

УДК: 681.883.41

АНАЛИЗ ИСКАЖЕНИЙ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ С ЛИНЕЙНОЙ ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ В ГИДРОАКУСТИЧЕСКОМ КАНАЛЕ СВЯЗИ

В.Е. Денисов, доцент

Кафедра теоретической радиотехники и радиофизики

Московский технологический университет (МИРЭА), Москва, 119454 Россия

Автор для переписки, e-mail: dvemirea@mail.ru

В статье рассматриваются искажения высокочастотных акустических импульсов с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ) в гидроакустическом канале связи, обусловленные неравномерностью частотной характеристики затухания морской среды. Рассмотрены импульсы с прямоугольной, синусоидальной и типа «приподнятый косинус» огибающими.

Ключевые слова: акустический импульс, девиация частоты, огибающая, гидроакустический канал связи, характеристика затухания морской среды, колебательная часть, аperiodическая часть, предвестник, след, фазовая модуляция, амплитудная модуляция.

ANALYSIS OF DISTORTIONS IN HIGH-FREQUENCY PULSE ACOUSTIC SIGNALS WITH LINEAR FREQUENCY MODULATION IN A HYDROACOUSTIC COMMUNICATION CHANNELS

V.E. Denisov

Moscow Technological University (MIREA), Moscow, 119454 Russia

Corresponding author e-mail: dvemirea@mail.ru

The article deals with the distortion of high-frequency acoustic pulses with linear frequency modulation (LFM) in a hydroacoustic communication channel, which is caused by uneven frequency at-tenuation characteristics of the marine environment. The paper considers pulses with rectangular, sinusoidal and «raised cosine» type envelopes.

Keywords: acoustic pulse, frequency deviation, the envelope, hydroacoustic communication channel, attenuation characteristics of the marine environment, the oscillating part, aperiodic part, precursor, post-cursor, phase modulation, amplitude modulation.

Краткая характеристика гидроакустического канала связи

Рассматриваемый в настоящей работе гидроакустический канал связи (ГАКС) состоит из передающей и приемной антенн и морской среды. Антенны считаются идеальными, частотно независимыми. В качестве модели морской среды принята модель в виде изотропной, однородной, линейной среды с частотно зависимым коэффициентом затухания $\alpha(f)$. Используя аппроксимацию $\alpha(f)$ функцией $\alpha_k(f) = B_k + D_k f^2$ из работы [1], можно представить комплексный коэффициент передачи ГАКС $H(j\omega)$ в форме, удобной для аналитических исследований:

$$H(j\omega) = H(0) \exp(-a\omega^2 - j\omega t_3), \quad (1)$$

где ω – угловая частота, рад/с;

$$H(0) = \exp(-0.115 B_K R), a = 0.115 (2\pi)^{-2} 10^{-6} D_K R, \quad (2)$$

$t_3 = R/C$, R – расстояние между передающей и приемной антеннами, км; $C = 1.5$ км/с – скорость звука в морской среде.

Для аппроксимации 1: $B_1 = 0$, $D_1 = \frac{0.036}{\sqrt{f_0}}$. Для аппроксимации 8:

$B_8 = 1.9 \cdot 10^{-3} f_B^{1.5}$, $D_8 = \frac{0.036}{\sqrt{f_B}}$, где f_0, f_B – несущая частота и верхняя частота рабочего диапазона в килогерцах соответственно.

Частотной характеристике (1) соответствует импульсная характеристика вида

$$h(t) = H(0) (2\sqrt{\pi a})^{-1} \exp\left[-\frac{(t-t_3)^2}{4a}\right], \quad (3)$$

где $h(t)$ – импульсная характеристика, c^{-1} ; t – время, с; $H(0)$ – безразмерный коэффициент из (2); a – коэффициент из (2), c^2 .

Сигнал на входе ГАКС далее обозначается как $s_1(t)$, а на выходе – $s_2(t)$.

