Принципы временного разделения каналов

Основой построения метода временного разделения каналов является теорема Котельникова, в соответствии с которой непрерывный на интервале $\{-\infty,+\infty\}$ первичный сигнал $a(t)$ с граничной частотой спектра $f_{\max}$ может быть представлен в форме ряда так называемых отсчетных (базисных) функций $g(t)_i = g(t-i\Delta t)$**,** или

$$a(t)=\sum_{i=-\infty}^{\infty}a(i\Delta t)g(t-i\Delta t)=\sum_{i=-\infty}^{\infty}a(i\Delta t)\frac{\sin 2\pi f_{\max}(t-i\Delta t)}{2\pi f_{\max}(t-i\Delta t)}, \qquad (1.1)$$

где $a(i\Delta t)-$отсчеты непрерывного во времени сигнала $a(t)$, взятые в моменты времени $i\Delta t$;

$\Delta t = 1/2 f_{\max}-$интервал дискретизации непрерывного сигнала $a(t)$.

Частота дискретизации для аналогового сигнала рассчитывается по известным граничным частотам основной части спектра сигнала (f_1 и f_2). Предварительно оценивается относительная ширина полосы спектра сигнала. Если эта полоса меньше одной октавы, то для расчета частоты дискретизации можно пользоваться формулой

$$F_d = 2\cdot(f_2 - f_1),$$

где f_1, f_2 - граничные частоты основной части спектра сигнала.
Если относительная полоса больше одной октавы, то для расчета частоты дискретизации можно использовать соотношение

$$F_d = 2\cdot f_2 .$$

Базисные функции $g_n(t), g_k(t)$ ортогональны на бесконечно большом интервале времени, т.е. для них справедливо

$$\int_{-\infty}^{\infty} g_n(t)g_k(t)dt=\begin{cases}1/2 f_{\max}, & \forall n=k;\\ 0, & \forall n\neq k.\end{cases}$$

Как следует из (1.1), все сведения о передаваемом первичном сигнале $a(t)$ содержатся только в отсчетах $a(i\Delta t)$, а базисные функции $g_i(t)$ для всех i одинаковы по форме и отличаются друг от друга только сдвигом во времени, поэтому вместо непрерывного сигнала $a(t)$ можно передавать лишь последовательность отсчетов

$$a_{\text{д}}(t)=\sum_{i=-\infty}^{\infty}a(i\Delta t)\delta(t-i\Delta t), \qquad (1.2)$$

(где $\delta(t)-$дельта-функция), а базисные функции $g_i(t)$ восстанавливать на приеме

Сформировать последовательность отсчетов практически невозможно, поэтому, реализуя процесс дискретизации, умножают первичный сигнал $a(t)$

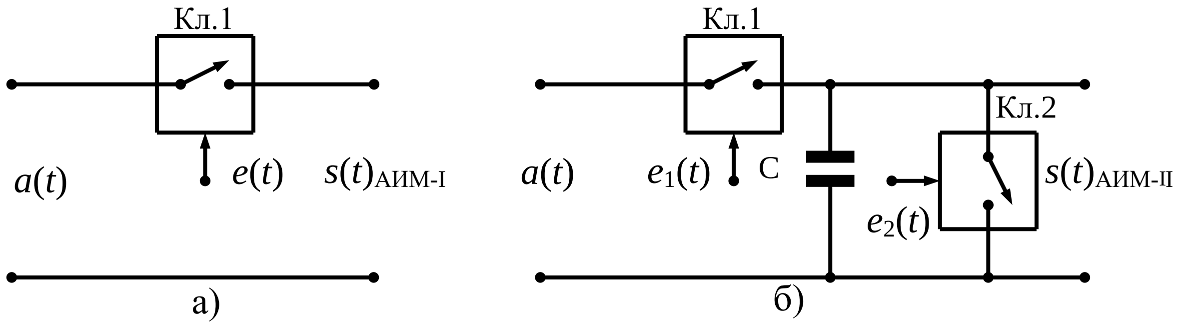

Рис1.1. Формирователи сигналов АИМ-I и АИМ-II

на периодическую последовательность импульсов (рис.1.2). В этом случае импульсную последовательность следует считать переносчиком или импульсной несущей.

