}$. Величины $A(w)$ и $\varphi(w)$ можно представить как функции искажения соответственно амплитудного и фазового спектра сигнала.

Спектр отраженного от тонкой упругой пластинки ЛЧМ сигнала можно записать:

$$S_1'(w) = \bar{A}(w)\bar{S}_1(w), \qquad (1)$$

где $\bar{S}_1(w)$ - спектр неискаженного ЛЧМ сигнала.

Сигнал на выходе оптимального фильтра будет иметь спектр [I]:

$$\bar{S}_2(w) = C\bar{S}_1'(w)\bar{S}_1^*(w)e^{-jwt_0} = C\bar{A}(w)S_1^2(w)e^{jwt_0}; \qquad (2)$$

где C и t_0 -постоянные; t_0 - момент времени, в который наблюдается максимум мгновенного (т.е. пикового) значения сигнала.

Мгновенное значение сигнала

$$U_2(t) = \frac{C}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\bar{A}(w)S_1^2(w)e^{jw(t-t_0)}dw. \qquad (3)$$

Амплитудный спектр ЛЧМ сигнала имеет вид [I]:

$$S_1(w) = U_1\sqrt{\frac{T}{8\Delta f}}\left\{\left[C(x_1)+C(x_2)\right]^2+\left[S(x_1)+S(x_2)\right]^2\right\}^{1/2}, \qquad (4)$$

где
$$x_1 = \sqrt{\frac{D}{2}}\left(1-2\frac{w_0-w}{\Delta w}\right); \quad x_2 = \sqrt{\frac{D}{2}}\left(1+2\frac{w_0-w}{\Delta w}\right);$$

$D = \Delta f T$ - коэффициент сжатия длительности импульса;

Δw - девиация частоты; w_0 - средняя частота;

U_1 - амплитуда сигнала.

Анализ соотношения (4) показывает, что при увеличении коэффициента D амплитудный спектр ЛЧМ импульса становится все более равномерным в пределах полосы от $w_0 - \frac{\Delta w}{2}$ до $w_0 + \frac{\Delta w}{2}$, а на границах этой полосы резко спадает.

Поэтому при больших D, когда $\left[C(x_1)+C(x_2)\right]^2+\left[S(x_1)+S(x_2)\right]^2 \approx 2$, и при $|w-w_0| < \frac{\Delta w}{2}$ приближенно амплитудный спектр можно считать прямоугольным:

$$S_1(w) \approx \frac{U_1}{2}\sqrt{\frac{T}{\Delta f}} \text{ при } |w-w_0| < \frac{\Delta w}{2}; \qquad (5)$$

$$S_1(w) = 0 \text{ при } |w-w_0| > \frac{\Delta w}{2}.$$

С учетом выражения (5) формула (3) примет вид:

$$U_2(t) = Re\left\{\frac{C}{\pi}\int_0^{\infty}\bar{A}(w)S_1^2(w)e^{jw(t-t_0)}dw\right\} = \qquad (6)$$

$$= Re\left\{\frac{U_1}{2\pi}\sqrt{\frac{T}{\Delta f}}\int_{w_0-\frac{\Delta w}{2}}^{w_0+\frac{\Delta w}{2}}A(w)e^{jw(t-t_0)}dw\right\}.$$

Коэффициент отражения звука от тонкой упругой пластинки [2] с учетом ее изгибных и продольных колебаний рассчитывается по формуле

$$\bar{A}(w) = \frac{zz_1 - 2z_0^2}{(z_1 + z_0)(z + 2z_0)}, \qquad (7)$$

где

$$z_0 = \rho c/\cos\theta; \quad z = -j w M\left(1 - \frac{C_u^4}{C^4}\sin^4\theta\right);$$

$$z_1 = j\frac{2E_1}{wh}\psi(\theta); \quad \psi(\theta) = \frac{1 - \frac{C_1^2}{C^2}\sin^2\theta}{1 - \sigma_1^2 - \frac{C_1^2}{C^2}\sin^2\theta};$$

z – импеданс пластинки, соответствующий изгибным колебаниям;

z_1 – импеданс, обусловленный продольной волной, распространяющейся вдоль пластинки;

ρc – волновое сопротивление жидкости;

$M = \rho_T h$ – масса единицы площади пластинки;

ρ_T – плотность материала пластинки;

h – толщина;

C_u – скорость волн изгиба;

$E_1 = E/1 - \sigma^2$ – модуль упругости для тонкой пластинки;

$\sigma_1 = \frac{\sigma}{1-\sigma}$ – коэффициент Пуассона для тонкой пластинки;

$C_1 = \sqrt{E_1/\rho_T}$ – скорость продольных волн в тонкой пластинке;

σ – коэффициент Пуассона для материала пластинки.

Формула (7) справедлива при условии, если $h \ll \lambda_1$ и $h \ll \lambda_u$, где λ_u, λ_1 – соответственно длины изгибных и продольных волн в пластинке. Перепишем это условие в виде

$$w \ll \frac{2\pi^2}{h\sqrt{3}}\sqrt{E_1/\rho_T}; \quad w \ll \frac{2\pi}{h}\sqrt{E_1/\rho_T}.$$

Более жестким является второе условие.

Полагая для определенности, что w должно быть в 2π раз меньше $\frac{2\pi}{h}\sqrt{E_1/\rho_T}$, получим

$$w^* = \frac{1}{h}\sqrt{E_1/\rho_T} \approx \frac{1}{\tau^*},$$

где $\tau^* = h/c_1$ – время пробега импульса по толщине пластинки. Поэтому количественный критерий для частоты w, при которой справедлива формула (7), представим как $w^* > w^{**}$, где w^{**} – наивысшая частота спектра ЛЧМ сигнала.