Анализ искажений прямоугольного высокочастотного акустического импульса с линейной частотной модуляцией

Найдем реакцию ГАКС $S_2(t)$ на прямоугольный импульс с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ)

$$S_1(t) = \Pi_1(t) \cos(\omega_1 t + b_1 t^2 + \varphi_1), \quad (4)$$

где $\Pi_1(t) = I(t) - I(t - T_1)$, T_1 – длительность импульса, $b_1 = \frac{\mu_1}{2}$, μ_1 – скорость изменения частоты, ω_1 – значение частоты при $t = 0$.

При этом удобно воспользоваться интегралом свертки

$$S_2(t) = \int_0^{T_1} S_1(\tau) h(t - \tau) d\tau. \quad (5)$$

Представив $\cos(\cdot)$ в комплексной форме, выражение (5) можно привести к виду

$$S_2(t) = (2\sqrt{\pi a})^{-1} H(0) \operatorname{Re} \left\{ \int_0^{T_1} \exp\left[-(4a)^{-1}(t-t_3-\tau)^2 + j(\omega_1 \tau + b_1 \tau^2 + \varphi_1)\right] d\tau \right\} \quad (6)$$

Интеграл в (6) путем дополнения показателя экспоненты до полного квадрата можно выразить через интеграл вероятности от комплексного аргумента $W(z)$, табулированного в [2]. После некоторых преобразований, по аналогии с [3], можно получить

$$S_2(t) = S_{21}(t) + S_{22}(t) + S_{23}(t), \quad (7)$$

где колебательная $S_{21}(t)$ и апериодические $S_{22}(t)$, $S_{23}(t)$ составляющие определяются соответствующими выражениями.

Длительность $T_2 = t_2 - t_1 = n^2 T_1$ колебательной составляющей увеличивается ($n > 1$), частота $\omega_2 = \omega_1 n^4$, параметр, пропорциональный скорости изменения частоты, $b_2 = b_1 n^4$, и девиация частоты $\Delta\omega_2 = 2b_2 T_2 = \Delta\omega_1 n^2$ уменьшаются. Это уменьшение тем значительнее, чем больше

девиация частоты $\Delta\omega_l = 2b_l T_l$ сигнала $S_l(t)$ и неравномерность частотной характеристики затухания. При отсутствии частотной модуляции $\Delta\omega_l = 0$ и $n = 1$, поэтому $T_2 = T_l$, $\omega_2 = \omega_l$, что соответствует результатам работы [3]. Как показывают расчеты, при $T_l \geq 0.1$ мс, $R \leq 3$ км, $\Delta F_l \leq 100$ кГц, $f_B \leq 100$ кГц величина $n \leq 1.04$.

Кроме изменения указанных параметров, сигнал $S_{2l}(t)$ приобретает и амплитудную модуляцию по закону $A_2(t)$. Сигнал $S_{2l}(t)$ уменьшается с ростом частоты ω_l и дальности R в большей степени, чем сигналы $S_{22}(t)$ и $S_{23}(t)$ [3]. Составляющие $S_{22}(t)$ и $S_{23}(t)$ имеют форму видеоимпульсов сосредоточенных соответственно в окрестностях $t = t_3$ и $t = t_3 + n_1^2 T_l$. Часть $S_{22}(t)$ при $t < t_3$ формирует предвестник выходного сигнала, а часть $S_{23}(t)$ при $t > t_3 + n_1^2 T_l$ его след.

Составляющие $S_{22}(t)$ и $S_{23}(t)$ идентичны по форме и отличаются друг от друга знаком, смещением на время $n^2 T_l$ и амплитудой. Амплитуда $S_{22}(t)$ больше амплитуды $S_{23}(t)$, и это отличие увеличивается с ростом $\Delta\omega_l$. Длительности предвестника и следа выходного сигнала будут равны $0.5\Delta T_h$, где ΔT_h – длительность импульсной характеристики $h(t)$ из работы [3].

По полученным формулам для аппроксимации 8 [1] рассчитаны временные диаграммы сигналов $S_2(t)$ и $S_{2c}(t) = S_{22}(t) + S_{23}(t)$, приведенные на рис. 1–3 при $R=2$ км, $f_B = 80$ кГц и t в миллисекундах.