Если периодическая последовательность (импульсная несущая) состоит из импульсов прямоугольной формы одного знака, то она характеризуется параметрами:

- амплитудой U ;
- длительностью (шириной) τ;
- тактовой частотой $f_{\text{д}} = 1/\Delta t$;
- положением (фазой) импульсов относительно тактовых точек $i\Delta t$.

Отношение $\Delta t/\tau$ называют скважностью импульсной последовательности.

Амплитудно-импульсная модуляция

Сигналы амплитудно-импульсной модуляции подразделяются на: АИМ первого рода (АИМ-I, рис.1.2) и АИМ второго рода (АИМ-II, рис.1.3). При АИМ-I мгновенное значение амплитуды импульсов зависит от мгновенного значения модулирующего колебания, а при АИМ-II высота импульсов определяется только значением модулирующего колебания в тактовых точках (в точках дискретизации). Различие между сигналами АИМ-I и АИМ-II оказывается существенным, если длительность импульсов τ сравнима с их периодом следования.

Формирование сигналов АИМ-I осуществляется с помощью идеального ключа, управляемого последовательностью импульсов $e(t)$ (рис.1.1,а).

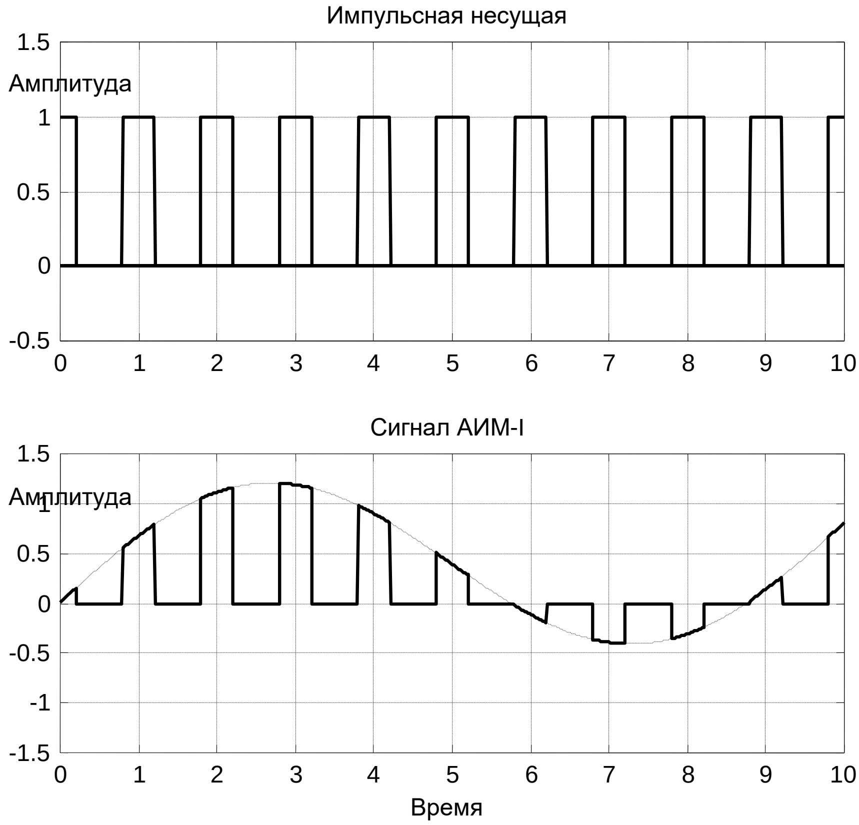

Рис.1.2. Формирование сигнала АИМ-I

Если коэффициент передачи ключа в открытом состоянии равен единице, а в закрытом–бесконечности, то сигнал АИМ-I можно записать так:

$$s(t)_{\text{АИМ–I}} = a(t)e(t),$$

где $e(t)$ – импульсная несущая с единичной амплитудой.