Следовательно, спектр ЛЧМ сигнала должен укладываться в диапазон частот, при которых справедлива формула (7).

Проанализируем подынтегральное выражение в формуле (6). Величина z_1 практически при любых углах падения на частотах ниже 30 кГц при толщине пластинки $h \approx 5$ мм на несколько порядков больше, чем величина z (данные соответствуют натурным частотам гидролокации и реальным толщинам объектов).

Тогда формулу (7) можно преобразовать к следующему виду:

$$\bar{A}(w) = \frac{z_1^2\left(\frac{z}{z_1} - 2\frac{z_0^2}{z_1^2}\right)}{z_1\left(1+\frac{z_0}{z_1}\right) z_1\left(\frac{z}{z_1} + \frac{2z_0}{z_1}\right)} = \tag{8}$$

$$= -\frac{z_0}{z_1+z_0} = -\frac{z_0}{z_0 + j\frac{2E_1}{wh}\psi(\theta)} = -\frac{w}{w+ja},$$

где

$$a = \frac{2E_1}{z_0 h}\psi(\theta).$$

Сигнал на выходе оптимального фильтра с учетом (8) запишется:

$$U_2(t) = Re\left\{\frac{U_1}{2\pi}\sqrt{\frac{T}{\Delta f}}\int\limits_{w_0-\frac{\Delta w}{2}}^{w_0+\frac{\Delta w}{2}} \frac{-we^{jw(t-t_0)}}{w+ja}\,dw\right\}. \tag{9}$$

Интеграл (9) можно представить в виде разности двух интегралов:

$$U_2(t) = Re\left\{\frac{U_1}{2\pi}\sqrt{\frac{T}{\Delta f}}\,(J_1 - J_2)\right\}, \tag{10}$$

где

$$J_1 = \int\limits_{w_0-\frac{\Delta w}{2}}^{w_0+\frac{\Delta w}{2}} e^{jw(t-t_0)}\,dw; \tag{10а}$$

$$J_2 = j\int\limits_{w_0-\frac{\Delta w}{2}}^{w_0+\frac{\Delta w}{2}} \frac{a}{w+ja}\,e^{jw(t-t_0)}\,dw. \tag{10б}$$

Вычисление $Re\left\{\frac{U_1}{2\pi}\sqrt{\frac{T}{\Delta f}}\,J_1\right\}$ дает следующий результат:

$$Re\left\{\frac{U_1}{2\pi}\sqrt{\frac{T}{\Delta f}}\int\limits_{w_0-\frac{\Delta w}{2}}^{w_0+\frac{\Delta w}{2}} e^{jw(t-t_0)}\,dw\right\} = U_1\sqrt{T\Delta f}\,\frac{\sin\pi\Delta f(t-t_0)}{\pi\Delta f(t-t_0)}\cos w_0(t-t_0). \tag{11}$$

Вычислить интеграл J_2 в элементарных функциях не представляется возможным. Применим приближенный метод вычисления. Учитывая, что для реальных ЛЧМ сигналов $\frac{\Delta w}{2} \ll w_0$,

$$Re\left\{\frac{U_1}{2\pi}\sqrt{\frac{T}{\Delta f}}\,J_2\right\} \approx U_1\sqrt{T\Delta f}\,\frac{\cos[\pi\Delta f(t-t_0)]+1}{2\sqrt{1+\left(\frac{w_0}{a}\right)^2}}\cos\left[w_0(t-t_0) + \mathrm{arctg}\frac{w_0}{a}\right]. \tag{12}$$

Следовательно, мгновенное значение выходного сигнала

$$U_2(t) \approx U_1\sqrt{D}\left\{\frac{\sin \pi\Delta f(t-t_0)}{\pi\Delta f(t-t_0)}\cos w_0(t-t_0)-\right. \qquad (13)$$

$$\left.-\frac{\cos[\pi\Delta f(t-t_0)]+1}{2\sqrt{1+\left(\frac{z_0}{z_1(w_0)}\right)^2}}\cos\left[w_0(t-t_0)+\operatorname{arctg}\frac{w_0}{a}\right]\right\}.$$

Полученный сигнал уже не имеет частотной модуляции. В момент $t=t_0$ он достигает значения

$$U_2(t) \approx U_1\sqrt{D}\left(1-\frac{1}{1+\left(\frac{z_0}{z_1(w_0)}\right)^2}\right).$$

Это значение в $\left(1-\frac{1}{1+\left(\frac{z_0}{z_1(w_0)}\right)^2}\right)$ раз меньше величины сигнала на выходе оптимального фильтра, когда амплитудные и фазовые искажения спектра отраженного ЛЧМ сигнала отсутствуют.

Таким образом, упругие колебания пластинки, обусловленные в основном продольной волной, распространяющейся вдоль пластинки, приводят к тому, что максимальное значение отраженного ЛЧМ сигнала на выходе оптимального фильтра зависит от отношения акустического импеданса среды z_0, в которую помещена пластинка, и импеданса пластинки z_1 на центральной частоте w_0.

Литература

1. Лезин Ю.С. Оптимальные фильтры и накопители импульсных сигналов. М., "Советское радио", 1969.

2. Лямшев Л.М. Отражение звука тонкими пластинками и оболочками в жидкости. М., АН СССР, 1955.

УДК 621.396.968.1

Е.А.Муштаков, Ю.Ф.Широков

О НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ КАНАЛА РАДИОЛОКАЦИОННОГО ВЫСОТОМЕРА

В настоящее время серьезное внимание уделяется проблеме повышения точности радиолокационных высотомеров и уменьшения их погрешности. Однако в известных литературных источниках слабо освещены вопросы о формировании отраженного сигнала от распределенной цели, не установлена связь параметров сигнала с параметрами отражающей поверхности.