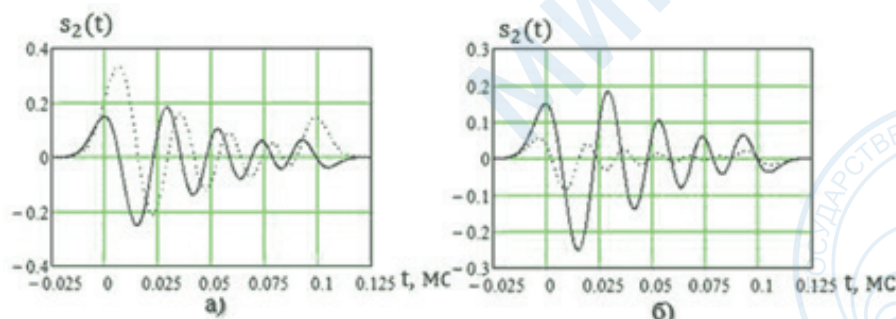


Рис. 1. Временные диаграммы сигнала $S_2(t)$ при $T_l = 0.1$ мс, $\Delta F_l = 30$ кГц:
а) $f_l = 30$ кГц: — $\varphi_l = 0$, --- $\varphi_l = -\pi/2$; б) $\varphi_l = 0$: — $f_l = 30$ кГц, --- $f_l = 50$ кГц.

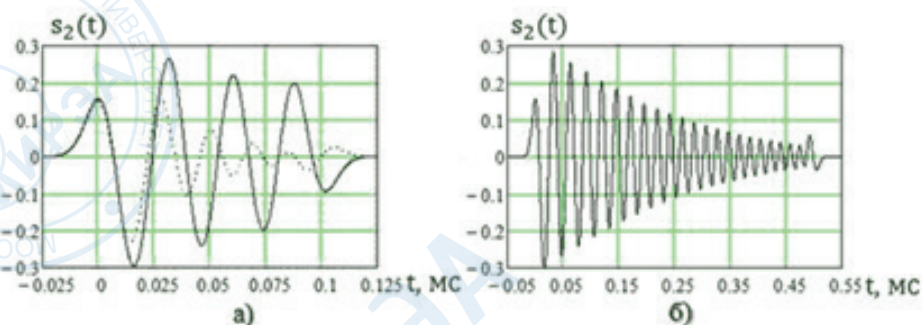


Рис. 2. Временные диаграммы сигнала $S_2(t)$ при $f_l = 30$ кГц, $\varphi_l = 0$:
а) $T_l = 0.1$ мс: — $\Delta F_l = 10$ кГц, --- $\Delta F_l = 40$ кГц; б) $T_l = 0.5$ мс, $\Delta F_l = 30$ кГц.

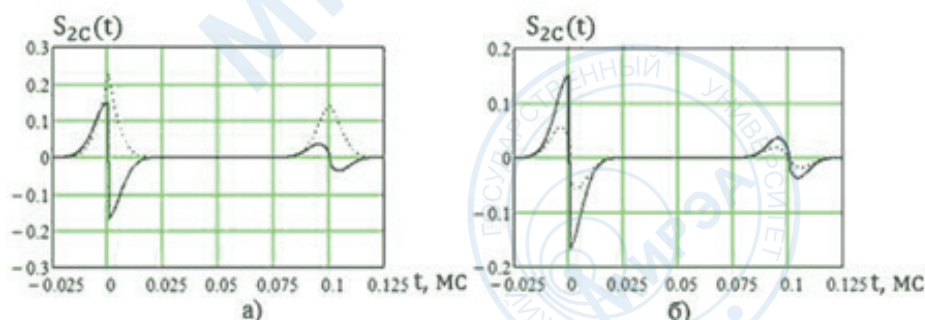


Рис. 3. Временные диаграммы аperiodической составляющей $S_{2c}(t)$ при $T_l = 0.1$ мс, $\Delta F_l = 30$ кГц: а) $f_l = 30$ кГц: — $\varphi_l = 0$, --- $\varphi_l = -\pi/2$; б) $\varphi_l = 0$: — $f_l = 30$ кГц, --- $f_l = 50$ кГц.