При этом амплитуды этих импульсов прямо пропорциональны или равны мгновенному значению модулирующего сигнала в точках дискретизации $i\Delta t$. Моменты дискретизации могут совпадать с началом импульса, его серединой или концом.

Для импульсов прямоугольной формы АИМ-II формируется с помощью схемы рис.1.1,б.

В момент появления коротких импульсов последовательности $e_1(t)$ открывается ключ Кл.1, и накопительный конденсатор *C* заряжается до значения, равного $a(i\Delta t)$. Это значение напряжения на конденсаторе *C* остается до прихода импульсов второй последовательности $e_2(t)$, с помощью которой открывается ключ Кл.2, и через него разряжается конденсатор *C*.

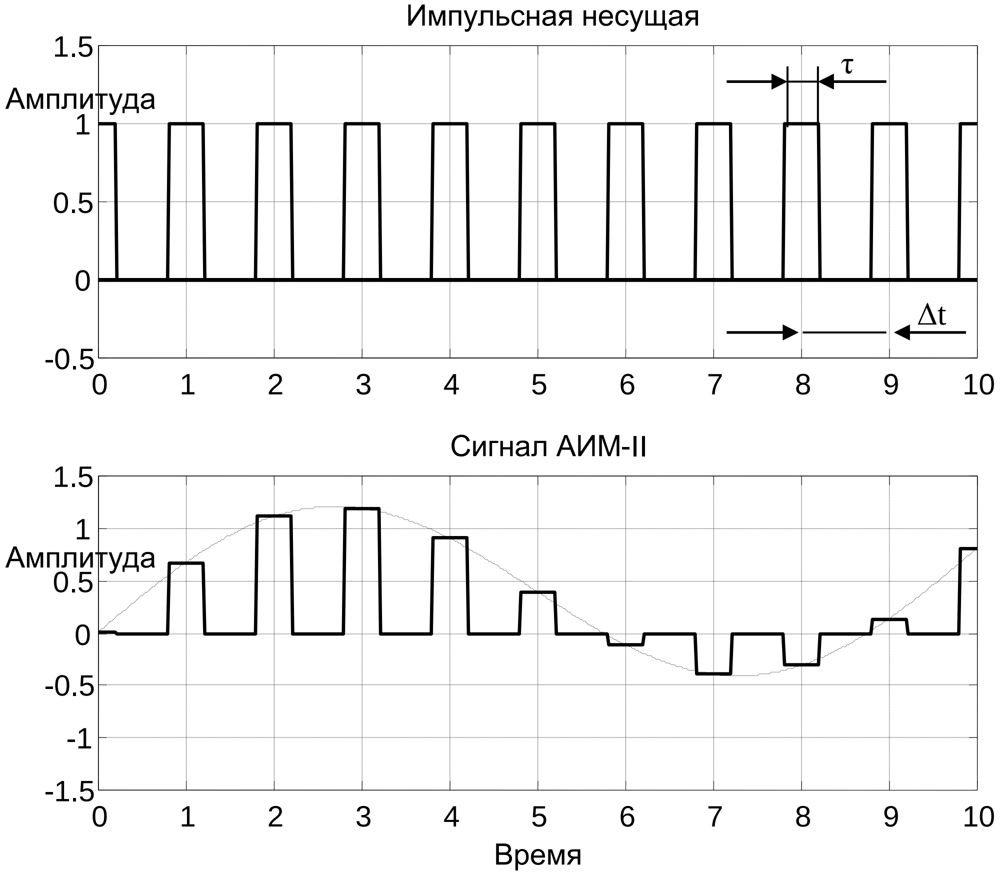

Рис.1.3. Формирование сигнала АИМ-II

Оба вида сигналов АИМ-I и АИМ-II могут применяться для построения многоканальных систем передачи с временным разделением каналов. Чтобы судить об эффективности использования методов АИМ для организации многоканальной передачи сообщений, необходимо знать полосу частот используемых сигналов.