Апериодическая составляющая $S_{2c}(t)$ не зависит от длительности T_l сигнала $S_l(t)$, но зависит от его начальной фазы φ_l , начальной частоты f_l и девиации частоты ΔF_l . Имеет место, как и в [3], тенденция трансформации высокочастотного сигнала $S_l(t)$ в два видеоимпульса при увеличении f_l и R и дополнительно за счет увеличения ΔF_l .

Выражение (7) можно преобразовать также к виду

$$S_{2B}(t) = A_{2S}(t) \cos(\psi_{2S}(t)), \quad (8)$$

где $A_{2S}(t)$ – огибающая сигнала, а $\psi_{2S}(t)$ – его фаза:

$$A_{2S}(t) = \sqrt{A^2 + B^2 - 2AB \cos(\alpha - \beta)}, \quad (9)$$

$$\operatorname{tg}(\psi_{2S}(t)) = \frac{(A \sin \alpha - B \sin \beta)}{(A \cos \alpha - B \cos \beta)}, \quad (10)$$

где $A = A_2(t, \omega_2) \Pi_2(t, \omega_2)$, $B = A_2(t, \omega_1) \Pi_2(t, \omega_1)$,
 $\alpha = \Omega(\omega_2)t + b_2 t^2 + \varphi_2(\omega_2)$, $\beta = \Omega(\omega_1)t + b_1 t^2 + \varphi_1(\omega_1)$.

По приведенным выше формулам для аппроксимации [1] рассчитаны графики зависимостей $S_{2c}(t)$, $S_2(t)$, приведенные на рис. 4, 5 при $R=2$ км, $f_B=80$ кГц и t в миллисекундах.

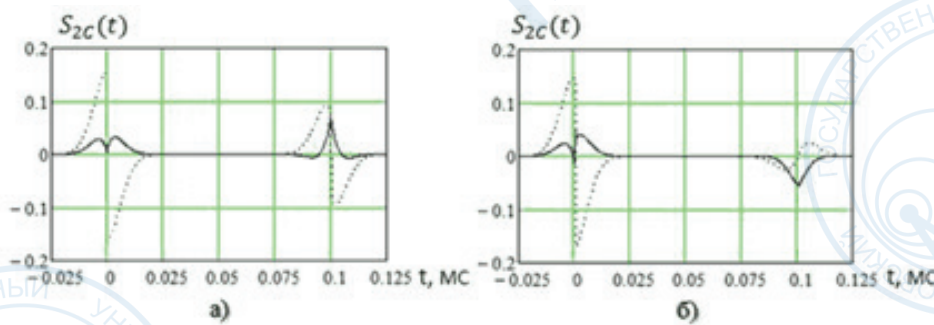


Рис. 4. Зависимость $S_{2c}(t)$ при $T_l = 0.1$ мс: — — $\sin$ -импульс, - - - прямоугольный импульс; а) $\Delta F = 10$ кГц; б) $\Delta F = 40$ кГц.

На рис. 4 в случае $\sin$ -импульса масштаб увеличен в 5 раз. Поэтому, как следует из рис. 1, для $\sin$ -импульса апериодическая составляющая существенно меньше, чем для прямоугольного и уменьшается в окрестности $t = T_l$ с ростом девиации частоты. Следовательно, эффективные длительности предвестника и следа для $\sin$ -импульса значительно меньше, чем для прямоугольного.

На рис. 6, 7 приведены графики зависимостей огибающей $A_{2S}(t)$ и мгновенной частоты

$$f_{2S}(t) = \frac{(2\pi)^{-1} d\psi_{2S}(t)}{dt}.$$

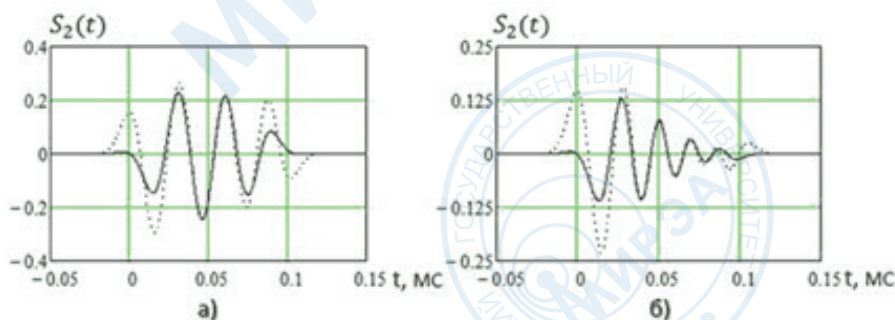


Рис. 5. Зависимость $S_2(t)$ при $T_l = 0.1$ мс: — — $\sin$ -импульс, - - - прямоугольный импульс; а) $\Delta F = 10$ кГц; б) $\Delta F = 40$ кГц.

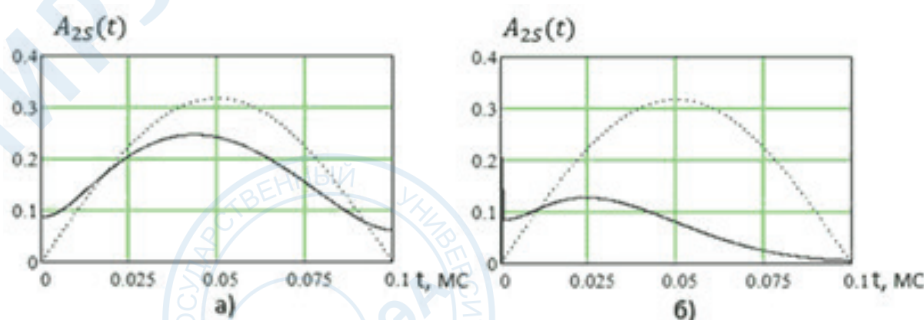


Рис. 6. Зависимость $A_{2s}(t)$ при $T_l = 0.1$ мс: — $\sin$ -импульс, - - - среда без искажений; а) $\Delta F = 10$ кГц; б) $\Delta F = 40$ кГц.

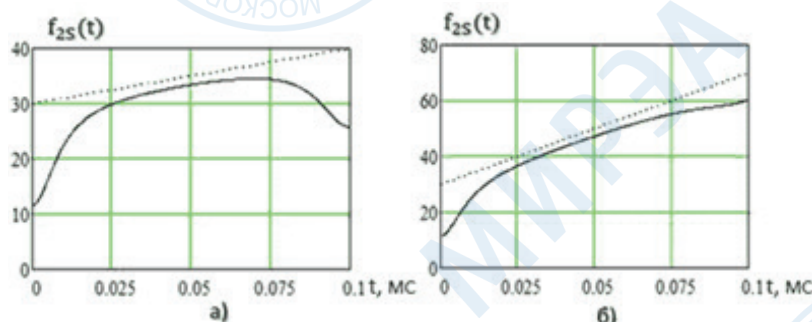


Рис. 7. Зависимость $f_{2s}(t)$ при $T_l = 0.1$ мс: — $\sin$ -импульс, - - - среда без искажений; а) $\Delta F = 10$ кГц; б) $\Delta F = 40$ кГц.

Как следует из рис. 6, с ростом ΔF искажения огибающей увеличиваются. Зависимость мгновенной частоты от времени (рис. 7) отличается от линейной, и мгновенная частота выходного сигнала всегда меньше частоты входного сигнала. Искажения уменьшаются с увеличением длительности T_l и уменьшением дальности R .

Анализ искажений высокочастотного акустического импульса с ЛЧМ и огибающей типа «приподнятый косинус»

Найдем реакцию $S_2(t)$ ГАКС на $\cos$ -импульс ЛЧМ:

$$S_1(t) = 0.5\Pi_1(t)(1 - \cos(\nu T)) \cos(\omega_0 t + b_1 t^2 + \varphi_0), \quad (11)$$

где $\Pi_1(t) = 1(t) - 1(t - T_l)$, T_l – длительность импульса, $b_1 = (\pi\Delta F)/T_l$; ΔF – девиация частоты, Гц; $\omega_0 = 2\pi f_0$ – значение частоты при $t = 0$; $\nu = \frac{2\pi}{T_l}$.