Спектр сигнала АИМ-I

Спектр сигнала АИМ-I может быть определен либо с помощью преобразования Фурье, либо с помощью свертки спектров сомножителей:

$$s(t)_{\text{АИМ-I}} \Leftrightarrow S(j\omega)_{\text{АИМ-I}} = \int_{-\infty}^{\infty} s(t)_{\text{АИМ-I}} \exp(-j\omega t) dt =$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(j\Omega) E[j(\omega - \Omega)] d\Omega,$$

где $a(t) \Leftrightarrow A(j\Omega)$ – спектр первичного сигнала $a(t)$;

$E(j\Omega)$ – спектр импульсной несущей.

Оба эти метода предполагают детерминированность функций $s(t)_{\text{АИМ-I}}$ или $A(j\Omega)$ на всем интервале интегрирования.

Хотя первичный сигнал $a(t)$ является случайной функцией времени, тем не менее, можно положить, что все спектральные составляющие $a(t)$

находятся в пределах огибающей (шаблона) спектра $A(\omega)$. Тогда спектр первичного сигнала $a(t)$ имеет вид $A(\omega)$ (рис.1.4, верхний график).

Импульсная несущая $e(t)$ может быть представлена в форме ряда Фурье
$$e(t) = \sum_{l=0}^{\infty} \alpha_l \cos l\omega_{д} t.$$

Коэффициенты α_l ряда Фурье определяются соотношением
$$\alpha_l = \frac{1}{\Delta t} \int_{-\Delta t/2}^{\Delta t/2} e(t) \cos l\omega_{д} t dt.$$

Для импульсной несущей в форме периодической последовательности прямоугольных импульсов длительностью τ с единичной амплитудой коэффициенты ряда Фурье
$$\alpha_l = \frac{2}{\Delta t} \int_{0}^{\Delta t/2} e(t) \cos l\omega_{д} t dt = \frac{1}{\Delta t} E_0(l\omega_{д}) = \frac{\tau}{\Delta t} \frac{\sin l\omega_{д}\tau/2}{l\omega_{д}\tau/2}.$$

Отсюда следует, что коэффициенты ряда Фурье импульсной несущей $e(t)$ при любой форме импульсов $e_0(t)$ с точностью до постоянного множителя $1/\Delta t$ численно равны отсчетным значениям спектра $E_0(\omega)$ одиночного импульса функции $e(t)$. Спектры косинусоид с частотами $l\omega_{д}$ определяются известным соотношением
$$\cos l\omega_{д} \Leftrightarrow \pi[\delta(\omega - l\omega_{д}) + \delta(\omega + l\omega_{д})].$$

В соответствии с этим спектр импульсной несущей принимает вид
$$e(t) \Leftrightarrow E(\omega) = \frac{1}{\Delta t} \sum_{l=0}^{\infty} E_0(l\omega_{д} t)[\delta(\omega - l\omega_{д}) + \delta(\omega + l\omega_{д})]$$

Откуда спектр сигнала АИМ-I (рис.1.4, нижний график)
$$S(\omega)_{АИМ-I} = \pi \frac{\tau}{\Delta t} \left[A(\omega) + \sum_{l=1}^{\infty} E_0(l\omega_{д}) A(\omega \pm l\omega_{д}) \right]. \qquad (1.3)$$

Из этого соотношения следует, что спектр сигнала АИМ-I содержит с точностью до постоянного множителя $\pi\tau/\Delta t$ спектр модулирующего первичного сигнала $a(t)$ и бесконечное множество боковых полос около каждой гармоники импульсной несущей. Следовательно, первичный сигнал $a(t)$ можно выделить из сигнала $s(t)_{АИМ-I}$ с помощью фильтра нижних частот с граничной частотой полосы пропускания, находящейся в пределах $f_{max}...(f_{д} - f_{max})$. Это будет иметь место только в случае, когда спектр первичного сигнала $a(t)$ не перекрывается с нижней боковой полосой колебания частоты $\omega_{д}$, промодулированного первичным сигналом $a(t)$, поэтому должно выполняться условие $\omega_{д} \ge 2\omega_{max}$.