Сигнал $S_1(t)$ можно представить в виде линейной комбинации трех прямоугольных импульсов с ЛЧМ с разными начальными частотами

$$S_1(t) = 0.5S_{1\pi}(t, \omega_0) - 0.25S_{1\pi}(t, \omega_2) - 0.25S_{1\pi}(t, \omega_1), \quad (12)$$

где $S_{1\pi}(t, \omega_k) = \Pi_1(t)\cos(\omega_k t + b_1 t^2 + \varphi_0)$, $\omega_1 = \omega_0 - \nu$, $\omega_2 = \omega_0 + \nu$.

Таким образом, задача определения реакции морской среды на $\cos$ -импульс с ЛЧМ сводится к задаче определения реакции на прямоугольный импульс с ЛЧМ, решенной в п. 2. Используя эти результаты, сигнал $S_2(t)$ можно представить в следующем виде

$$S_2(t) = S_{2B}(t) + S_{2C}(t), \quad (13)$$

где $S_{2B}(t)$ – колебательная, а $S_{2C}(t)$ – аperiодическая составляющие, определяемые по формулам

$$S_{2B}(t) = \sum_{v=0}^2 [0.5 - 0.75 \operatorname{sign}(v)] S_{21}(t, \omega_v), \quad (14)$$

$$S_{2C}(t) = S_{2C1}(t) + S_{2C2}(t), \quad (15)$$

$$S_{2C1}(t) = \sum_{v=0}^2 [0.5 - 0.75 \operatorname{sign}(v)] S_{22}(t, \omega_v), \quad (16)$$

$$S_{2C2}(t) = \sum_{v=0}^2 [0.5 - 0.75 \operatorname{sign}(v)] S_{23}(t, \omega_v), \quad (17)$$

Сигналы $S_{21}(t, \omega_K)$, $S_{22}(t, \omega_K)$, $S_{23}(t, \omega_K)$ представляют собой составляющие реакции $S_{2\Pi}(t, \omega_K)$ на прямоугольный импульс с ЛЧМ $S_{1\Pi}(t, \omega_K)$ с начальной частотой ω_K :

$$S_{2\Pi}(t, \omega_K) = S_{21}(t, \omega_K) + S_{22}(t, \omega_K) + S_{23}(t, \omega_K). \quad (18)$$

Используя результаты п. 2, можно получить следующие выражения для этих составляющих

$$S_{21}(t, \omega_K) = A_2(t, \omega_K) \Pi_2(t, \omega_K) \cos[\Omega(\omega_K) \mathcal{G} + b_2 \mathcal{G}^2 + \varphi_2(\omega_K)] \quad (19)$$

с заданными зависимостями каждой из входящих компонент.

Выражение (14) можно преобразовать также к виду

$$S_{2B}(t) = A_{2C}(t) \cos(\psi_{2C}(t)), \quad (20)$$

где $A_{2C}(t)$ – огибающая сигнала, а $\psi_{2C}(t)$ – его фаза, определяемые формулами

$$S_{2C}(t) = \sqrt{A_{2C1}^2 + A_{2C2}^2}, \quad (21)$$

$$A_{2C1} = B_0^2 + B_1^2 + B_2^2 - 2B_0B_1 \cos(\beta_0 - \beta_1), \quad (22)$$

$$A_{2C2} = +2B_1B_2 \cos(\beta_1 - \beta_2) - 2B_0B_2 \cos(\beta_0 - \beta_2), \quad (23)$$

$$\operatorname{tg}(\psi_{2C}(t)) = \frac{B_0 \sin \beta_0 - B_1 \sin \beta_1 - B_2 \sin \beta_2}{B_0 \cos \beta_0 - B_1 \cos \beta_1 - B_2 \cos \beta_2} \quad (24)$$

где

$$B_0 = 0.5A_2(t, \omega_0)\Pi_2(t, \omega_0), \quad B_1 = 0.25A_2(t, \omega_1)\Pi_2(t, \omega_1),$$

$$B_2 = 0.25A_2(t, \omega_2)\Pi_2(t, \omega_2), \quad \beta_K = \Omega(\omega_K)t + b_2 t^2 + \varphi_2(\omega_K),$$

Текущей фазе $\psi_{2C}(t)$ можно сопоставить мгновенную частоту $f_{2C}(t)$:

$$f_{2C}(t) = \frac{(2\pi)^{-1} d\psi_{2C}(t)}{dt}.$$

По приведенным выше формулам для аппроксимации [1] рассчитаны графики зависимостей $S_{2C}(t)$, $S_2(t)$, изображенные на рис 8, 9. На этих же рисунках для сравнения приведены аналогичные графики для *sin*-импульса с ЛЧМ. Все расчеты проводили при условиях: $f_0 = 30$ кГц, $f_B = 80$ кГц, $\varphi_0 = 0$, $R = 2$ км, t в миллисекундах.

Как видно из рис 8, для *cos*-импульса апериодическая составляющая заметно меньше и уже, чем для *sin*-импульса. Поэтому эффективные длительности предвестника и следа для *cos*-импульса меньше по сравнению с *sin*-импульсом.

На рис. 10, 11 приведены графики зависимостей огибающей $A_{2C}(t)$ и мгновенной частоты $f_{2C}(t)$.

Как следует из рис. 10, с ростом ΔF искажения огибающей увеличиваются. Искажения огибающей у *cos*-импульса меньше, чем у *sin*-импульса, а краевые искажения мгновенной частоты больше. Зависимость мгновенной частоты от времени (рис. 11) отличается от линейной,

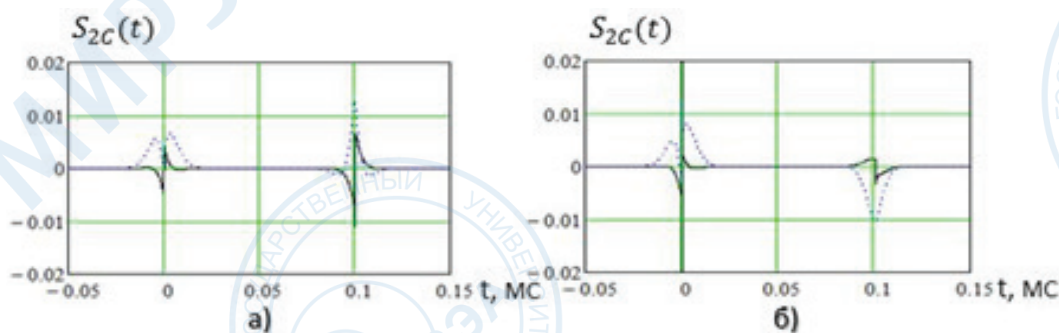


Рис. 8. Зависимость $S_{2c}(t)$ при $T_l = 0.1$ мс: — — $\cos$ -импульс, - - - $\sin$ -импульс;
а) $\Delta F = 10$ кГц; б) $\Delta F = 40$ кГц.

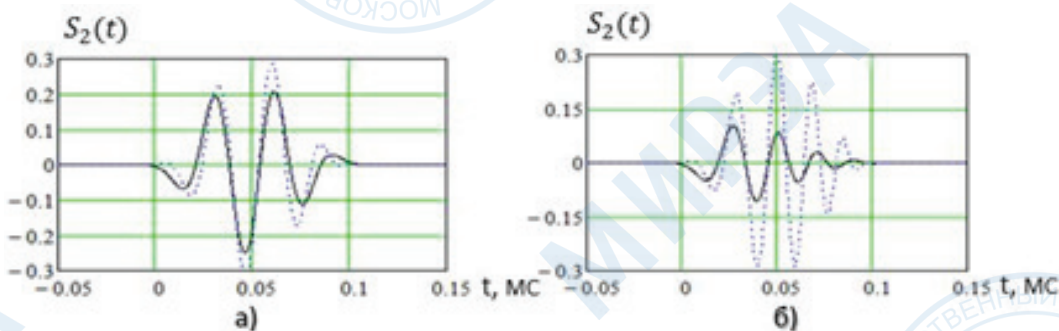


Рис. 9. Зависимость $S_2(t)$ при $T_l = 0.1$ мс: — — $\cos$ -импульс, - - - в среде без искажений;
а) $\Delta F = 10$ кГц; б) $\Delta F = 40$ кГц.