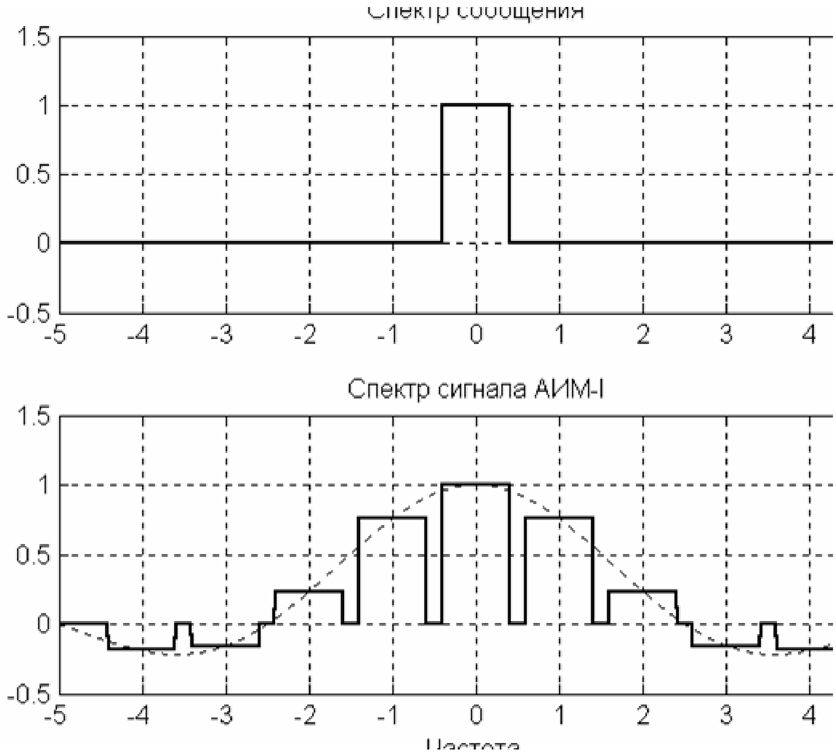

Рис.1.4. Спектр сигнала АИМ-I

Так как $\omega_д = 2\pi / \Delta t$, а $\omega_{max} = 2\pi f_{max}$, приходим к условию выбора необходимого интервала дискретизации согласно теореме Котельникова, когда $\Delta t \le 1/2 f_{max}$. Если же при фиксированной частоте дискретизации оказывается, что $\omega_д < 2\omega_{max}$, то в полосу частот первичного сигнала будут попадать спектральные составляющие продуктов амплитудной модуляции первой гармоники импульсной несущей и первичного сигнала $a(t)$ (рис.1.4). Эти спектральные составляющие на выходе ФНЧ будут создавать ***помехи дискретизации.***

Таким образом, выделение первичного сигнала из сигнала АИМ-I без помех дискретизации возможно только при выполнении условий теоремы Котельникова.

На практике различные первичные сигналы, например разговорные, обладают разной шириной спектра ω_{max}, а частота дискретизации $\omega_д$ выбирается одинаковой. В связи с этим для исключения возможности появления помех дискретизации первичные сигналы вначале ограничиваются по спектру с помощью ФНЧ, а затем производится их дискретизация.

Применительно к организации каналов тональной частоты в системах передачи временного разделения частота дискретизации выбирается равной 8 кГц, а ФНЧ имеет частоту среза 3,4 кГц.