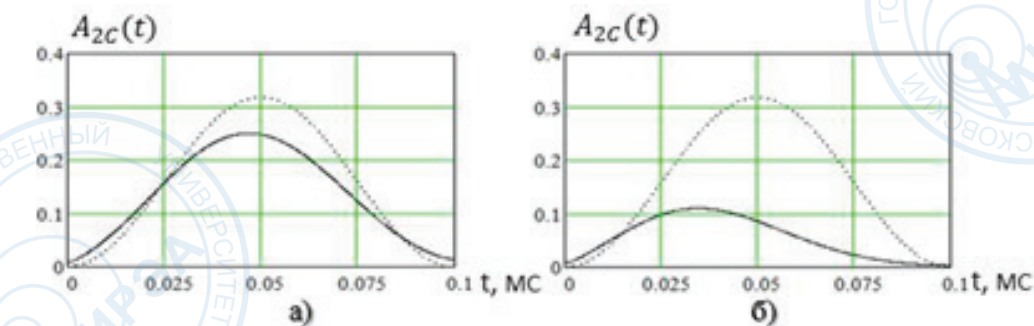


Рис. 10. Зависимость $A_{2c}(t)$ при $T_l = 0.1$ мс: — — $\cos$ -импульс, - - - среда без искажений;
а) $\Delta F = 10$ кГц; б) $\Delta F = 40$ кГц.

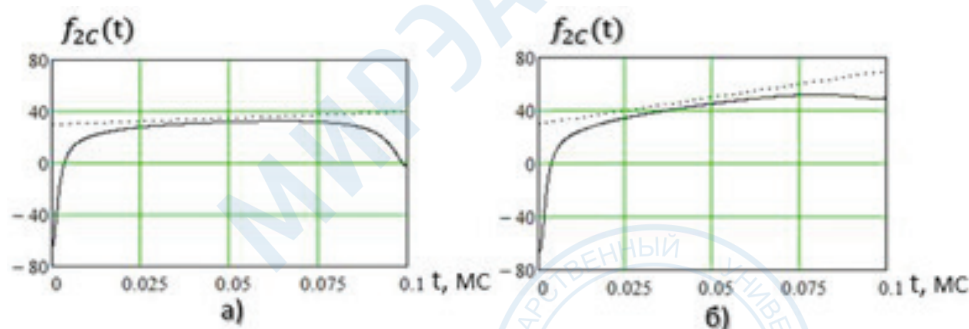


Рис. 11. Зависимость $f_{2c}(t)$ при $T_l = 0.1$ мс: — — $\cos$ -импульс, - - - среда без искажений;
а) $\Delta F = 10$ кГц; б) $\Delta F = 40$ кГц.

и мгновенная частота выходного сигнала всегда меньше частоты входного сигнала. Искажения уменьшаются с увеличением длительности T_l и уменьшением дальности R . Краевые искажения мгновенной частоты уменьшаются с ростом частоты f_0 , но при этом увеличиваются искажения огибающей.

Литература:

1. Денисов В.Е. Аппроксимация амплитудно-частотной характеристики гидроакустического канала связи по совокупности показателей качества // Сб. трудов 56-й Научно-технической конф. МИРЭА: М.: МИРЭА, 2007. Ч. 2. Физико-математические науки. С. 71–76.
2. Фаддеева В.Н., Терентьев Н.М. Таблицы значений интеграла вероятностей от комплексного аргумента. М.: ГИТТЛ, 1954. 268 с.
3. Денисов В.Е. // Вестник МГТУ МИРЭА. 2015. № 1. С. 123–133.