Спектр сигнала АИМ-II

При определении спектра сигнала АИМ-II воспользуемся вновь соотношением, на основании которого сигнал АИМ-II представим в виде свертки последовательности отсчетов $\{a(i\Delta t)\}$ с центральным элементом $e_0(t)$ импульсной несущей $e(t)$, т. е.

$$s(t)_{\text{АИМ-II}} = \int_{-\infty}^{\infty} e_0(\tau) a_{\text{д}}(t-\tau) d\tau =$$

$$= \sum_{i=-\infty}^{\infty} a(i\Delta t) \int_{-\infty}^{\infty} e_0(\tau)\delta(t - i\Delta t) d\tau = \sum_{i=-\infty}^{\infty} a(i\Delta t) e_0(t - i\Delta t).$$

С другой стороны, известно, что свертке во времени функций $e_0(t)$ и $a_{\text{д}}(t)$ в частотной области соответствует произведение спектров исходных сигналов

$$s(t)_{\text{АИМ-II}} \Leftrightarrow S(\omega)_{\text{АИМ-II}} = E_0(\omega) A_{\text{д}}(\omega),$$

где $a(t)_{\text{д}} \Leftrightarrow A_{\text{д}}(\omega)$ – спектр отсчетов первичного сигнала $a(t)$.

Спектр одиночного элемента импульсной несущей может быть определен достаточно просто при любой его форме. Так, для прямоугольного импульса с амплитудой U и длительностью τ имеем

$$E_0(\omega) = \tau U \frac{\sin \omega\tau/2}{\omega\tau/2}.$$

Спектр последовательности отсчетов легко получить из спектра сигнала АИМ-I путем предельного перехода при $\tau \to 0$ и при амплитуде импульсов U, стремящейся к бесконечности, так чтобы площадь каждого отсчетного импульса была равна единице. Для прямоугольных импульсов получаем

$$A_{\text{д}}(\omega) = \lim_{\tau\to\infty} \frac{\tau U}{\Delta t} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \frac{\sin l\omega_{\text{д}}\tau/2}{l\omega_{\text{д}}\tau/2} [A(\omega - l\omega_{\text{д}}) + A(\omega + l\omega_{\text{д}})] =$$

$$= \frac{1}{\Delta t} \sum_{l=-\infty}^{\infty} [A(\omega - l\omega_{\text{д}}) + A(\omega + l\omega_{\text{д}})].$$

Объединяя $E_0(\omega)$ и $A_{\text{д}}(\omega)$ в форме произведения, получаем

$$S(\omega)_{\text{АИМ-II}} = E_0(\omega) A_{\text{д}}(\omega) = E_0(\omega) \left[A(\omega) + \sum_{l=1}^{\infty} A(\omega \pm l\omega_{\text{д}}) \right].$$

Для импульсов в импульсной несущей в форме прямоугольника спектр принимает конкретный вид

$$S(\omega)_{\text{АИМ-II}} = \frac{\tau}{\Delta \text{t}} \frac{\sin \omega\tau/2}{\omega\tau/2} \left[A(\omega) + \sum_{l=1}^{\infty} A(\omega \pm l\omega_{\text{д}}) \right]. \quad (1.4)$$

Таким образом, спектр сигнала АИМ-II (рис.1.5) также, как и при АИМ-I, состоит из спектра $A(\omega)$ модулирующего первичного сигнала $a(t)$ и бесчисленного множества боковых полос около каждой гармоники импульсной несущей. Но, в отличие от АИМ-I, здесь перед суммой стоит частотно-зависимый множитель $E_0(\omega)$, равный спектру отдельного элемента импульсной несущей, приводящий к амплитудно-частотным искажениям всех спектральных составляющих, включая и $A(\omega)$.

Выделение полезной составляющей из спектра сигнала АИМ-II без помех дискретизации здесь также возможно с помощью ФНЧ, при условии, что $\omega_д \geq 2\omega_{max}$. Из спектральных диаграмм видно, что степень амплитудно-частотных искажений определяется длительностью τ отсчетных импульсов в импульсной несущей $e(t)$. При $\tau \to 0$ амплитудно-частотные искажения уменьшаются и сигнал АИМ-II практически совпадает с сигналом АИМ-I. С другой стороны, доля полезной составляющей в спектре сигнала как АИМ-I, так и АИМ-II при $\tau \to 0$ уменьшается, что, естественно, сказывается на помехозащищенности выделяемого полезного сигнала.

В реальных системах передачи с временным разделением каналов всегда $\tau << \Delta t$. Следовательно, ничтожно малой оказывается доля полезной составляющей. В связи с этим после выделения на приеме отсчетов конкретного сигнала они растягиваются во времени. Возникающие большие амплитудно-частотные искажения затем корректируются с помощью корректора амплитудно-частотных искажений с передаточной функцией

$$G(\omega) = \frac{\omega\tau/2}{\sin(\omega\tau/2)}, \qquad 0 < |\omega| \leq \omega_{max}.$$

Общей особенностью сигналов АИМ-I и АИМ-II является бесконечно широкая полоса частот, поэтому непосредственное применение таких сигналов в трактах передачи с ограниченной полосой частот нецелесообразно, поскольку из-за ограничения спектра сигнала в тракте форма символов изменяется, что приводит к появлению межсимвольной интерференции в каждом канале и к появлению переходных влияний между каналами. Переходные влияния имеют характер внятных переходных разговоров.

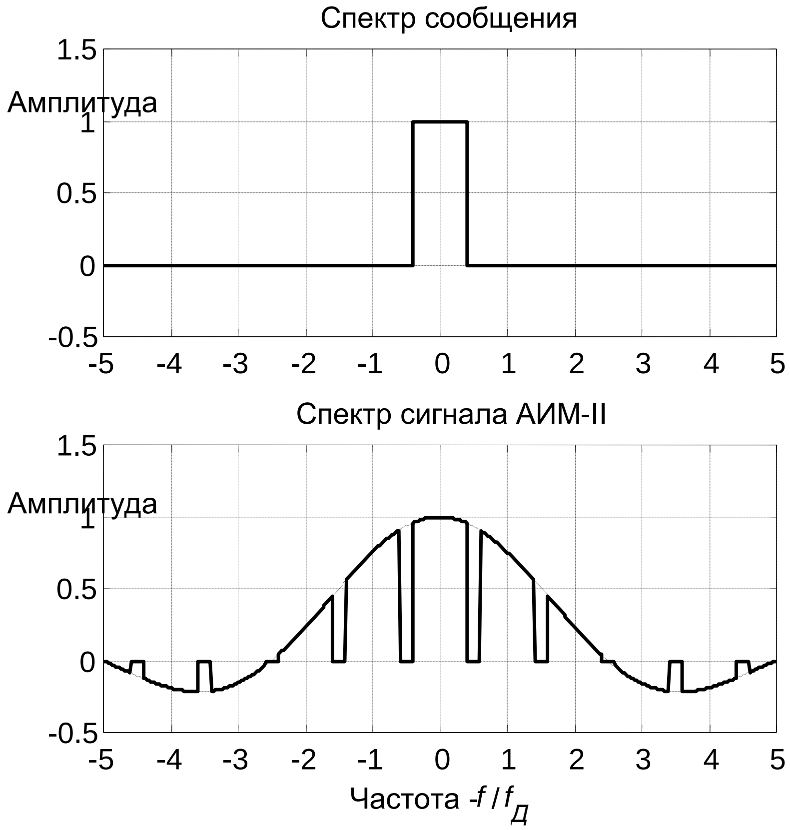

Рис.1.5. Спектр сигнала АИМ-II